

**Interferometrische Bauteilprüfung,
Schadenserkennung und Ermittlung der
modalen Parameter mittels dynamischer
Belastung**

Dissertation

zur Erlangung des Grades

des Doktors der Ingenieurwissenschaften

der Naturwissenschaftlich - Technischen Fakultät

der Universität des Saarlandes

von

Wassili Buerakov

Saarbrücken

2016

Tag des Kolloquiums: 07. Juni 2017

Dekan: Prof. Dr. Guido Kickelbick

Berichterstatter: Priv.-Doz. Dr. Martin Spies

Prof. Dr.-Ing. Michael Schuth

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Dirk Bähre

Akad. Mitarbeiter Dr.-Ing. Frank Aubertin

Danksagung

Für die Anregung zu der Thematik und die herausragende persönliche Betreuung der vorliegenden Arbeit bedanke ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Schuth. Er gab mir wertvolle Vorschläge und unterstützte mich während der ganzen Promotionszeit.

Mein besonderer Dank gilt Priv.-Doz. Dr. rer. nat. habil. Martin Spies für die Motivation, fachliche Unterstützung und für die Übernahme des Hauptberichts. Das entgegengebrachte Vertrauen ermöglichte ein selbständiges Arbeiten. Ohne seine kontinuierliche Unterstützung, wertvollen Vorschläge wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Gleichfalls möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. S. Diebels, der als wissenschaftlicher Begleiter für die Arbeit zur Verfügung stand, für das entgegengebrachte Interesse und Hilfsbereitschaft ganz herzlich bedanken.

Außerdem bedanke ich mich bei Prof. Dr. L. Yang für die herausragende Unterstützung während des Forschungsaufenthalts an der Oakland University.

Außerdem möchte ich mich noch bei meinen Eltern und meinen Geschwistern bedanken, die mir immer zur Seite standen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Stand der Technik.....	4
1.2 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit.....	7
2. Grundlagen der Strukturdynamik	10
2.1 Mechanische Schwingungen	11
2.1.1 Bestimmen der Eigenfrequenzen eines Systems ohne Dämpfung	12
2.1.2 Bestimmen der Eigenfrequenzen eines Systems mit Dämpfung	14
2.2 Dynamische Antwort eines Systems.....	16
2.3 Zustandsraumdarstellung	19
2.4 Experimentelle Modalanalyse.....	22
2.4.1 Identifikationsverfahren	23
2.4.1.1 Verfahren der Modalanalyse - Zeitbereich	24
2.4.1.2 Verfahren der Modalanalyse - Frequenzbereich	25
3. Grundlagen der interferometrischen Messtechnik	26
3.1 Interferenz.....	27
3.1.1 Interferometrische Überlagerung von Licht	28
3.1.2 Speckle-Effekt	30
3.2 Interferometrische Speckle-Messverfahren.....	32
3.2.1 Sensoraufbau der ESPI.....	35
3.2.2 Sensoraufbau der ESPSI	37
3.2.3 Mechanische Grundlagen der Shearografie.....	41
3.2.4 Mechanische Grundlagen der Holografie (ESPI)	45
3.2.5 Messung von In-Plane-Anteilen mittels der ESPI und der ESPSI.....	46
3.3 Signalverarbeitung.....	50
3.3.1 Live-Subtraktion.....	50
3.3.2 Phasenschiebe-Verfahren	52
3.3.2.1 Zeitliche Phasenschiebe-Verfahren	54
3.3.2.2 Räumliche Phasenschiebe-Verfahren.....	58
3.3.2.3 Vergleich der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebung	83
3.3.3 Filterung der Messdaten.....	86
3.3.3.1 Mittelwert-Filter.....	87
3.3.3.2 Median-Filter	88
3.3.3.3 Filterung bei der räumlichen Phasenschiebung	91
3.3.4 Demodulierung von Interferogrammen.....	93

3.3.4.1 1D-Demodulierung	94
3.3.4.2 2D-Demodulierung	96
3.3.4.3 3D-Demodulierung	99
3.3.4.4 Nullpunktbestimmung.....	99
3.3.5 Verformungsmessung mittels der Shearografie	101
4. Detektion von Fehlstellen mittels der Shearografie und der Holografie	104
4.1 Anregungsarten	106
4.1.1 Statische Anregung	106
4.1.2 Induktive Anregung	107
4.1.3 Optische Anregung.....	108
4.1.3.1 Ausbreitung und Interferenz von thermischen Wellen.....	109
4.1.3.2 Optische Laser-Anregung.....	112
4.1.3.3 Optische Puls-Anregung.....	113
4.1.3.4 Optisch transiente Anregung	114
4.1.3.5 Optische Dual-Burst-Anregung.....	116
4.1.3.6 Optische Lockin-Anregung	117
4.1.4 Ultraschall-Anregung	119
4.1.4.1 Ultraschall-Anregung zwecks Defektuferreibung.....	119
4.1.4.2 Ultraschall-Anregung zwecks Erzeugung von Lamb-Wellen.....	121
4.1.5 Dynamische Anregung	130
4.1.6 Hydrostatische Anregung	133
4.2 Ergebnisse der Untersuchungen bei Fehlstellendetektion	134
4.2.1 Detektion von Fehlstellen an schwer zugänglichen Stellen	134
4.2.2 Untersuchung von Mikroproben	140
4.2.2.1 Laserangeregte Untersuchung von Mikromembranen	143
4.2.3 Fehlstellendetektion mittels thermischer Anregung	144
4.2.4 Fehlstellendetektion mittels dynamischer Anregung	148
4.2.5 Fehlstellendetektion mittels hydrostatischer Anregung	150
4.2.6 Fehlstellendetektion mittels Lamb-Wellen	152
4.2.6.1 Zusammenfassung der Untersuchungen mittels Lamb-Wellen.....	155
4.3 Vergleich der Anregungsarten	156
5. Interferometrische Modalanalyse	160
5.1 Verfahren der interferometrischen Modalanalyse.....	161
5.1.1 Doppelbelichtungsverfahren	161
5.1.2 Shearografische Modalanalyse mittels der Zeitmittelungs-Methode.....	163
5.1.3 Stroboskopische Verfahren der interferometrischen Modalanalyse	165

5.1.3.1 Einsatz gepulster Laserdioden	166
5.1.3.2 Einsatz eines akustooptischen Modulators (AOM)	168
5.2 Kombiniertes neuartiges Verfahren	170
5.2.1 Versuchsaufbau zur Erfassung der Impulsantwort.....	170
5.2.2 Bestimmung der Eigenfrequenzen mittels Impulsantwort	172
5.3 Qualitative Schwingungsanalyse.....	174
5.4 Quantitative Schwingungsanalyse	175
5.4.1 Experimentelle Modalanalyse einer Scheibenbremse.....	176
5.4.2 Experimentelle Modalanalyse einer Aluminiumplatte	182
6. Diskussion und Ausblick	184
6.1 Schlussfolgerung	184
6.2 Ausblick.....	188
7. Literaturverzeichnis	190

Abkürzungen

AOM	Akustooptischer Modulator
AR	Autoregressives Modell
ARMA	Autoregressive moving average
ARX	Autoregressive with exogenous input
CCD	Charge Coupled Device
CE	Complex-Exponential
CFK	Carbonfaserverstärkter Kunststoff
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
ERA	Eigensystem-Realisierungs-Algorithmus
ESPI	Elektronische Speckle-Pattern-Interferometrie
ESPSI	Elektronische Speckle-Pattern-Shearing-Interferometrie
FEM	Finite Elemente Methode
FFT	Fast Fourier Transform
FRF	Frequency Response Funktion
ITD	Ibrahim Time Domain Method
IRF	Impulse Response Funktion
LPM	Linear Prediction Method
LSCE	Least Square Complex-Exponential
MDOF	Multiple Degree of Freedom
MIMO	Multiple Input - Multiple Output
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
PZT	Keramikmaterialien auf der Basis von Blei-Zirkonat-Titanat
RFP	Polyreference Frequency Domain Method
SDOF	Single Degree of Freedom
SIMO	Single Input - Multiple Output
SISO	Single Input - Single Output
TTL	Transistor-Transistor-Logik
ZfP	Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung

Formelzeichen

A	-	Komplexe Amplitude
$\underline{\underline{A}}_S$	-	Systemmatrix
A_F	W/m^2	Hintergrundintensität im Frequenzbereich
$A_{1...n}$	-	Integrationskonstanten
A_T	K	Temperaturamplitude
A_0	-	Antisymmetrische Schwingungsform einer Lamb-Welle
\underline{a}	m/s^2	Beschleunigung
a_F	W/m^2	Hintergrundintensität
a_n	-	Amplitude von Lichtwellen (hier dimensionslos)
$\underline{\underline{B}}$	-	Eingangsmatrix
$B_{1...n}$	-	Integrationskonstanten
b	W/m^2	Gemessene Lichtintensität
$\underline{\underline{C}}$	N/m	Steifigkeitsmatrix
$\underline{\underline{C}}_A$	-	Ausgangsmatrix
c	N/m	Federsteifigkeit
c_L	m/s	Lichtgeschwindigkeit
\underline{c}_S	m/s	Geschwindigkeit der Scher- oder Sekundärwelle
\underline{c}_P	m/s	Geschwindigkeit der Druckwelle
$\{\underline{c}\}$	-	Ausgangsvektor des Zustandsraummodells
D	m	Durchmesser der Raumblyende
D_A	-	Antisymmetrische Lamb-Welle
$\underline{\underline{D}}_D$	-	Durchgangsmatrix
D_n	%	Modale Dämpfung
D_V	-	Dämpfungsverhältnis
D_S	-	Symmetrische Lamb-Welle

\underline{d}_V	m	Verschiebungsvektor
d	m	Durchmesser der Speckles
d_{Pl}	m	Dicke einer Platte
E	N/m^2	Elastizitätsmodul
$\{\underline{e}\}$	-	Einheitsvektoren
\underline{F}	N	Kraft
F_{Zahl}	-	Fresnel-Zahl
F_ω	-	Fourier-Transformierte einer Funktion
\underline{f}	N	Kraftvektor
f_{Abtast}	$1/s$	Abtastfrequenz
f_E	$1/s$	Eigenfrequenz
f_G	$1/m$	Grundfrequenz (räumliches Phasenschieben)
f_L	$1/s$	Anregungsfrequenz (Thermische Lockin-Anregung)
f_0	$1/m$	Trägerfrequenz
\bar{g}	-	Mittlerer Grauwert
g_{Pixel}	-	Grauwert eines Pixels
H	m/N	Übertragungsfunktion im Frequenzbereich
$\underline{\underline{H}}_V$	$\mu m/m$	Matrix der Verformungsgradienten
h	m/N	Übertragungsfunktion im Zeitbereich
I	W/m^2	Intensität der Lichtstrahlung
I_0	W/m^2	Hintergrundintensität
$\underline{\underline{I}}_E$	-	Einheitsmatrix
I_H	W/m^2	Verdoppelte Hintergrundintensität ($2 \cdot I_0$)
I_m	W/m^2	Intensitätsmodulation
I_{Mittel}	W/m^2	Mittlere Intensität
$\underline{\dot{i}}_E$	-	Einheitsvektor bei Demodulierung in x-Richtung

J	-	J-Integral
J_0	-	Besselsche Funktion erster Art nullter Ordnung
\underline{j}	W/m^2	Wärmestromdichte
\underline{j}_E	-	Einheitsvektor bei Demodulierung in y-Richtung
$\underline{\underline{K}}$	kg/s	Dämpfungsmatrix
K_F	W/m^2	Lichtintensität mit Phaseninformation im Frequenzbereich
$\underline{\underline{K}}_{Filter}$	-	Filterkern
k	-	Reibbeiwert
\underline{k}_S	$1/m$	Empfindlichkeitsvektor
k_1	$1/m$	Faktor der Wellenzahl für Scher- bzw. Sekunderwellen
k_2	$1/m$	Faktor der Wellenzahl für Druckwellen
l	m	Verschiebungsweg eines Piezospiegels
$\underline{\underline{M}}$	kg	Massenmatrix
m	kg	Masse
N	-	Streifenordnung
n	-	Zählvariable
$p(I)$	-	Wahrscheinlichkeitsdichte der Intensität
q	-	Generalisierte Verschiebungen
P	-	Messobjektpunkt
R	m/Ns	Residuum
R^*	m/Ns	Residuum konjugiert komplex
R	-	Reflexionskoeffizient
$\underline{\underline{r}}_{i,j}$	-	Residuenfeld (Demodulierung)
S_G	-	Summe der Gewichtungsfaktoren
S_0	-	Symmetrische Schwingungsform einer Lamb-Welle
s	-	Komplexer Frequenzparameter der Laplace-Transformation
$\underline{\Delta s}$	m	Verschiebung eines Messobjektpunktes, Verformung

T	K	Temperatur
T_K	-	Transmissionskoeffizient
T_S	s	Schwingdauer
t	s	Zeit
t_M	s	Untersuchungszeit
u	m	In-Plane-Verformung, Verschiebung
$\{\underline{u}\}$	-	Eingangsvektor des Zustandsraummodells
V	m^3	Volumen eines Körpers
\underline{v}	m/s	Geschwindigkeit
W	m	Faktor zum Bestimmen von Abständen der optischen Komponenten
W_D	$K \cdot m^2/W$	Thermischer Kontaktwiderstand verursacht durch innere Defekte
w	m	Verformung (out-of-plane)
w_S	m	Verformung resultierend aus Randbedingungen
X	m	Komplexe Verschiebung
\underline{x}	m	Verschiebung/Auslenkung
$\dot{\underline{x}}$	m/s	Geschwindigkeit
$\ddot{\underline{x}}$	m/s^2	Beschleunigung
\underline{y}	-	Ausgangsgröße des Zustandsraummodells
Z	$K \cdot m^2/W$	Thermische Impedanz
z	m	Abstand vom Messobjekt bis zur Brennebene
z_B	m	Brennweite des Objektivs
$z_{B,K}$	m	Abstand von der Kamera bis zur Raumblende
$\{\underline{z}\}$	-	Zustandsvektor

Griechische Symbole

α	<i>rad</i>	Beleuchtungswinkel
α_L	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
α_T	$1/K$	Wärmeausdehnungskoeffizient
β	<i>rad</i>	Zusätzliche Phasenschiebung
γ	-	Modulation des Interferenzterms
δ	<i>m</i>	Shearbetrag
δ_Δ	<i>rad</i>	Phasenänderung
δ_w	<i>rad</i>	Shearwinkel
ε	$\mu m/m$	Dehnung (Lamb-Wellen)
λ	<i>m</i>	Lichtwellenlänge
λ_D	$1/s^2$	Eigenwert eines Systems mit Dämpfung
λ_E	$1/s^2$	Eigenwert eines Systems ohne Dämpfung
$\lambda_{F,r}$	$1/s^2$	Eigenwerte (Index r ist eine Zählvariable)
λ_L	N/m^2	Erste Lamé-Konstante
μ	<i>m</i>	Thermische Diffusionslänge
μ_L	N/m^2	Zweite Lamé-Konstante
ν	-	Poissonzahl
ξ	$1/m$	Wellenzahl (Lamb-Wellen)
ρ	kg/m^3	Dichte
ϕ	<i>rad</i>	Phase einer Lichtwelle
φ	<i>rad</i>	Relative Phasenlage
φ_L	<i>rad</i>	Relative Phasenlage (Lockin-Anregung)
$\frac{\varphi^w}{x}$	-	Gradient der gefalteten Phase eines Punktes
σ	$1/m$	Komplexe Wellenzahl
τ	N/m^2	Mechanische Spannungen

Φ_{El}	Nm	Das elastische Potential der transversalen Schallwelle
$\underline{\psi}$	m	Eigenvektor
$\underline{\underline{\Psi}}$	m	Matrix der Eigenvektoren
Ψ_{El}	Nm	Das elastische Potential der longitudinalen Schallwelle
$\underline{\psi}_E$	-	Gradient der entfalteten Phase
ψ_P	rad	Phase eines Punktes
ω	$1/s$	Eigenkreisfrequenz
ω_D	$1/s$	Eigenkreisfrequenz der gedämpften Schwingung
ω_L	$1/s$	Lockin-Kreisfrequenz
ω_0	$1/s$	Anregungskreisfrequenz
ω_E	$1/s$	Eigenkreisfrequenz eines Systems ohne Dämpfung
Δ	rad	Relative Phasenänderung
Δ'	rad	Entfaltete relative Phasenänderung
$\underline{\nabla}$	-	Gradientenoperator

Zusammenfassung

Hauptgegenstand dieser Arbeit ist die Weiterentwicklung der interferometrischen Verfahren ESPSI (Shearografie) und ESPI (Holografie) für den Einsatz in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Außerdem ist die noch existierende Einsatzgrenze der Speckle-Messverfahren in der experimentellen Modalanalyse erweitert worden.

Es sind neben der weiterentwickelten, räumlichen Phasenschiebung, die anhand von lediglich 2 Aufnahmen die relative Phase ermittelt, zwei neuartige Messgeräte zur Untersuchung von Mikrostrukturen (Mikroferoskop) und für Messungen an schwer zugänglichen Stellen (Interferoskop) optimiert und erprobt worden. Zur Detektion von Fehlstellen kommen nicht nur bereits etablierte Anregungs-Verfahren zum Einsatz, sondern die noch wenig bis gar nicht erforschten Methoden. Dazu zählen die Fehlstellendetektion mittels elastischer Wellen (Lamb-Wellen), oder laserangeregte Untersuchungen von Mikroproben. Die Lamb-Wellen interagieren bei der Ausbreitung mit der Fehlstelle und verraten somit die Position und die Form eines Defektes. Die Visualisierung der Lamb-Wellen erfolgt mittels der Shearografie jedoch mit räumlicher Phasenschiebung. Zur Bestimmung von Eigenschwingungen kommt ein neues Verfahren zum Einsatz, welches eine Kombination aus impulsangeregter Modalanalyse mit Hilfe von Beschleunigungssensoren und der Speckle-Messtechnik darstellt. Der Vorteil besteht in der schnelleren Detektion und der effizienten Visualisierung von Resonanzschwingungen.

Abstract

The primary objective of this dissertation is the further development of the interferometric techniques ESPSI (Shearography) and ESPI (Holography) used in non-destructive testing of materials. Moreover it aims at reducing the limitations of use which still exist when employing speckle related measuring procedures in experimental modal analysis.

In addition to advanced spatial phase shifting which uses only two images to determine a relative phase, two new measuring devices for examining microstructures (microferoscope) and for examining hard to reach areas (interferoscope) will be presented. To detect defects not only are already established excitation methods used, but also methods that have been relatively less explored or even not yet researched are employed. For example, the use of elastic waves (Lamb waves) in detecting defects or the use of laser excited examination of micro samples. The Lamb wave interacts with the defect during its propagation thereby revealing the position and shape of the defect. The Lamb waves are measured using shearography with spatial phase shift. A new method is used to determine the values of natural frequencies. This method combines the classic impulse excited modal analysis using an accelerometer with shearography or holography. The big advantage of this is the quick detection and the possibility of efficient visualization of resonance vibrations.

1. Einleitung

Das Streben der Menschheit, die Grenzen der Physik auszureizen, lässt die Anforderungen an Konstruktionen und Maschinen immer weiter wachsen. Außerdem werden die Anforderungen auch wegen der Umweltschonung zusätzlich erhöht. Maschinen und Konstruktionen sollen aus diesem Grund immer effizienter werden. Ein möglicher Lösungsweg besteht in der Einführung von neuen innovativen Werkstoffen. Die Luftfahrt zeigt deutlich, dass beispielsweise ein verstärkter Einsatz von Kohlefaser-Verbundwerkstoffen (CFK) eine vielversprechende Zukunftstechnologie darstellt. Bereits jetzt bestehen neue Flugzeugtypen zu mehr als 50% aus CFK. Dieser Trend ist bereits in der Automobilindustrie ebenfalls zu beobachten. Die Automobilkonzerne setzen immer mehr auf Leichtbaukonzepte. Die konventionellen Werkstoffe, zu denen zum Beispiel Metalle gehören, werden jedoch weiterhin (z. B. im Maschinenbau) eine wichtige Rolle spielen.

Die steigenden Anforderungen und Ansprüche an die Qualität der Bauteile erhöhen aber auch gleichzeitig die Anforderungen an die Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Das gilt sowohl für die Prüfung in der laufenden Produktion als auch im späteren Einsatz. Die Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung werden oftmals bereits in der Konstruktions- bzw. Erprobungsphase eingesetzt, um die Entwicklungszeiten signifikant zu verkürzen. Eine möglichst frühzeitige Defekt- bzw. Schwachstellenerkennung trägt entscheidend zur Reduktion von Kosten und einer Verlängerung der Lebensdauer einer Konstruktion bei.

Seitens der Industrie werden also möglichst schnelle Messmethoden gewünscht, die außerdem flächenhaft, berührungsfrei, zerstörungsfrei und hochauflösend messen sollen. Zu den Verfahren, die das leisten können, zählen sowohl bereits etablierte Messmethoden wie die Ultraschalltechnik, Röntgentechnik, Thermografie, Speckle-Interferometrie, als auch neue Verfahren wie zum Beispiel die Terahertz-Technik. Alle Verfahren haben ihre Stärken und Schwächen. Aus diesem Grund befinden sich alle Messmethoden in einer ständigen Weiterentwicklung.

Die Verfahren der Speckle-Messtechnik werden auf Grund des ganzflächigen, berührungslosen Detektionsvermögens und der enorm hohen räumlichen Auflösung immer häufiger industriell eingesetzt. Zu den wohl wichtigsten Speckle-Messverfahren zählen die ESPI (Elektronische Speckle-Pattern-Interferometrie) und die ESPSI (Elektronische Speckle-Pattern-Shearing-Interferometrie). Im Folgenden werden diese Verfahren als Holografie (ESPI) und Shearografie (ESPSI) bezeichnet.

Die Holografie zeichnet sich durch eine sehr hohe Messgenauigkeit aus, die im Bereich $\lambda/100$ liegt. Die Holografie ist jedoch aus diesem Grund empfindlich gegenüber äußeren Störungen. Die Shearografie unterscheidet sich von der Holografie dadurch, dass die Interferenz auf der Kameraebene mittels einer Shear-Vorrichtung durch zwei räumlich vershearte Abbildungen eines Objektes entsteht. Dadurch misst die Shearografie näherungsweise den ersten Gradienten der Verformung in Shear-Richtung. Das macht sie relativ unempfindlich gegen Starrkörper-Bewegungen und Störungen aus der Umgebung.

Neben der Festigkeit und Dauerfestigkeit des Werkstoffes spielt das Schwingungsverhalten von Konstruktionen eine sehr wichtige Rolle. Die unerwünschten Schwingungen insbesondere im Bereich von Resonanzfrequenzen verringern die Dauerfestigkeit und somit die Zuverlässigkeit eines Systems. Außerdem können die unerwünschten Schwingungen zu einer erheblichen Geräuschentwicklung beitragen. Deshalb sind exakte und frühzeitige Vorhersagen hinsichtlich des dynamischen Systemverhaltens von großer Bedeutung.

Die modernen Rechner und die weit fortgeschrittene Software-Entwicklung ermöglichen mittels FEM eine Berechnung bzw. Simulation des Schwingungsverhaltens. Dabei müssen jedoch für jedes Modell zwangsläufig Annahmen bzw. Vereinfachungen getroffen werden, um die Realität näherungsweise abzubilden. Zu den weiteren Schwachpunkten der theoretischen Modellbildung sind außerdem die Linearisierung des oft nichtlinearen Werkstoffverhaltens und die oft der Realität nicht entsprechende Vorgabe der Dämpfung zu zählen. Aus diesem Grund sind die experimentellen Messmethoden durch die rechnerische Modalanalyse nicht zu ersetzen. Das tatsächliche Verhalten eines Systems und die exakte Ermittlung der modalen Parameter sind nach wie vor lediglich mit Hilfe der experimentellen Untersuchungen möglich. Das gilt insbesondere für komplexe, aus vielen Einzelteilen bestehende Systeme, die mittels verschiedenster Fügetechniken zusammengesetzt werden. Eine auf den ersten Blick unbedeutende Änderung, beispielsweise im Schweißprozess, kann zu einer wesentlichen Veränderung hinsichtlich der zu berücksichtigenden Randbedingungen führen.

Bei der experimentellen Messung von Schwingungen stehen verschiedene Messmethoden zur Verfügung. Eine einfache und gleichzeitig effektive Methode stellt die Verwendung von Beschleunigungssensoren dar, die zur Erfassung der Systemantwort auf eine äußere Anregung mechanisch mit der Messobjektoberfläche verbunden werden. Anhand der Messdaten erfolgt anschließend die Ermittlung der modalen Parameter. Zu den Nachteilen dieser Methode zählen die punktuelle Messung und die Beeinflussung der Messergebnisse auf Grund der Masse der Sensoren bei sehr leichten Messobjekten. Ein weiteres weit verbreitetes Messverfahren zur Schwingungsmessung stellt die Laservibrometrie dar. Die Laservibrometrie zeichnet sich durch eine sehr präzise Erfassung der Messobjektbeschleunigungen aus. Die Messung erfolgt punktuell, jedoch besteht die Möglichkeit mittels beweglicher Spiegel den Strahl gezielt abzulenken und somit flächenhafte Analysen durchzuführen. Zur Erfassung von allen drei Raumkomponenten der Schwingung sind drei Laser-Vibrometer erforderlich.

Die optischen Speckle-Verfahren Shearografie und Holografie können ebenfalls zur Erfassung von Schwingungsformen eingesetzt werden. Die Messung erfolgt dabei schnell, flächig, berührungslos und mit einer hohen räumlichen Auflösung. Die shearografische bzw. holografische Modalanalyse ist kosteneffizienter als die Laser-Vibrometrie und ermöglicht 2D-Messungen mit einem einzigen Messkopf. Jedoch ist die Aufnahme des Frequenzganges nicht ohne Weiteres möglich und die Ermittlung der Eigenschwingungsgrößen erfordert im hohen Frequenzbereich den Einsatz spezieller Kameras bzw. Lasermodule. Für die meisten technischen Anwendungen ist die Kenntnis der modalen Parameter im hohen Frequenzbereich aber auch nicht erforderlich.

Eine Kombination der interferometrischen Speckle-Messverfahren mit den klassischen Beschleunigungssensoren ist vielversprechend und ermöglicht das Eliminieren einiger Nachteile der rein optischen Modalanalyse. Durch diese Kombination kann beispielsweise der Frequenzgang nun aufgezeichnet werden. Außerdem wird eine sehr schnelle Ermittlung von Resonanzfrequenzen ermöglicht. Die Messobjektbeleuchtung erfolgt beim Einsatz der klassischen Industriekameras in der Regel stroboskopisch. Die Schwingung des Messobjektes wird dabei mittels kurzer Laserpulse lediglich an einer bestimmten Stelle beleuchtet. Dadurch wird von der Kamera eine quasi statische Erfassung der Schwingungsform vorgenommen.

1.1 Stand der Technik

Das Prinzip der Holografie wurde erstmals von Dennis Gabor im Jahre 1949 entdeckt, als er versuchte, das Auflösungsvermögen von Elektronenmikroskopen zu verbessern [9]. Diese Methode fand jedoch zunächst keine Anwendung. Erst die Entwicklung des Lasers durch Maiman im Jahre 1960 [2] stellte die benötigte kohärente Laserlichtquelle zur Verfügung. Der optische Aufbau wurde durch Leith und Upatnieks 1962 und weitere Wissenschaftler in späteren Arbeiten optimiert [109, 12].

Die ersten Veröffentlichungen zur Messung der ersten Ableitung der Messobjektverformung mit Hilfe der Shearografie gehen auf Leendertz und Butters aus den Jahren 1970 bis 1973 zurück [13]. Der veröffentlichte Aufbau war jedoch nicht praktikabel. Die wohl wichtigste Weiterentwicklung der Shearografie gelang 1975 dem Wissenschaftler Hung [14]. In einer Reihe von wissenschaftlichen Arbeiten wurden die beiden Speckle-Messverfahren weiterentwickelt. Dabei wurde die Phasenschiebung zwecks quantitativer Auswertung eingeführt. Außerdem erfolgte der Übergang zu der digitalen Aufnahme und der digitalen Auswertung der interferometrischen Informationen [1, 6]. Die Erweiterung des Messaufbaus zur Messung von In-Plane-Anteilen erfolgte bei der Shearografie erst einige Jahre später als bei der Holografie [1, 18, 19].

Anregungsarten/Lamb-Wellen

Parallel zu der Entwicklung der Speckle-Messverfahren erfolgte eine ständige Verbesserung der Anregung des Prüflings. Den Ausgangspunkt stellten die mechanische, thermische und hydrostatische Belastung dar [110]. In den letzten Jahrzehnten entstand eine große Anzahl an neuen Anregungsverfahren. Auf eine Beschreibung der chronologischen Entwicklung wird jedoch an dieser Stelle verzichtet. Vielmehr wird der Schwerpunkt auf die im Rahmen dieser Arbeit erforschten Anregungsarten gelegt. Eine gute Übersicht der Entwicklung der thermischen Anregungsmethoden ist beispielsweise in [20, 41] zu finden.

Die Entdeckung von Lamb-Wellen gelang im Jahre 1917 Horace Lamb [68, 70]. Die Nutzung der geführten Wellen zur Detektion von Fehlstellen erfolgte zunächst mittels der Laser-Vibrometrie [71, 74]. Die bildgebende Ultraschallprüfung ist ebenfalls eine der Möglichkeiten zum Visualisieren von Lamb-Wellen [72]. Die ersten Ansätze zur Visualisierung von Wellenfendern mittels der Holografie wurden erstmals in den Jahren 1998-1999 veröffentlicht [73, 75]. Auch die Shearografie kann in Verbindung mit dieser Anregungsart zur Detektion von Fehlstellen unter Benutzung einer Hochgeschwindigkeitskamera [76] bzw. einer gepulsten Messobjektbeleuchtung eingesetzt werden [123]. Der in [76] benutzte Ansatz zum Bestimmen der Verformung ist in [83] veröffentlicht. Die Ausbreitung und das Verhalten von Lamb-Wellen in CFK-Platten wurde in [89] eingehend untersucht. Bisher ist diese Anregungsmethode insbesondere in Kombination mit der Speckle-Messtechnik lediglich in einigen wenigen Forschungsarbeiten zu finden. Der wichtigste Grund dafür liegt in der relativ komplexen Visualisierung von Lamb-Wellen. Der zweite Grund liegt in der Notwendigkeit der Nutzung von teuren Komponenten zur Visualisierung und Erzeugung von elastischen Wellen. Die Erzeugung von Lamb-Wellen gelingt lediglich in Plattenstrukturen.

Räumliche Phasenschiebung

Ein wichtiger Forschungsschwerpunkt im Bereich der Speckle-Messtechnik ist nach wie vor die Phasenschiebung. Es wurde in den letzten Jahrzehnten neben der weit verbreiteten zeitlichen Phasenschiebung eine ganze Reihe an neuen Verfahren entwickelt [21, 28, 29, 23, 33]. Die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte Methode der räumlichen Phasenschiebung, die auf der Fourier-Transformation basiert, wurde erstmals im Jahre 1982 in [81] veröffentlicht. Dieses Verfahren der Phasenschiebung beruht auf der in der Signalübertragung entwickelten Frequenzträgermethode. Nach dem Einsatz dieses Verfahrens für die Shearografie wurde von Pedrini eine Modifikation vorgenommen und auf die Holografie erweitert [35]. Im Jahre 2004 erfolgte eine wichtige Weiterentwicklung [82] und ein praktischer Einsatz zur Detektion von Fehlstellen in CFK-Bauteilen. Eine Forschergruppe aus Indien veröffentlichte einen optischen Aufbau, der sowohl für In-Plane-, als auch Out-of-Plane-Messungen eingesetzt werden kann [40]. Eine Weiterentwicklung dieser Technik der räumlichen Phasenschiebung gelang (Prof.) Yang und (seinem Doktorand) Xie [36, 37] im Jahre 2013. Es wurde außerdem ein optischer Aufbau zum gleichzeitigen Messen von Dehnungen in zwei Dimensionen und Verformungen in einer Dimension entwickelt [38, 39]. In [127] sind Ergebnisse einer speziellen Fehleranalyse der Methode, die auf der Fourier-Transformation beruht, beschrieben.

Trotz einiger Veröffentlichungen sind bisher fast alle Ergebnisse, die mittels der räumlichen Phasenschiebung erzielt wurden, von einer unzureichenden Qualität und in den meisten Fällen nicht auswertbar. In Bezug auf die Verbesserung der Qualität der Ergebnisse besteht noch sehr viel Potential und die vorliegende Arbeit sollte an dieser Stelle einen Beitrag leisten. Außerdem wird oft ein vergleichsweise komplexer, optischer Aufbau realisiert, der in Form eines industrietauglichen Messgerätes nicht umgesetzt werden kann. Auch an dieser Stelle besteht noch Verbesserungspotential.

Experimentelle Modalanalyse mittels der Speckle-Messtechnik

Der Einsatz der Speckle-Messverfahren für die experimentelle Modalanalyse erfolgte zunächst rein qualitativ [6, 115]. Die holografische Modalanalyse wurde erstmals im Jahr 1996 von den Firmen BMW AG und Steinbichler Optotechnik GmbH untersucht und zum Patent angemeldet [113]. In den späteren Veröffentlichungen wurden Laserdioden bzw. akusto-optische Modulatoren zur Erzeugung von stroboskopischer Beleuchtung und somit erstmals zur quantitativen Auswertung eingesetzt [11, 111]. Seitdem erfolgt eine ständige Weiterentwicklung. Es wurden zum Beispiel Methoden entwickelt und erprobt, um rotierende Objekte zu untersuchen [112]. Auch die holografische Modalanalyse wurde verbessert und mit der berührend messenden, experimentellen Modalanalyse, sowie Geometrievermessung verknüpft [29].

Trotz der seit ca. 20 Jahren existierenden Möglichkeit der experimentellen Modalanalyse mittels der Shearografie bzw. der Holografie konnte sich diese Technologie gegen die Laservibrometrie, Bildkorrelation und die klassischen Analysen mittels Beschleunigungssensoren nicht durchsetzen. Dies ist auf den komplexen Aufbau, die aufwendige Datenaufbereitung, den Einsatz von recht

teuren Komponenten (Hochgeschwindigkeitskameras) und die hohe Sensibilität gegenüber äußeren Einflüssen zurück zu führen. Im Rahmen dieser Arbeit soll deshalb aufbauend auf der räumlichen Phasenschiebung eine Verbesserung der Schwingungsanalyse in vielerlei Hinsicht mittels der Speckle-Messtechnik erzielt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte experimentelle Modalanalyse aufbauend auf einer Impulsanregung ist ein Themengebiet der Strukturodynamik. Dieses Themengebiet ist bereits lange bekannt und in zahlreichen Lehrbüchern beschrieben [99, 100, 101]. Es existieren einige mathematische Verfahren zur Bestimmung der modalen Parameter anhand der gemessenen Impulsantwort eines schwingungsfähigen Systems [102, 104, 106, 108]. Die Bestimmung der modalen Parameter erfolgt sowohl im Zeit-, als auch im Frequenzbereich.

Kombination der Endoskopie und der Shearografie

Die ersten Ansätze zur Kombination der Endoskopie und der Shearografie wurden in den Jahren 1996-1997 veröffentlicht [114]. Eine deutliche Verbesserung des Geräteaufbaus und die ersten auswertbaren Ergebnisse wurden aber erst im Jahre 2004 erzielt [115]. Das in [115] entwickelte Messgerät unterschied sich von einem vollwertigen Shearografie-Sensor lediglich dadurch, dass anstatt eines Objektivs ein Endoskop benutzt wurde. Aus diesem Grund ist dieses Messgerät für Messungen außerhalb des Labors wenig geeignet.

Kombination der Mikroskopie und der Speckle-Messtechnik

Die mikroskopische Holografie ist bereits lange bekannt. Auf dem Markt werden praxistaugliche Messgeräte angeboten. Es existiert außerdem eine ganze Reihe an Veröffentlichungen zu diesem Themengebiet [116-120]. Eine gute Übersicht bezüglich der Entwicklung dieser Technologie und die dafür notwendigen Grundlagen sind im Buch von Kim beschrieben [121]. Zu erwähnen ist außerdem der Ansatz der Kombination eines holografischen Moduls mit jedem handelsüblichen Mikroskop [122]. Dieses Messgerät wurde an der Hochschule Trier entwickelt und zum Patent angemeldet [88].

1.2 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Im Folgenden wird der strukturelle Aufbau der vorliegenden Arbeit erläutert. Dabei wird an den entsprechenden Stellen ausführlicher auf die Zielsetzungen und die realisierten Verbesserungen bzw. Weiterentwicklungen eingegangen.

Kapitel 2:

Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen der Strukturdynamik beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Herleitung und Einführung der physikalischen Zusammenhänge und der Funktionsprinzipien eingegangen. Die theoretischen Grundlagen werden für das Verständnis der Funktionsweise der Verfahren der experimentellen Modalanalyse, die auf der Auswertung mittels Beschleunigungssensoren erfassten Daten basiert, benötigt.

Kapitel 3:

Anschließend werden die Grundlagen der interferometrischen Messtechnik vorgestellt. Das dritte Kapitel ist das umfangreichste dieser Arbeit, da im Rahmen dieses Kapitels sowohl auf die absoluten Grundlagen, wie zum Beispiel Interferenz, als auch auf die weiterentwickelte räumliche Phasenschiebung ausführlicher eingegangen wird.

Eine der größten Limitierungen für den industriellen Einsatz der interferometrischen Messverfahren stellt die Notwendigkeit der Erfassung von insgesamt mindestens 6 Aufnahmen des Prüflings dar. Diese Notwendigkeit resultiert aus den physikalischen Gegebenheiten, da die Grundgleichung 3 unbekannte Größen aufweist. Zu den zu bestimmenden Größen zählen die Hintergrundintensität, die Modulation des Interferenzterms und die relative Phase. Es werden folglich 3 Aufnahmen des Messobjektes im Grundzustand und anschließend weitere 3 nach der Belastung des Prüflings vorgenommen. Zwischen den Aufnahmen erfolgt eine Phasenschiebung meistens mittels eines Piezoaktors. Auf diese Weise wird ein lösbares Gleichungssystem bestehend aus 6 Gleichungen und 6 Unbekannten erzeugt. Zur Erhöhung der Robustheit der zeitlichen Phasenschiebung wird oft eine Methode mit insgesamt 8 Aufnahmen und 6 Phasenschiebungen eingesetzt. Zwischen den einzelnen Aufnahmen dürfen während der Messung keine Vibrationen oder sonstige Störungen auftreten, da dadurch die Messung unbrauchbar wird. Die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte räumliche Phasenschiebung, die auf der Fourier-Transformation basiert, kommt mit lediglich zwei Aufnahmen des Messobjektes aus. Die erste Aufnahme erfolgt im Grundzustand und die zweite nach einer Zustandsänderung des Prüflings.

Die räumliche Phasenschiebung wird in Bezug auf den optischen Aufbau mittels einer zusätzlichen Blende, die vor dem Michelson-Interferometer platziert und im Folgenden als Raumblyende bezeichnet wird, realisiert. Dadurch gelingt im Frequenzbereich eine räumliche Trennung der Hintergrundintensität von der gesuchten Phaseninformation. Damit dies ermöglicht wird, sind einige geometrische Bedingungen im optischen Aufbau zu beachten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein optischer Aufbau entwickelt, der besonders einfach zu realisieren ist und gut

auswertbare Ergebnisse liefert. Zusätzlich ist eine Vorgehensweise entwickelt worden, die eine relativ einfache Ermittlung der optimalen Abstände für die optischen Komponenten ermöglicht, da die Qualität der Messungen entscheidend davon abhängt, wie die Komponenten angeordnet werden. Messergebnisse, die mit dem entwickelten holografischen bzw. dem shearografischen Messgerät erzielt werden, sind mit den Ergebnissen der zeitlichen Phasenschiebung vergleichbar. Die räumliche Phasenschiebung ermöglicht nicht nur schnellere und um einiges weniger störepfindlichere Messungen, sondern vereinfacht auch den Aufbau, da keine zusätzliche, zeitliche Phasenschiebung vorgenommen werden muss. Somit kann auch auf die aktiven Elemente (Piezoaktor) und die Steuerung dieser verzichtet werden.

Ein weiterer Vorteil der räumlichen Phasenschiebung besteht in der Möglichkeit, die quantitativen Ergebnisse in Echtzeit auf dem Bildschirm darzustellen. Bisher war es lediglich möglich, die qualitative Live-Subtraktion von zwei Aufnahmen vorzunehmen. Die Ermittlung und Einblendung der quantitativen Endergebnisse bereits während der Messung steigert die Benutzerfreundlichkeit um ein Vielfaches. Außerdem ist für einige Messungen, wie noch erläutert wird, eine Echtzeitbeobachtung von quantitativen Ergebnissen von großer Bedeutung.

Kapitel 4:

Eines der wichtigsten Einsatzgebiete der Speckle-Messtechnik stellt die Detektion von Fehlstellen dar. Im Rahmen des Kapitels 4 wird darauf ausführlich eingegangen. Seit der Entdeckung der Holografie bzw. Shearografie wurde eine ganze Reihe an unterschiedlichen Anregungsmethoden entwickelt. Zu den bekanntesten Methoden zählen die mechanische Anregung mittels einer statischen Kraft, die hydrodynamische Anregung und die optische Belastung mittels verschiedener Wärmestrahler. In den letzten 10 Jahren wurden neue Anregungsmethoden entwickelt, um die steigenden Anforderungen zu erfüllen. Zu den neuen Methoden zählen die induktive sowie dynamische Anregungen, als auch die Erzeugung von elastischen Wellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird insbesondere auf die dynamischen Anregungsarten eingegangen. Die elastischen Wellen, in Form von Lamb-Wellen (es existieren auch weitere Arten), zählen ebenfalls zu der dynamischen Belastung, da sie mittels eines Shakers, jedoch bei wesentlich höheren Frequenzen, erzeugt werden. Diese Belastungsart ist noch weitestgehend unerforscht, insbesondere in Verbindung mit der Shearografie. Bei der klassischen, dynamischen Belastung werden Fehlstellen dadurch detektiert, dass sie unabhängig von der Gesamtstruktur auf Grund der eigenen Resonanzfrequenzen schwingen und direkt beobachtet werden. Die Lamb-Wellen interagieren direkt mit den Fehlstellen und werden in der weiteren Ausbreitung dadurch beeinflusst.

Die Amplitude der elastischen Wellen beträgt in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz lediglich einige hundert Nanometer, oder noch weniger. Deshalb sind die Lamb-Wellen mittels der Shearografie schwer nachzuweisen. Auf Grund der geringen Amplitude entstehen keine typischen Streifenmuster, stattdessen werden die Oberflächenwellen anhand einer Veränderung der Grauwerte gemessen. Im Falle der klassischen Shearografie sind deshalb die Lamb-Wellen während der Messung nicht als solche zu erkennen, da die qualitative Live-Subtraktion lediglich

die Korrelationsstreifen anzeigt und die Dehnungen unter dieser Schwelle nicht bestimmt werden. Mit Hilfe der räumlichen Phasenschiebung gelingt die Visualisierung von Lamb-Wellen. Dadurch können sie zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung von Plattenstrukturen eingesetzt werden. Die verschiedenen Anregungsarten haben jeweils Vor- und Nachteile, deshalb erfolgt am Ende des Kapitels 4 ein Vergleich aller weit verbreiteten Methoden, um eine bessere Übersicht und eine direkte Vergleichbarkeit zu ermöglichen.

Die Untersuchung von Mikrostrukturen erfolgt mit Hilfe eines neuartigen Messgerätes. Das Messgerät (Mikroferoskop) stellt eine Kombination aus einem Holografie-Modul und einem handelsüblichen Mikroskop dar. Mittels des Mikroferoskops können Mikrostrukturen holographisch untersucht werden. Eine Fehlstellendetektion auf der Mikroebene ist ebenfalls mit diesem Messsystem möglich. Dabei kann auf Grund der sehr hohen Empfindlichkeit zur thermischen Anregung des Prüflings ein relativ schwacher und somit ungefährlicher Laser eingesetzt werden. Zur Fehlstellendetektion an schwer zugänglichen Stellen wird ein neues Messgerät (Interferoskop) eingesetzt, welches eine Kombination aus der Shearografie und der Endoskopie darstellt. Eines der möglichen Einsatzgebiete des Interferoskops stellt die Luftfahrt dar, um zum Beispiel Turbinenschaufeln im eingebauten Zustand zu untersuchen.

Kapitel 5:

Die Speckle-Messverfahren können auch für die experimentelle Modalanalyse eingesetzt werden. Diese Untersuchungsmethode ist nicht neu, bietet aber noch viel Verbesserungspotential, da sie einige Schwächen aufweist. Eines der Nachteile ist das aufwendige Absuchen des kompletten Frequenzbereiches zur Detektion von Resonanzfrequenzen. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neue Methode vorgestellt, die die klassische experimentelle Modalanalyse und die räumliche Shearografie (räumliche Phasenschiebung) kombiniert. Mittels eines Impulshammers erfolgt eine breitbandige Anregung von Resonanzfrequenzen des Testobjektes, so dass die Antwort der Struktur eine Überlagerung aus vielen Eigenmoden darstellt. Mittels der Verfahren der experimentellen Modalanalyse wird eine Extraktion von einzelnen Moden vorgenommen. Anhand der ermittelten Eigenfrequenzen und des Frequenzganges erfolgt anschließend eine gezielte shearografische Analyse einiger weniger Frequenzbereiche, um die für den jeweiligen Anwendungsfall relevanten Schwingungsformen zu visualisieren. Die vorgeschlagene Kombination erlaubt also nicht nur eine effektive interferometrische Messung der Resonanzschwingungen, sondern stellt auch mehr Informationen bezüglich des Eigenverhaltens der Teststruktur zur Verfügung.

Kapitel 6:

Zum Schluss werden alle Ergebnisse und Erkenntnisse diskutiert und ein Ausblick wird gegeben.

Kapitel 7:

Im letzten Kapitel ist die bei der Erstellung der Dokumentation benutzte Literatur aufgelistet.

2. Grundlagen der Strukturdynamik

Das Themengebiet der Strukturdynamik befasst sich primär mit der Dynamik und den Schwingungsvorgängen von mechanischen Konstruktionen. Eine mechanische Struktur, die in Schwingungen versetzt wird, oszilliert um eine Gleichgewichtslage und es findet ein ständiger Austausch zwischen der kinetischen und der potenziellen Energie statt. Die Strukturdämpfung und die äußeren Dämpfungskräfte bewirken dabei eine zeitabhängige Amplitudenreduzierung der Schwingung.

Die meisten technischen Systeme, die über kontinuierlich verteilte Struktureigenschaften verfügen, lassen sich auf Systeme mit einem Freiheitsgrad zurückführen. Das komplexe System mit n Freiheitsgraden wird also auf n Schwinger zurückgeführt. Die phänomenologischen Effekte des dynamischen Verhaltens einer Struktur lassen sich an einem einfachen System, welches zum Beispiel ein Einmassenschwinger sein kann, besser verstehen [99]. Das Ganze macht das Ein-Freiheitsgrad-System für die Strukturdynamik so wichtig.

Im Folgenden wird anhand von einfachen mechanischen Systemen eine Einführung in das Themengebiet der Strukturdynamik vorgenommen. Mit Hilfe von Bewegungsgleichungen eines Einmassensystems wird gezeigt, dass die mechanischen Systeme sich mittels linearer Differentialgleichungen der 2. Ordnung beschreiben lassen. Dies gilt aber nur für kleinere Amplituden, da bei großen Auslenkungen oft ein nicht-lineares Verhalten beobachtet wird [29]. Auf Grund der hohen Sensitivität der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten interferometrischen Messverfahren Shearografie und Holografie wird diese Forderung erfüllt. Deshalb wird im Folgenden von linearem Verhalten ausgegangen.

Am Ende dieses Kapitels wird eine Übersicht aller derzeit bekannten Methoden der experimentellen Modalanalyse vorgestellt und anschließend werden die wichtigsten Verfahren näher erläutert. Dabei wird sowohl auf die Verfahren aus dem Zeit-, als auch aus dem Frequenzbereich eingegangen. Auf eine sehr ausführliche mathematische Herleitung der Funktionsweise der experimentellen Methoden bei der Bestimmung der Eigenschwingungsgrößen wird jedoch verzichtet, da bereits in einer Veröffentlichung des Autors [105] diese Informationen nachgelesen werden können und die komplette Beschreibung den Umfang dieser Arbeit sprengen würde.

2.1 Mechanische Schwingungen

Als einführendes Beispiel für ein schwingungsfähiges System soll ein Feder-Masse-Schwinger dienen. Diese einfache Struktur besteht aus einer Masse m , einer elastischen Feder mit der Federsteifigkeit c und einer Dämpfungsvorrichtung mit dem Reibbeiwert k .

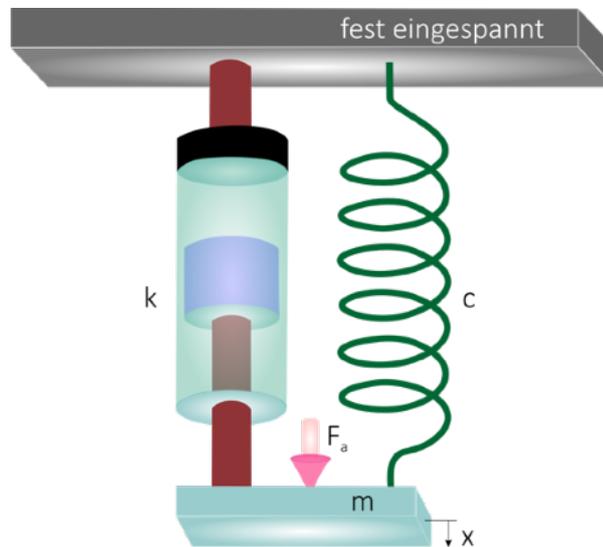


Abbildung 2.1: Einmassenschwinger

Die Massen der Feder und der Dämpfungsvorrichtung werden zunächst vernachlässigt. Mittels einer von außen einwirkenden Kraft \underline{F}_a erfolgt eine Auslenkung der Masse m aus der Gleichgewichtslage. Dabei werden folgende Kräfte wirksam:

1. Die Rückstellkraft der Feder

$$\underline{F}_{Feder} = -c \cdot \underline{x}. \quad (2.1)$$

2. Die zur Geschwindigkeit \underline{v} proportionale Dämpfungskraft

$$\underline{F}_{Dämpfung} = -k \cdot \underline{v} = -k \cdot \dot{\underline{x}}. \quad (2.2)$$

3. Die von außen einwirkende Kraft

$$\underline{F}_a = \underline{F}(t). \quad (2.3)$$

Als Reaktion auf die einwirkenden Kräfte wird die Masse m beschleunigt. Somit gilt:

$$m\underline{a} = \underline{F}_a + \underline{F}_{Feder} + \underline{F}_{Dämpfung}, \quad (2.4)$$

wobei \underline{a} die Beschleunigung gekennzeichnet.

Das Einsetzen der Kräfte in die letzte Gleichung und Auflösen nach $\underline{F}(t)$ liefert:

$$\underline{F}(t) = m\underline{\ddot{x}} + k\underline{\dot{x}} + c\underline{x} \quad (2.5)$$

Die Schwingung eines Einmassenschwingers wird also durch eine Differentialgleichung 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten beschrieben. Es lässt sich zeigen, dass dieser Zusammenhang auch für komplexere Systeme gilt. Bei Systemen mit vielen Freiheitsgraden entsteht jedoch eine Reihe von Bewegungsgleichungen, da die zu untersuchende mechanische Struktur in n Massen zerlegt wird. Die aufgestellten Bewegungsgleichungen werden anschließend in Matrixschreibform zusammengefasst. Ein diskretisiertes Ersatzsystem in physikalischen Koordinaten ist also durch ein gekoppeltes System aus n homogenen Differentialgleichungen gegeben, gemäß

$$\underline{\underline{M}}\underline{\ddot{x}}_n + \underline{\underline{K}}\underline{\dot{x}}_n + \underline{\underline{C}}\underline{x}_n = \underline{f}_n \quad (2.6)$$

Hierbei entsprechen $\underline{\underline{M}}$ der Massen-, $\underline{\underline{K}}$ der Dämpfungs- und $\underline{\underline{C}}$ der Steifigkeitsmatrizen. Alle drei sind symmetrische $n \times n$ Matrizen, welche die räumliche Eigenschaft des Gesamtsystems beschreiben. Mit dem $n \times 1$ Vektor $\underline{x}(t)$ wird die zeitabhängige Auslenkung dargestellt. Auch der Vektor der zeitabhängigen externen Kräfte $\underline{f}(t)$ hat die Dimension $n \times 1$. Die Dimensionen der Matrizen hängen von der Anzahl der Differentialgleichungen ab, welche notwendig sind, um ein System vollständig zu beschreiben [29].

2.1.1 Bestimmen der Eigenfrequenzen eines Systems ohne Dämpfung

Für den Fall, dass keine Dämpfung und keine äußeren Kräfte vorliegen, lassen sich die Eigenkreisfrequenzen besonders einfach bestimmen. Die Gleichung (2.6) vereinfacht sich zu:

$$\underline{\underline{M}}\underline{\ddot{x}}_n + \underline{\underline{C}}\underline{x}_n = 0 \quad (2.7)$$

Im ersten Schritt wird folgender Lösungsansatz eingeführt:

$$\underline{x}(t) = \underline{\psi} \cdot e^{i\omega_E t} \quad (2.8)$$

wobei $\underline{\psi}$ den Eigenvektor und ω_E die Eigenkreisfrequenz des ungedämpften Systems gekennzeichnet.

Nach dem Ableiten und Einsetzen der letzten Gleichung in (2.7) erhält man:

$$\left(-\omega_E^2 \underline{\underline{M}} + \underline{\underline{C}}\right)\underline{\psi} = 0 \quad (2.9)$$

Das Quadrat der Eigenkreisfrequenz des ungedämpften Systems ω_E^2 wird meist durch den Eigenwert λ_E substituiert und das sogenannte Eigenwertproblem formuliert

$$(-\lambda_E \underline{\underline{M}} + \underline{\underline{C}}) \underline{\underline{\psi}} = 0. \quad (2.10)$$

Das Lösen des Eigenwertproblems liefert die gesuchten Eigenkreisfrequenzen ω_E . Diese lassen sich wiederum in die Eigenfrequenzen f_E und die Schwingdauer T_S umrechnen.

$$f_E = \frac{\omega_E}{2\pi}, \quad T_S = \frac{1}{f_E}. \quad (2.11)$$

Für den vorliegenden Fall ergibt sich die Lösung zu

$$\omega_E = \sqrt{\frac{\underline{\underline{C}}}{\underline{\underline{M}}}}. \quad (2.12)$$

Eine direkte Lösung bei Systemen, die aus mehreren Massen bestehen, kann als eine Superposition von mehreren Schwingungsmoden dargestellt werden. Bei komplexen Systemen ist dies jedoch sehr aufwendig. Deshalb wird eine modale Transformation durchgeführt. Das System ist dabei in den Modalraum zu transformieren. Der Vorteil besteht nun darin, dass das Gleichungssystem entkoppelt wird. Die Gleichungen können nun analog zu einem einfachen Einmassenschwinger gelöst werden. Die Kopplung erfolgt mittels der Rücktransformation in den physikalischen Raum. Der modale Ansatz unter der Berücksichtigung der Anzahl n der Einzelmassen lautet

$$\underline{\underline{x}}(t) = \underline{\underline{\Psi}} \cdot \underline{\underline{q}}(t) \quad (2.13)$$

mit der Matrix der Eigenvektoren $\underline{\underline{\Psi}}$, die wie folgt definiert ist

$$\underline{\underline{\Psi}} = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\psi}}_1 & \underline{\underline{\psi}}_2 & \dots & \underline{\underline{\psi}}_n \end{bmatrix}.$$

Nach dem Ableiten und dem Einsetzen des modalen Ansatzes in die Gleichung (2.7), die nun äußere Kräfte $\underline{\underline{f}}(t)$ enthält, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\underline{\underline{M}} \underline{\underline{\Psi}} \ddot{\underline{\underline{q}}}(t) + \underline{\underline{C}} \underline{\underline{\Psi}} \dot{\underline{\underline{q}}}(t) = \underline{\underline{f}}(t). \quad (2.14)$$

Diese Gleichung stellt die Basis zur modalen Entkopplung dar [100]. Nach der Multiplikation der beiden Seiten der Gleichung (2.14) mit der transponierten Modalmatrix $\underline{\underline{\Psi}}^T$ gemäß

$$\underline{\underline{\Psi}}^T \underline{\underline{M}} \underline{\underline{\Psi}} \ddot{\underline{q}}(t) + \underline{\underline{\Psi}}^T \underline{\underline{C}} \underline{\underline{\Psi}} \dot{\underline{q}}(t) = \underline{\underline{\Psi}}^T \underline{f}(t) \quad (2.15)$$

erhält man

$$\underline{\underline{M}}^{(M)} \ddot{\underline{q}}(t) + \underline{\underline{C}}^{(M)} \dot{\underline{q}}(t) = \underline{f}^{(M)}(t). \quad (2.16)$$

Noch deutlicher lässt sich die Entkopplung in Matrixschreibform zeigen

$$\begin{bmatrix} m_1^{(M)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & m_2^{(M)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & m_n^{(M)} \end{bmatrix} \ddot{\underline{q}}(t) + \begin{bmatrix} c_1^{(M)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & c_2^{(M)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & c_n^{(M)} \end{bmatrix} \dot{\underline{q}}(t) = \underline{f}^{(M)}(t). \quad (2.17)$$

Nun kann die Bestimmung der modalen Größen wie bei einem Einmassenschwinger durchgeführt werden. Jedoch ist die Lösung dieses Gleichungssystems analytisch nur für wenige Freiheitsgrade möglich. Deshalb werden numerische Verfahren zum Lösen des Eigenwertproblems bei Systemen mit mehreren Freiheitsgraden eingesetzt.

2.1.2 Bestimmen der Eigenfrequenzen eines Systems mit Dämpfung

Falls Dämpfung vorhanden ist bzw. nicht vernachlässigt werden kann, muss dies entsprechend berücksichtigt werden. Die prinzipielle Vorgehensweise ist jedoch stark von der Art der Dämpfung abhängig. Im ersten Schritt wird die Gleichung (2.6) auf die Masse $\underline{\underline{M}}$ normiert. Dabei wirken zunächst keine äußeren Kräfte \underline{f}_n , also

$$\ddot{\underline{x}}_n + \frac{\underline{\underline{K}}}{\underline{\underline{M}}} \dot{\underline{x}}_n + \frac{\underline{\underline{C}}}{\underline{\underline{M}}} \underline{x}_n = 0. \quad (2.18)$$

Mit Hilfe der Gleichung (2.12) und des Ansatzes $\underline{x}(t) = x_0 e^{\lambda_D t}$ kann die letzte Gleichung modifiziert werden:

$$\left(\lambda_D^2 + \frac{\underline{\underline{K}}}{\underline{\underline{M}}} \lambda_D + \omega^2 \right) x_0 e^{\lambda_D t} = 0. \quad (2.19)$$

Nun sind die Nullstellen zu berechnen, sie folgen gemäß

$$\lambda_{D1,2} = -\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}} \pm \sqrt{\left(\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}}\right)^2 - \omega^2} . \quad (2.20)$$

Der Ausdruck unter der Wurzel kann je nach Größe des Terms $\left(\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}}\right)^2$ entweder positiv oder negativ sein. Daraus lassen sich die drei möglichen Lösungen ableiten [101]:

1. Gedämpfte Schwingung $\left(\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}}\right)^2 < \omega^2$: das Argument unter der Wurzel ist negativ. Die Struktur ist schwingungsfähig. Die Amplitude nimmt exponentiell ab.
2. Aperiodischer Grenzfall $\left(\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}}\right)^2 = \omega^2$: der Ausdruck unter der Wurzel hebt sich auf. Das System kehrt schnellstmöglich in den Ausgangszustand zurück.
3. Kriechfall $\left(\frac{\underline{\underline{K}}}{2\underline{\underline{M}}}\right)^2 > \omega^2$ das Argument unter der Wurzel ist positiv und somit reell. Das System schwingt nicht, kehrt jedoch langsam in den Ausgangszustand zurück.

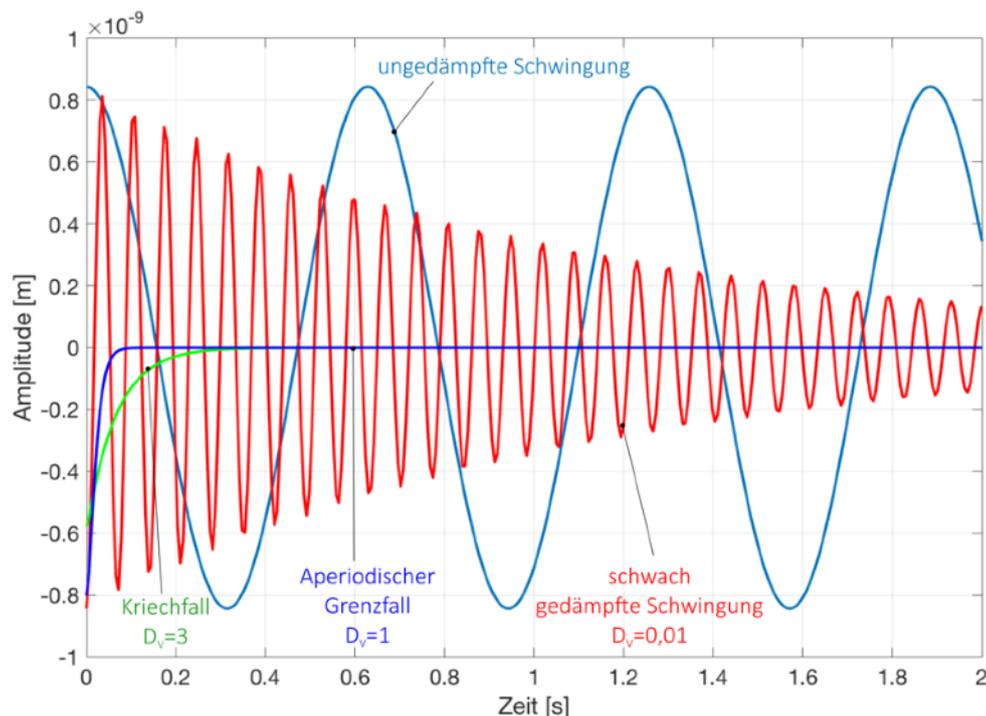


Abbildung 2.2: Mittels Matlab simulierte gedämpfte Schwingung eines Einmassenschwingers (bei unterschiedlichen Dämpfungswerten)

Bei den meisten technischen Systemen ist die Dämpfung kleiner als die kritische Dämpfung. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf von dem Fall der schwachen Dämpfung ausgegangen. Der Übersichtlichkeit wegen soll das Dämpfungsverhältnis D_v eingeführt werden:

$$D_V = \frac{\underline{K}}{2\underline{M}\omega} . \quad (2.21)$$

Das Einsetzen der letzten Gleichung in die Gleichung (2.20) liefert bei der Beachtung des Falls einer schwach gedämpften Schwingung (der Ausdruck unter der Wurzel ist negativ,

$\lambda_{D1,2} = -\frac{\underline{K}}{2\underline{M}} \pm i\omega_D$) die Eigenkreisfrequenz der gedämpften Schwingung ω_D :

$$\omega_D = \omega\sqrt{1 - D_V^2} . \quad (2.22)$$

Ausgehend von einer proportionalen Dämpfung und dem modalen Ansatz (2.13) erfolgt die Transformation und somit die Entkopplung der gedämpften Schwingung in den modalen Raum analog zu dem ungedämpften System

$$\underline{M}^{(M)} \underline{\ddot{q}}(t) + \underline{K}^{(M)} \underline{\dot{q}}(t) + \underline{C}^{(M)} \underline{q}(t) = \underline{f}^{(M)}(t), \quad (2.23)$$

oder in Matrixschreibweise:

$$\begin{bmatrix} m_1^{(M)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & m_2^{(M)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & m_n^{(M)} \end{bmatrix} \underline{\ddot{q}}(t) + \begin{bmatrix} k_1^{(M)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & k_2^{(M)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & k_n^{(M)} \end{bmatrix} \underline{\dot{q}}(t) + \begin{bmatrix} c_1^{(M)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & c_2^{(M)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & c_n^{(M)} \end{bmatrix} \underline{q}(t) = \underline{f}^{(M)}(t). \quad (2.24)$$

2.2 Dynamische Antwort eines Systems

Die Antwort eines dynamischen Systems auf eine äußere Anregung wird im Frequenzraum mittels der Übertragungsfunktion $H(j\Omega)$ beschrieben. Die Übertragungsfunktion kann für ein mittels eines Impulses angeregtes System wie folgt formuliert werden:

$$H(j\Omega) = \frac{\text{Ausgangsbeschleunigung}}{\text{Eingangsbeschleunigung}} \quad \text{bzw.} \quad H(j\Omega) = \frac{Q(j\Omega)}{F(j\Omega)} . \quad (2.25)$$

$Q(j\Omega)$ und $F(j\Omega)$ sind die Fourier-Transformierten von $q(t)$ und $f(t)$ entsprechend der Transformationsgleichung

$$F(j\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\Omega t} dt . \quad (2.26)$$

Die letzte Gleichung gilt unter der Voraussetzung, dass die Forderung bezüglich der Beschränktheit erfüllt ist:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt < \infty. \quad (2.27)$$

Wenn diese Forderung nicht erfüllt wird, muss die Laplace-Transformation angewandt werden. Die genaue mathematische Beschreibung des Übergangs von der Übertragungsmatrix $H(s)$ (Laplace-Transformation) zur Frequenzgangmatrix $H(j\Omega)$ (Fourier-Transformation) kann zum Beispiel [102] entnommen werden. Die Laplace-Transformation ist wie folgt definiert [103]:

$$F(s) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt. \quad (2.28)$$

Im Idealfall entspricht der Kräfteingang dem Dirac-Stoß und die Eingangsbeschleunigung ist gleich 1 (die Fläche unter dem Integral). Da aber der ideale Dirac-Impuls mit einem Impulshammer nicht realisiert werden kann, ist das Spektrum des Kraftimpulses zu erfassen.

Signale lassen sich sowohl im Zeit-, als auch Frequenzbereich darstellen und verarbeiten. Der Zusammenhang zwischen den beiden Bereichen soll anhand der Abbildung 2.3 verdeutlicht werden. Mittels der Fourier-Transformation bzw. der inversen Fourier-Transformationen können Signale jeweils in einen anderen physikalischen Raum überführt werden.

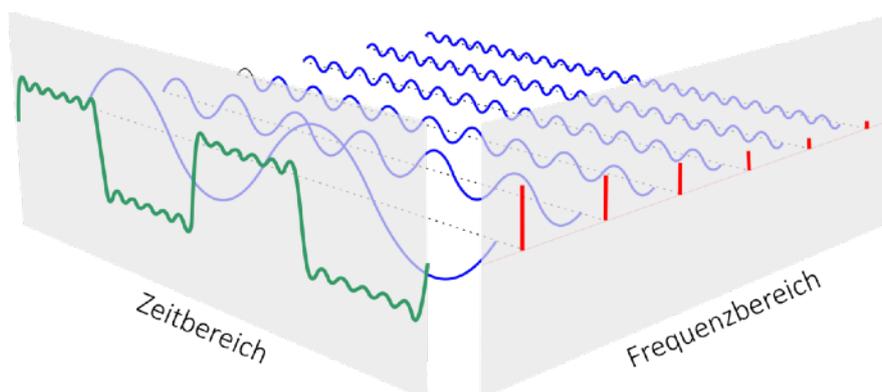


Abbildung 2.3: Darstellung der Signale im Zeit- und Frequenzbereich

Die Übertragungsfunktionen lassen sich ebenfalls als eine Überlagerung aller angeregten Resonanzfrequenzen darstellen. Den Ausgangspunkt bildet die Differentialgleichung (2.6). Diese Gleichung wird mittels der Laplace-Transformation in den Frequenzbereich überführt. Die Anfangsbedingungen werden dabei $x(0) = 0$ zu Null gesetzt. Die Differentiation im Zeitbereich

entspricht der Multiplikation mit einer Potenz der Variablen s (Laplace-Operator) im Frequenzbereich, also

$$s^2 m X(s) + s k X(s) + c X(s) = F(s) \quad (2.29)$$

oder analog zu der Gleichung (2.25)

$$H(s) = \frac{X(s)}{F(s)} = \frac{1}{s^2 m + s k + c} \quad (2.30)$$

Die Massennormierung liefert:

$$H(s) = \frac{\frac{1}{m}}{s^2 + s \frac{k}{m} + \frac{c}{m}} \quad (2.31)$$

Die Nullstellen des Nenners entsprechen den Polstellen des Systems. Mit Hilfe der Partialbruchzerlegung erhält man für die experimentelle Modalanalyse eine sehr wichtige Gleichung.

$$H(s) = \frac{\frac{1}{m}}{(s - \lambda_{F,1})(s - \lambda_{F,1}^*)} = \frac{R_1}{s - \lambda_{F,1}} + \frac{R_2}{s - \lambda_{F,1}^*}, \quad (2.32)$$

Dabei bezeichnen R_i die Residuen, s den Laplace Operator, λ_F die Polstellen, also Nullstellen des Nennerpolynoms und λ_F^* die konjugiert komplexen Polstellen.

Die letzte Gleichung lässt sich für beliebige MIMO-Systeme (Multiple Input Multiple Output) erweitern [104]. Das Residuum R_2 ist dem konjugiert komplexen Residuum R_1^* gleich und kann deshalb ersetzt werden [105], also

$$H_{ij}(s) = \sum_{r=1}^N \left[\frac{R_{ij(r)}}{s - \lambda_{F,r}} + \frac{R_{ij(r)}^*}{s - \lambda_{F,r}^*} \right] \quad (2.33)$$

Mit i wird der Index der Anregung und mit j der Index der Systemantwort angegeben. Die letzte Gleichung kann auch mittels der Fourier-Transformation hergeleitet werden. Diese ist in die Laplace-Transformation überführbar. Die Transformation gelingt in die umgekehrte Richtung ebenfalls:

$$H_{ij}(j\omega) = \sum_{r=1}^N \left[\frac{R_{ij(r)}}{-j\omega - \lambda_r} + \frac{R_{ij(r)}^*}{-j\omega - \lambda_r^*} \right] \quad (2.34)$$

Die Übertragungsfunktion erlaubt eine vollständige Beschreibung des Systemverhaltens. Dabei ist die Bestimmung der Nullstellen des Nenners ausreichend, um die modalen Parameter zu bestimmen. Genau das ist die Aufgabe der Verfahren der experimentellen Modalanalyse. Die Impulsübertragungsfunktion lässt sich auch im Zeitbereich angeben [29]:

$$h_{ij}(t) = \sum_{r=1}^N \left[r_{ij(r)} e^{\lambda_r t} + r_{ij(r)}^* e^{\lambda_r^* t} \right]. \quad (2.35)$$

2.3 Zustandsraumdarstellung

Einige Verfahren der experimentellen Modalanalyse, wie zum Beispiel der Eigensystem-Realisierungs-Algorithmus (ERA), bestimmen die modalen Parameter im Zustandsraum. Deshalb ist es wichtig, den in der Strukturmechanik üblichen Zusammenhang der Differentialgleichung (2.6) mit Hilfe der Zustandsraumdarstellung zu beschreiben.

Zum Umformulieren der Bewegungsgleichung werden die Geschwindigkeiten als zusätzliche Zustandsgrößen eingeführt [106]:

$$\begin{aligned} \dot{\underline{x}} &= \underline{v}, \\ \ddot{\underline{x}} = \dot{\underline{v}} &= -\underline{M}^{-1} \underline{K} \cdot \underline{v} + \underline{M}^{-1} \underline{C} \cdot \underline{x} + \underline{M}^{-1} \underline{f}_k. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Die letzte Gleichung lässt sich auch in Matrixschreibform überführen:

$$\begin{bmatrix} \dot{\underline{x}} \\ \dot{\underline{v}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \underline{I}_E \\ -\underline{M}^{-1} \underline{C} & -\underline{M}^{-1} \underline{K} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{x} \\ \underline{v} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ -\underline{M}^{-1} \underline{f}_k \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

wobei \underline{I}_E die Einheitsmatrix bezeichnet.

Der Zustand eines Systems ändert sich auf Grund von Eingangsgrößen. Diese Größen werden im Eingangsvektor $\{\underline{u}\}$ zusammengefasst. Die Ausgangsgrößen werden ebenfalls zusammengefasst und zwar im Ausgangsvektor $\{\underline{y}\}$. Das Eigenverhalten eines mechanischen Systems wird durch die Zustandsgrößen beschrieben. Diese Größen sind im Zustandsvektor $\{\underline{z}\}$ enthalten:

$$\{\underline{z}\} = \begin{bmatrix} \dot{\underline{x}} \\ \underline{v} \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

Das Eigenverhalten des Systems wird mit Hilfe der Systemmatrix $\underline{\underline{A}}_S$ (vgl. Gleichung 2.37) beschrieben:

$$\underline{\underline{A}}_S = \begin{bmatrix} 0 & \underline{\underline{I}}_E \\ -\underline{\underline{M}}^{-1}\underline{\underline{C}} & -\underline{\underline{M}}^{-1}\underline{\underline{K}} \end{bmatrix} \text{ und } \{\underline{\underline{u}}\} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\underline{\underline{M}}^{-1}\underline{\underline{f}}_k \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Das Einsetzen der letzten beiden Gleichungen in die Gleichung (2.37) liefert:

$$\{\dot{\underline{\underline{z}}}\} = \underline{\underline{A}}_S \{\underline{\underline{z}}\} + \{\underline{\underline{u}}\}. \quad (2.40)$$

Analog zu der letzten Gleichung wird die Ausgangsgröße $\underline{\underline{y}}$ definiert. Diese setzt sich aus dem transponierten Ausgangsvektor $\{\underline{\underline{c}}\}^T$ und dem Zustandsvektor $\{\underline{\underline{z}}\}$ zusammen [107]:

$$\underline{\underline{y}} = \{\underline{\underline{c}}\}^T \{\underline{\underline{z}}\}. \quad (2.41)$$

Bei realen Messungen wird die Antwort eines Systems auf eine Anregung nur an wenigen, ausgewählten Punkten gemessen. Dies erfolgt im Rahmen dieser Arbeit beispielsweise mit Hilfe von Beschleunigungssensoren. Dieser Sachverhalt gilt auch für die Anregung. Dies wird dadurch berücksichtigt, dass zusätzlich zu der Systemmatrix $\underline{\underline{A}}_S$ die Matrizen $\underline{\underline{C}}_A$ (Ausgangsmatrix), $\underline{\underline{B}}$ (Eingangsmatrix) und $\underline{\underline{D}}_D$ (Durchgangsmatrix) eingeführt werden:

$$\{\dot{\underline{\underline{z}}}\} = \underline{\underline{A}}_S \{\underline{\underline{z}}\} + \underline{\underline{B}} \{\underline{\underline{u}}\}, \quad (2.42)$$

$$\{\underline{\underline{y}}\} = \underline{\underline{C}}_A \{\underline{\underline{z}}\} + \underline{\underline{D}}_D \{\underline{\underline{u}}\}. \quad (2.43)$$

Die Abbildung 2.4 zeigt das Blockschaftbild für lineare, zeitinvariante Systeme im Zustandsraum. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird zunächst ein System mit einem Eingangssignal $\{\underline{\underline{u}}\}$ und einem Ausgangssignal $\{\underline{\underline{y}}\}$ dargestellt und diskutiert.

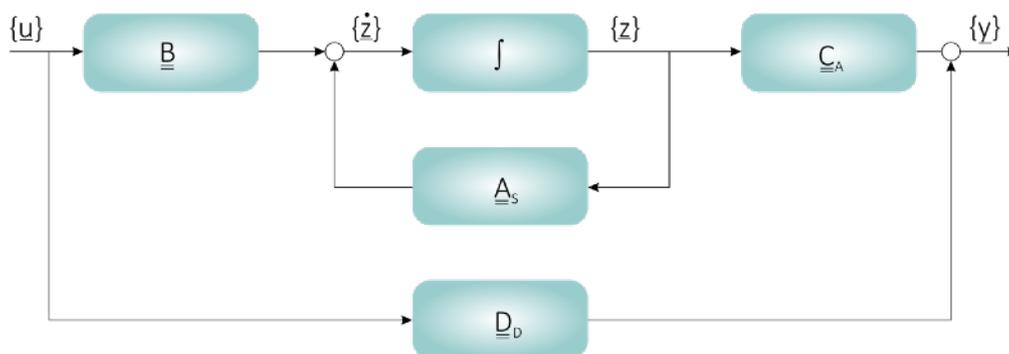


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Zustandsraummodells als Blockschaftbild

Die Erfassung und die Verarbeitung der Daten erfolgen mit Hilfe eines Rechners, was eine Zeitdiskretisierung erforderlich macht. Die zeitdiskrete Zustandsraumdarstellung, zu erkennen an dem Index d , wird aus der kontinuierlichen Form mittels der Diskretisierung über einen festen Zeitschritt Δt gewonnen:

$$\{\dot{z}_{k+1}\} = \underline{A}_{S,d} \{z_k\} + \underline{B}_d \{u_k\}, \quad (2.44)$$

$$\{y_k\} = \underline{C}_{A,d} \{z_k\} + \underline{D}_{D,d} \{u_k\}. \quad (2.45)$$

2.4 Experimentelle Modalanalyse

Im Vergleich zu der klassischen rechnergestützten Modalanalyse geht die experimentelle Schwingungsanalyse den umgekehrten Weg (siehe Abbildung 2.5). Im Rahmen der rechnerischen Analyse (FEM-Berechnungen) sind die Geometriedaten und die Werkstoffparameter bekannt. Daraus werden im modalen Raum die gesuchten Schwingungsparameter der zu untersuchenden Struktur bestimmt. Die experimentelle Modalanalyse berechnet dagegen die Eigenfrequenzgrößen aus der Antwort einer realen Struktur auf eine äußere Anregung. Die Verteilung der Massen und Steifigkeiten sind dabei unbekannt.

Die experimentelle Modalanalyse ermöglicht, wie in der Abbildung 2.5 dargestellt, eine Identifikation der physikalischen Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrizen. Für diesen Zweck müssen aber auch alle Eigenvektoren (Schwingungsformen) experimentell ermittelt werden. Ein physikalisches System besitzt aber unendlich viele Schwingungsformen. Das macht die Identifikation der Matrizen kompliziert. Im Rahmen der Modalanalyse wird dies aber auch in der Regel nicht benötigt.

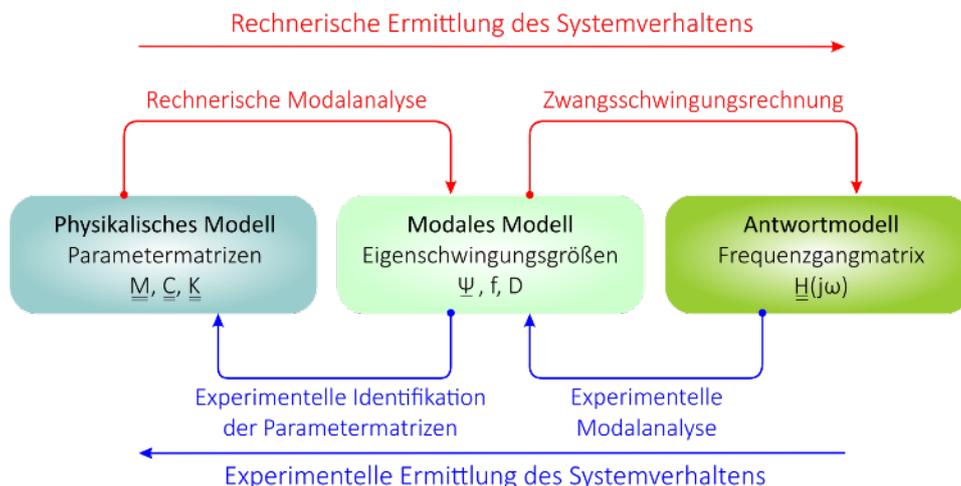


Abbildung 2.5: Einordnung der experimentellen Modalanalyse

Im Rahmen dieser Arbeit ist die experimentelle Bestimmung der Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrizen ebenfalls nicht erforderlich. Die Aufgabe besteht vielmehr darin, die modalen Parameter aus der Impulsantwort zu bestimmen und darauf aufbauend eine interferometrische Messung der Schwingungsform vorzunehmen.

2.4.1 Identifikationsverfahren

Für die Identifikation der Modalparameter ist eine Reihe von Verfahren bekannt. In den letzten 30 Jahren haben zahlreiche Forscher versucht, praxistaugliche Methoden zu entwickeln, die die Bestimmung der modalen Parameter und der damit verbundenen dynamischen Eigenschaften anhand der Messdaten zuverlässig ermöglichen [108]. Auf Grund der gestiegenen Leistung der modernen Rechner, der besseren Messinstrumente sowie verbesserter Sensoren ist die Aufzeichnung und Verarbeitung von großen Datenmengen um einiges schneller und somit effizienter geworden. Dadurch hat die experimentelle Modalanalyse noch mehr an Bedeutung gewonnen.

Die Einteilung der vorhandenen Verfahren kann auf Basis bestimmter Kriterien durchgeführt werden. Erstes Kriterium ist die Art des Signals bzw. der Raum, in dem das Signal verarbeitet wird, also Verfahren, die im Zeitbereich die modalen Parameter ermitteln, oder im Frequenzbereich.

Ein weiteres Kriterium stellt die Funktionsweise der Verfahren dar. Methoden, die nicht die physikalischen Massen-, Dämpfungs-, und Steifigkeitsmatrizen des Differentialgleichungssystems, sondern die modalen Parameter berechnen, werden als indirekt bezeichnet (also indirekte und direkte Verfahren) [29].

Ein weiteres wichtiges Unterscheidungskriterium ist die Anzahl der Freiheitsgrade, die in der Berechnung berücksichtigt werden, also SDOF-Verfahren (Single Degree of Freedom) und MDOF-Verfahren (Multiple Degree of Freedom).

Die SDOF-Methoden haben den Nachteil, dass nicht alle Resonanzfrequenzen ermittelt werden, falls die Eigenfrequenzen im Frequenzspektrum dicht beieinander liegen. Solche Moden werden auch als Repeated Roots bezeichnet.

Zusätzlich zu den vorgestellten Kriterien spielt die Anzahl der Eingangs- bzw. Ausgangskanäle, die bei der Berechnung berücksichtigt werden, eine wichtige Rolle. Einige Verfahren (Single Input) können also lediglich die Daten eines Beschleunigungssensors verarbeiten.

- SISO (Single Input - Single Output)
- SIMO (Single Input - Multiple Output)
- MIMO (Multiple Input - Multiple Output)

Die Abbildung 2.6 zeigt eine Übersicht der Verfahren der experimentellen Modalanalyse basierend auf den eingeführten Unterscheidungskriterien.

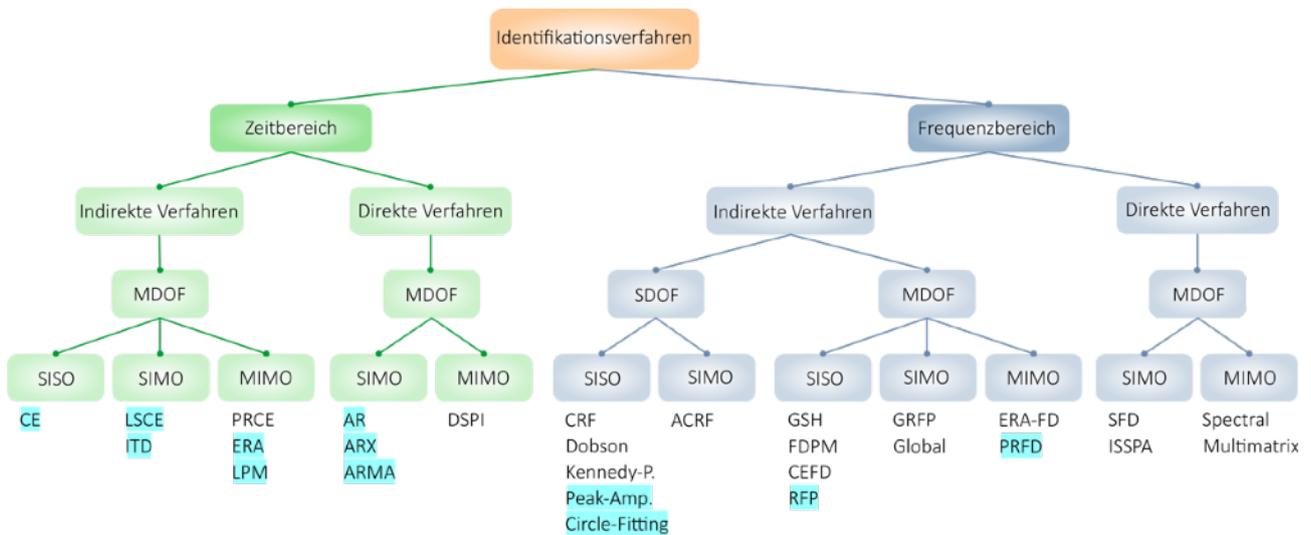


Abbildung 2.6: Übersicht der Verfahren der experimentellen Modalanalyse (farblich markierte Verfahren wurden programmiert und im späteren Verlauf dieser Arbeit eingesetzt)

2.4.1.1 Verfahren der Modalanalyse - Zeitbereich

Im Folgenden wird lediglich sehr kurz auf die Funktionsweise der einzelnen Verfahren eingegangen, da sonst die mathematische Beschreibung der Vielzahl der in dieser Arbeit eingesetzten Verfahren den Umfang dieser Dokumentation sprengen würde. Eine ausführliche mathematische Beschreibung aller Verfahren mit entsprechenden Herleitungen sind in [105] zu finden. Außerdem enthält [105] einige Flussdiagramme, um ein einfaches Programmieren der Methoden zu ermöglichen. Dies gilt sowohl für die Algorithmen aus dem Zeit-, als auch dem Frequenzbereich.

Die Zeitbereichsverfahren gehen von der Impulsübertragungsfunktion (2.35) IRF aus. Bei den Verfahren CE und LSCE werden zunächst die Eigenwerte $\lambda_{F,r}$, oder genauer gesagt $e^{\lambda_{F,r}t}$, mittels der Prony-Approximation bestimmt. Anschließend erfolgt die Bestimmung der modalen Parameter. Die beiden Verfahren unterscheiden sich in der Bestimmung der Eigenfrequenzen f_E und der modalen Dämpfung:

$$\text{CE: } f_E = \frac{|\ln \lambda_{F,r}|}{2\pi \cdot \Delta t} \quad \text{und} \quad D_n = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\ln \lambda_{F,r}^*}{\ln \lambda_{F,r}} \right)^2}}, \quad (2.46) \quad (2.47)$$

$$\text{LSCE: } f_E = \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\ln \lambda_{F,r} \cdot \ln \lambda_{F,r}^*} \quad \text{und} \quad D_n = \frac{-\ln(\lambda_{F,r} \cdot \lambda_{F,r}^*)}{2 \cdot f_E \cdot \Delta t}. \quad (2.48) \quad (2.49)$$

Die Methoden ERA und ITD basieren auf der Bestimmung der Systemmatrix A . Anschließend wird das Eigenwertproblem gelöst und die Eigenwerte bestimmt. Die Berechnung der Eigenfrequenzen und der Modaldämpfung erfolgt analog zu der CE-Methode.

Die Verfahren AR, ARX, ARMA und LPM nutzen die autoregressive Schätzung. Diese Verfahren erlauben also eine Schätzung der relevanten Parameter eines Prozesses unter Vorgabe einer Modellordnung, wobei anhand der ermittelten System-Parameter die modalen Kenngrößen bestimmt werden [126].

Die Wahl der Modellordnung beeinflusst unmittelbar die Anzahl der möglichen Lösungen, also die Anzahl der Eigenwerte, der Impulsübertragungsfunktion. Je höher die Modellordnung gewählt wird, desto mehr Nullstellen und somit Eigenwerte werden ermittelt. Dabei ist zu beachten, dass bei höheren Modellordnungen auch Eigenfrequenzen berechnet werden, die lediglich mathematisch möglich sind und in der Realität nicht vorkommen. Diese können aber anhand der deutlich abweichenden, modalen Dämpfung erkannt und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden (siehe Kapitel 5.4.1). Dies gilt für die Verfahren, die im Frequenzbereich arbeiten, ebenfalls.

2.4.1.2 Verfahren der Modalanalyse - Frequenzbereich

Die Frequenzbereichsverfahren gehen von der Übertragungsfunktion aus, die jedoch in den Frequenzbereich (FRF) überführt wird, siehe (2.34) bzw. (2.33). Die einfachsten Verfahren Peak-Amplitude bzw. Circle-Fitting setzen eine manuelle Modalanalyse voraus, die jedoch auch automatisiert werden kann. Dabei werden anhand von gemessenen FRF die Eigenfrequenzen grafisch ermittelt.

Das Verfahren RFP nutzt das Gradientenverfahren zur Bestimmung der Polynome der Übertragungsfunktion. Anhand der Berechnung der Nullstellen des Nennerpolynoms werden die Polstellen und anschließend die modalen Parameter ermittelt. Bei der Methode PFD wird die Systemmatrix A_s berechnet, um nach dem Lösen des Eigenwertproblems die modalen Parameter zu erhalten.

Allgemein ist aus eigener Erfahrung anzumerken, dass die Zeitbereichsverfahren in den meisten Anwendungsfällen genauere und vollständigere Ergebnisse liefern. Dies ist oftmals auf die Verluste von Informationen beim Transformieren zurück zu führen. Eine nachträgliche Bearbeitung der Signale im Frequenz- oder Zeitbereich kann zu einer relativ deutlichen Steigerung der Genauigkeit führen.

3. Grundlagen der interferometrischen Messtechnik

Die ersten Grundlagen für die praktische Nutzung der interferometrischen Messtechnik legten die Physiker Albert Abraham Michelson und Edward Williams Morley, als zunächst Michelson im Jahre 1880 und später im Jahre 1887 mit Morley zusammen einen Versuchsaufbau zum Nachweis des Äthers entwickelten. Nach der damaligen Auffassung war ein Medium, auch als Äther bezeichnet, für die Ausbreitung der Lichtwellen notwendig. Der praktische Nachweis der Existenz blieb aber trotz hoher Empfindlichkeit des entwickelten Messgerätes aus. Das Michelson-Interferometer bildet oftmals auch heutzutage noch den Kernpunkt der modernen interferometrischen Messverfahren.

Im Jahre 1947 entwickelte der ungarische Ingenieur Dennis Gabor die theoretischen Grundlagen der Holografie. Mit Hilfe der interferometrischen Holografie werden vor allem hochgenaue Verformungsmessungen durchgeführt. Allerdings sollte dieses Verfahren ursprünglich der Verbesserung des Auflösungsvermögens von Mikroskopen dienen [9]. Die technische Nutzung dieses Verfahrens blieb zunächst aus, da die geeigneten Lichtquellen mit den notwendigen Eigenschaften noch nicht verfügbar waren. Die Lichtquelle muss eine gewisse optische Leistung besitzen, aber vor allem auf Grund der unterschiedlich langen Lichtwege der beiden Strahlen, die anschließend überlagert werden, eine relativ große Kohärenzlänge.

Bei den klassischen Lampen erfolgt die Lichtemission der Wellenpakete durch die einzelnen Atome völlig unkorreliert, so dass die Phasenlage jeweils rein zufällig ist. Beim Laser erfolgt die Abstrahlung durch die Atome gleichphasig, so dass regelmäßige Wellenfelder entstehen [5]. Die regelmäßigen Wellenfelder führen dazu, dass das Wellenfeld an einem bestimmten Ort zum Zeitpunkt t mit dem Wellenfeld zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ korreliert ist (siehe Abbildung 3.1).

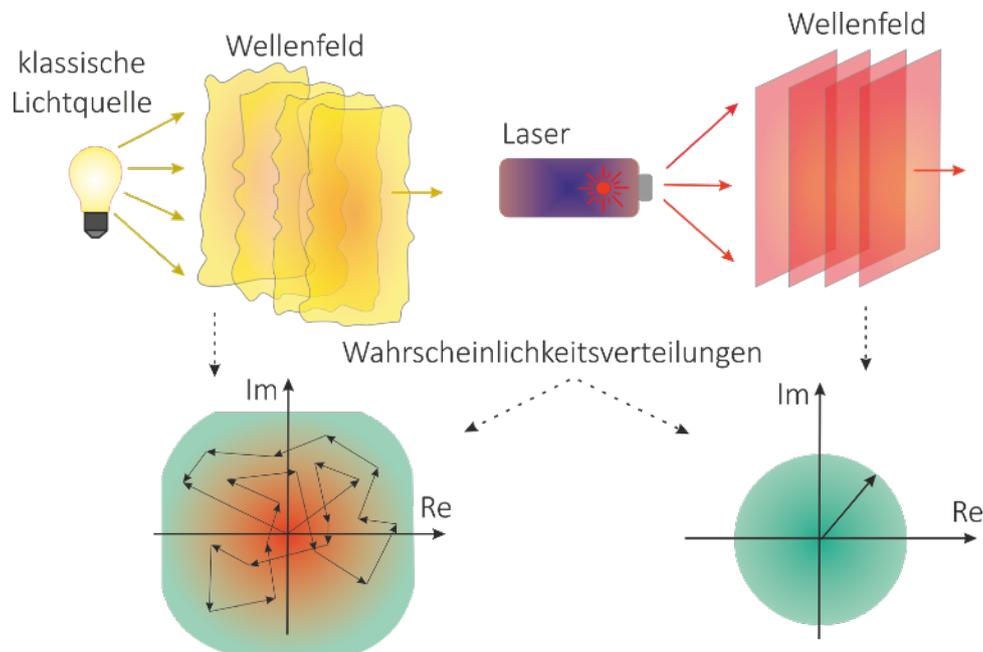


Abbildung 3.1: Vergleich einer klassischen Lichtquelle mit einem Laser in Bezug auf die Kohärenz: bei einem Laser ist die Phase nicht festgelegt und kann Werte zwischen 0 und 2π annehmen, bei einer klassischen Lichtquelle variiert sowohl die Amplitude, als auch die Phase sehr stark und kann verschiedenste Werte annehmen

Die Entwicklung des ersten Rubin-Lasers im Jahre 1960 [2], aber vor allem des He-Ne-Lasers im Jahre 1963 ermöglichten eine breite, technische Nutzung der interferometrischen Holografie und gaben einen Schub für die Weiterentwicklung der interferometrischen Messtechnik insgesamt. Die Laser erfüllten erstmals die Anforderungen an die Lichtquelle und wurden zu einem unverzichtbaren Bestandteil der optischen Messtechnik.

3.1 Interferenz

Interferenzerscheinungen können bei allen Arten von Wellen beobachtet werden. Das Licht ist eine elektromagnetische Welle. Das elektrische und das magnetische Feld einer Lichtwelle oszillieren. Ein zeitlich veränderliches, elektrisches Feld erzeugt ein Magnetfeld und ein zeitlich veränderliches Magnetfeld seinerseits ein elektrisches Feld [4]. Das Licht breitet sich geradlinig aus. Sowohl das magnetische, als auch das elektrische Feld sind dabei senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert. Die beiden Felder stehen senkrecht zueinander und sind als eine sinusförmige Anordnung vorstellbar (Abbildung 3.2).

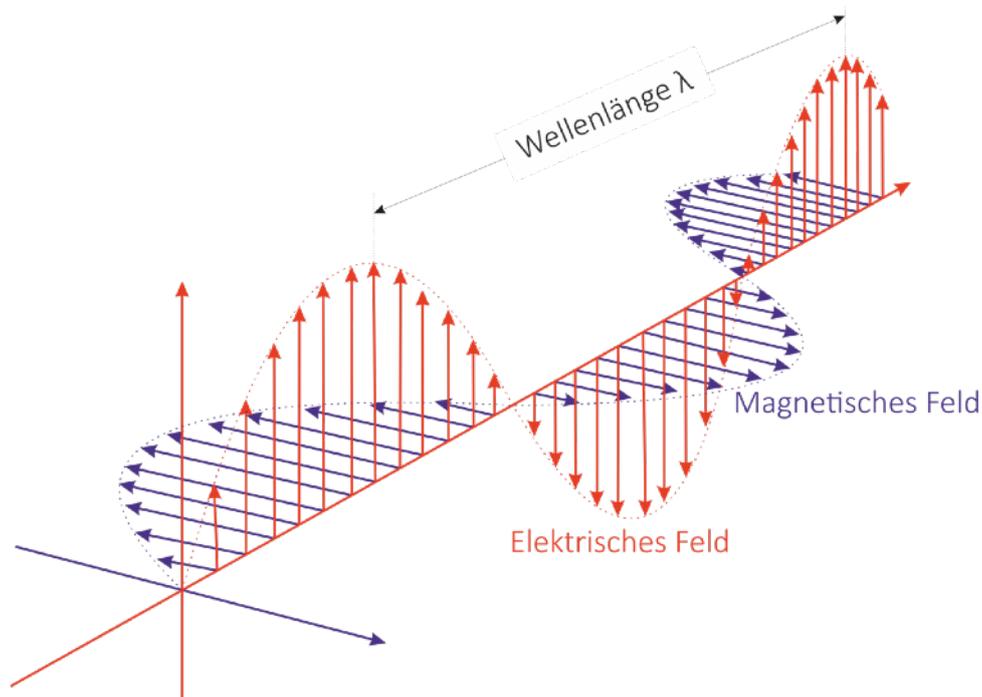


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Welle

Auf Grund des Welle-Teilchen-Dualismus des Lichtes kommt es bei der Überlagerung von mehreren Lichtwellen zur Interferenz. Je nach Gangunterschied werden die Wellen entweder verstärkt, geschwächt oder im Extremfall ausgelöscht [3], wie in der Abbildung 3.3 schematisch dargestellt.

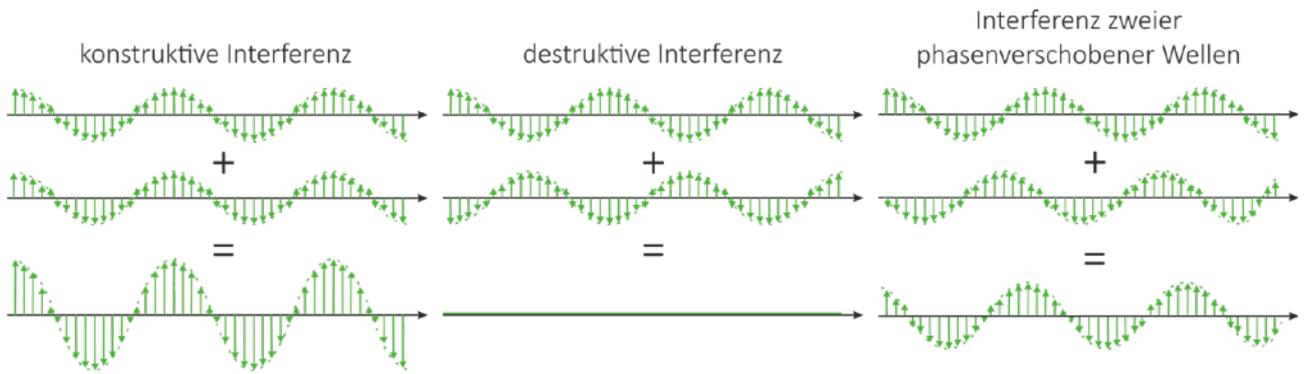


Abbildung 3.3: Verschiedene Arten der Interferenz

Bei der konstruktiven Interferenz wird eine Verstärkung der resultierenden Welle beobachtet. Bei der destruktiven Interferenz wird die Amplitude der resultierenden Lichtwelle geschwächt oder die Welle wird sogar vollständig ausgelöscht.

3.1.1 Interferometrische Überlagerung von Licht

Wird eine optisch raue Oberfläche mittels Laserlicht illuminiert, so erfolgt eine Reflexion der Lichtwellen an der Oberfläche. Es werden zunächst die reflektierten Lichtwellenfronten der beiden Punkte P_1 und P_2 betrachtet (siehe Abbildung 3.4).

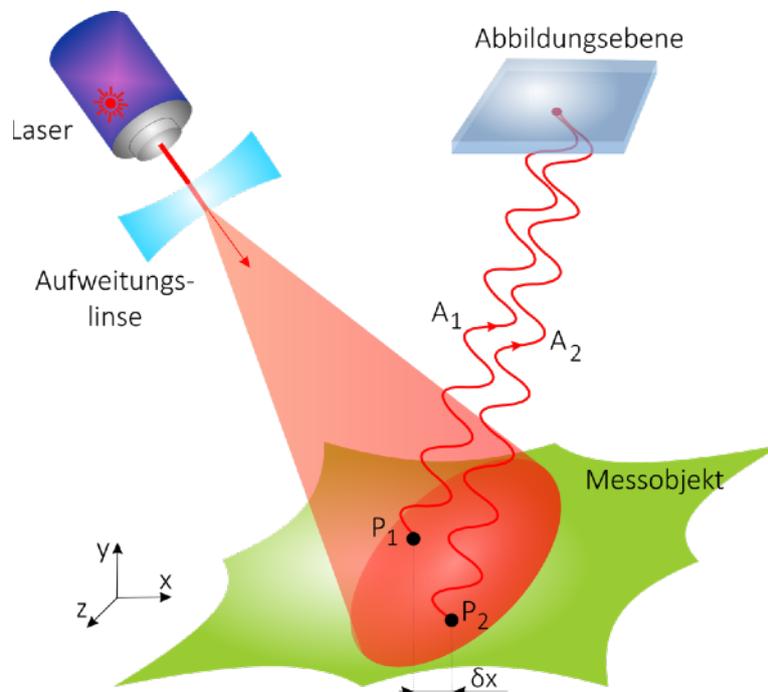


Abbildung 3.4: Überlagerung von 2 Laser-Wellen, die von 2 unterschiedlichen Punkten der Messobjektoberfläche reflektiert werden

Die Amplituden der beiden Punkte P_1 und P_2 werden in Exponentialform wie folgt dargestellt [6]:

$$A_1 = a_1 e^{i\phi_1}, \quad A_2 = a_2 e^{i\phi_2} \quad (3.1)$$

darin sind a_1 und a_2 die Amplituden der Lichtwellen der Punkte P_1 und P_2 . Mit ϕ_1 und ϕ_2 werden die entsprechenden Phasenlagen der beiden Lichtwellen angegeben. Die Wellen sind nach dem Superpositionsprinzip im Fernfeld der Reflexionsoberfläche zu überlagern:

$$A_{ges} = A_1 + A_2 = a_1 e^{i\phi_1} + a_2 e^{i\phi_2}. \quad (3.2)$$

Die dabei entstehende Intensität kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\begin{aligned} I &= A_{ges} A_{ges}^* = (a_1 e^{i\phi_1} + a_2 e^{i\phi_2})(a_1 e^{-i\phi_1} + a_2 e^{-i\phi_2}) \\ &= (a_1^2 + a_2^2) + a_1 a_2 [e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Mit $\varphi = \phi_1 - \phi_2$ wird die relative Phasenlage zwischen den beiden Lichtwellen angegeben, A^* ist dabei die konjugiert Komplexe von A . Mit Hilfe der Euler-Gleichung kann die letzte Gleichung folgendermaßen umgeformt werden:

$$I = (a_1^2 + a_2^2) + 2a_1 a_2 \cos \varphi. \quad (3.4)$$

Der erste Term der letzten Gleichung gibt die Hintergrundhelligkeit ($2I_0$) an:

$$I_0 = \frac{a_1^2 + a_2^2}{2}. \quad (3.5)$$

Nach Einführung der Modulation des Interferenzterms γ gemäß

$$\gamma = \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 + a_2^2} \quad (3.6)$$

kann nun eine wichtige Gleichung der interferometrischen Messtechnik formuliert werden:

$$I = 2I_0(1 + \gamma \cos \varphi). \quad (3.7)$$

Aus der letzten Gleichung ist ersichtlich, dass die Gesamtintensität I im Allgemeinen nicht gleich der Summe der Einzelintensitäten ist. Das sogenannte Interferenzglied muss noch dazu addiert werden. Es bewirkt eine Schwankung der Intensitäten um den Mittelwert [7]. Die Gleichung (3.7) wird als allgemeine Interferometrie-Gleichung bezeichnet.

Die maximale Intensität wird also dann beobachtet, wenn der Cosinus-Term den maximalen Wert 1 erreicht. Das ist genau dann der Fall, wenn der Gangunterschied $\varphi = \phi_1 - \phi_2$ ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt.

3.1.2 Speckle-Effekt

Das Speckle-Muster wird auch als Laser-Granulation bezeichnet. Bereits kurz nach der Inbetriebnahme der ersten Laser wurde eine körnige Struktur bei Beleuchtung einer streuenden Oberfläche mit einem aufgeweiteten Laser-Strahl beobachtet. Dieses Phänomen war aber bereits zuvor bekannt. Das Funkeln der Sterne ist eng mit dem Speckle-Effekt verwandt und wurde bereits von Newton entsprechend gedeutet [8]. Zunächst wurden die Speckles als eine Störung betrachtet und erst im Jahre 1967 veröffentlichte Groh den ersten praktischen Ansatz zur Nutzung der Speckle-Messtechnik [12].

Von einer auf der Mikroebene rauen Oberfläche werden die ankommenden Lichtstrahlen entsprechend dem Huygens-Fresnelschen Prinzip an jeder mikroskopischen Unebenheit in Form von kugel- bzw. kreisförmigen Elementarwellen mit einer der Topologie entsprechenden Phasenverschiebung gestreut. Die Verteilung der Intensitäten des gestreuten Lichtes ist auf der Abbildungsebene, bei Oberflächen ohne systematische Struktur, völlig zufällig. Jeder Beobachter sieht folglich ein anderes Muster. Diese Art des Musters wird als die sogenannte subjektive Speckle-Erscheinung bezeichnet, da ein Abbildungssystem, beispielsweise das menschliche Auge oder eine Kamera, verwendet wird. Objektive Speckles werden bei Entstehung des Speckle-Musters zum Beispiel direkt auf einem Schirm ohne Abbildungsoptik erzeugt. Dieses Muster ist deshalb ortsfest. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(I)$ der Intensität I kann mit Hilfe der folgenden Gleichung beschrieben werden [10]:

$$p(I) = \frac{1}{2\langle I \rangle^2} e^{\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right)}. \quad (3.8)$$

Mit $\langle I \rangle$ wird die mittlere Intensität des Speckle-Feldes angegeben. Die Intensität ist also exponentiell verteilt. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass insgesamt gesehen viele Punkte eine geringe Intensität besitzen. Die Phase φ ist aber gleichverteilt und kann mit Hilfe der folgenden Gleichung angegeben werden [10]:

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi}. \quad (3.9)$$

Bei Messungen mit der Shearografie, oder auch der Holografie wird in der Regel eine digitale Kamera zur Erfassung von Intensitätswerten eingesetzt. Somit entstehen die Speckles auf der Abbildungsebene der Kamera (siehe Abbildung 3.5).

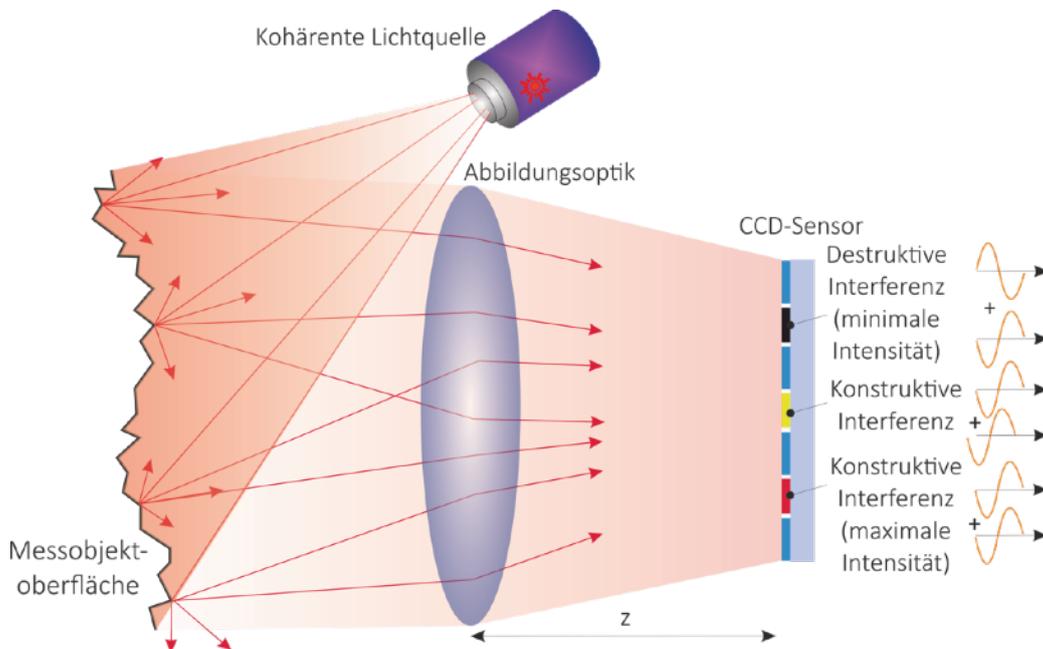


Abbildung 3.5: Prinzip der Entstehung von subjektiven Speckles auf einem CCD-Sensor (mit zusätzlicher Abbildungsoptik)

Die mittlere charakteristische Größe der einzelnen Speckles hängt von der verwendeten Optik ab, die zur Erzeugung einer scharfen Abbildung eingesetzt wird. Die ankommenden Lichtstrahlen werden im Abstand z in der Brennebene überlagert. Dabei kann eine bestimmte Speckle-Größe d nicht unterschritten werden. Der Durchmesser d der Speckles hängt zusätzlich von der Wellenlänge des verwendeten Lasers ab [1]:

$$d_{x,y} = 2,44 \frac{\lambda z}{D}. \quad (3.10)$$

Aus der letzten Gleichung ist ersichtlich, dass die Größe der einzelnen Speckle direkt von dem Durchmesser D der Beugungsscheibchen der Blende, die sich vor der Kamera befindet, abhängt. Über die Blendenöffnung kann also die nötige Größe der Speckle eingestellt werden (siehe Abbildung 3.6). Mit einer kleinen Aperturgröße D wird also eine Vergrößerung des resultierenden Musters erreicht. Die Einstellung der richtigen Speckle-Größe ist zum Beispiel, wie später noch gezeigt wird, sowohl für die räumliche, als auch zeitliche Phasenschiebung von großem Interesse.

Die mittlere Größe der Speckles ist in Richtung des Messsystems wie folgt definiert [11]:

$$d_z \approx 8\lambda \frac{z^2}{D^2}. \quad (3.11)$$

Die Speckles haben also im Raum eine zylindrische Form und sind in z-Richtung größer als in x- oder y-Richtungen.

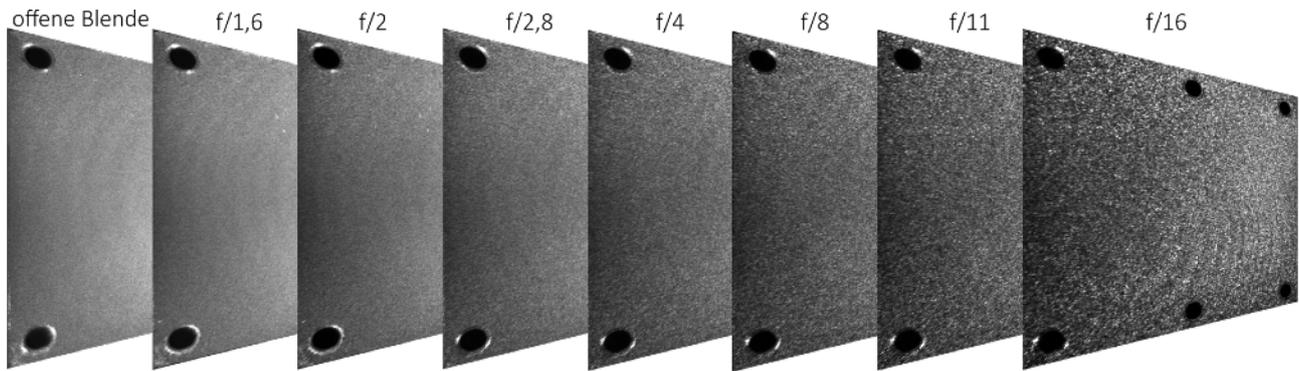


Abbildung 3.6: Einfluss der Blende auf die Specklegröße, Oberfläche des Prüflings wird mittels eines Nd:YAG-Lasers beleuchtet

3.2 Interferometrische Speckle-Messverfahren

Im Bereich der Speckle-Messtechnik spielen zwei Verfahren eine besonders wichtige Rolle die Holografie und die Shearografie.

Die klassische Holografie oder auch die Shearografie auf Basis von Filmmaterial werden heutzutage nicht mehr eingesetzt. Stattdessen werden die elektronische Speckle-Pattern-Interferometrie (ESPI) und die elektronische Speckle-Pattern-Shearing-Interferometrie (ESPSI) verwendet. Die Bezeichnungen Holografie und Shearografie sind aber immer noch gebräuchlich und werden oft anstatt ESPI und ESPSI benutzt.

Mit der Shearografie als auch der Holografie können die Verformungen und Dehnungen sowohl in der Ebene (in-plane) der Messobjektoberfläche als auch aus der Ebene heraus (out-of-plane) gemessen werden. Für das Verständnis der Funktionsweise der beiden Verfahren ist die Einführung der Richtung mit der höchsten Empfindlichkeit von großer Bedeutung. Aus diesem Grund wird im Folgenden der Empfindlichkeitsvektor \underline{k}_S , der die jeweilige Sensitivitätsrichtung angibt, eingeführt.

Der Sensitivitätsvektor beschreibt die Abhängigkeit der Messrichtung mit der höchsten Empfindlichkeit von der Geometrie des optischen Aufbaus, der verwendeten Laserwellenlänge und der Deformation bzw. Verschiebung der Oberfläche des Messobjektes. Wie in der Abbildung 3.7 gezeigt, liegt der Sensitivitätsvektor in der Winkelhalbierenden des Beleuchtungsstrahls und der optischen Achse des Messsystems. Theoretisch ist der Empfindlichkeitsvektor für jeden Punkt der Messobjektoberfläche wegen der Geometrie des optischen Aufbaus unterschiedlich. Mit der Annahme, dass die Größe des Messobjektes im Vergleich zu den Abständen zwischen dem Laser, dem Objekt und dem verwendeten Messsystem klein ist, wird der Empfindlichkeitsvektor als konstant für die gesamte Messobjektoberfläche angesehen.

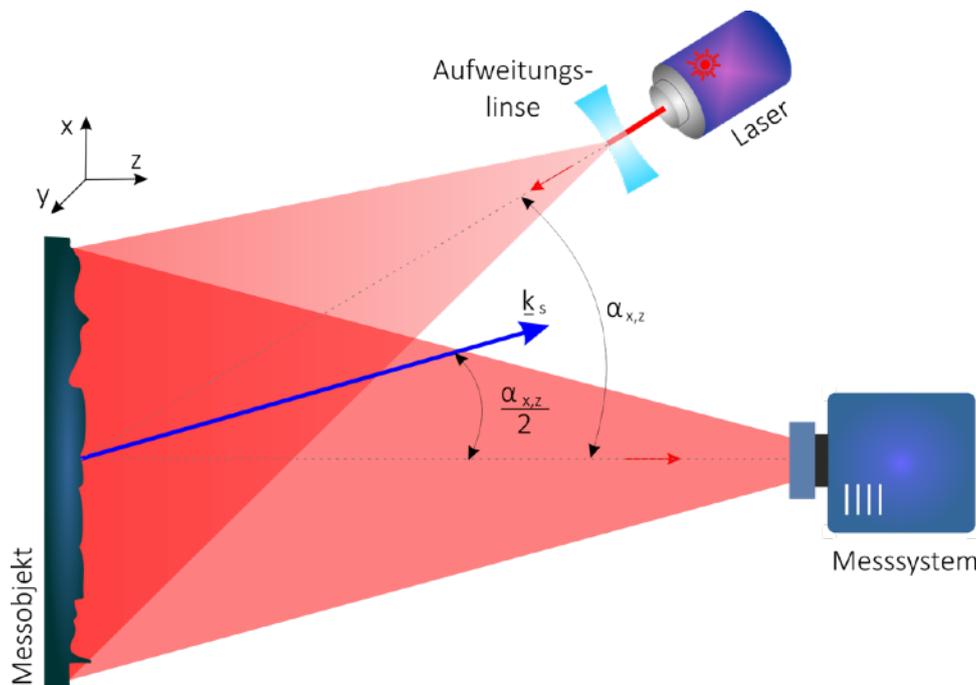


Abbildung 3.7: Empfindlichkeitsvektor \underline{k}_s bei einseitiger Laserbeleuchtung für interferometrische Out-of-Plane-Messungen

Der Betrag des Sensitivitätsvektors wird folgendermaßen berechnet [6]:

$$|\underline{k}_s| = \frac{4\pi}{\lambda} \cos\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right), \quad (3.12)$$

wobei λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers und $\alpha_{x,z}$ den Beleuchtungswinkel in der x, z-Ebene bezeichnen.

Bei einer senkrechten Beleuchtung der Messobjektoberfläche ist der Winkel $\alpha = 0$ und folglich der Cosinus-Term gleich 1. In diesem Fall, wie im weiteren Verlauf noch genauer gezeigt wird, erfolgt die Erfassung der Verformungen bzw. Verschiebungen in Richtung des Messsystems (out-of-plane). Würde man das Messobjekt aus zwei unterschiedlichen Richtungen unter dem gleichen Winkelbetrag beleuchten, wie in der Abbildung 3.8 dargestellt, so wird die Verformung bzw. die Dehnung in der Ebene also parallel zur Messobjektoberfläche erfasst (in-plane). Der genaue Ablauf der Messungen, der Aufbau und die Eigenschaften der beiden interferometrischen Verfahren Shearografie und Holografie werden im Folgenden diskutiert.

Es existieren weitere Speckle-Messtechniken, die ebenfalls ihre Berechtigung haben. Eine der wichtigsten Methoden ist die sogenannten Speckle-Korrelation. Dieses Verfahren wird an dieser Stelle nur kurz der Vollständigkeit halber erwähnt.

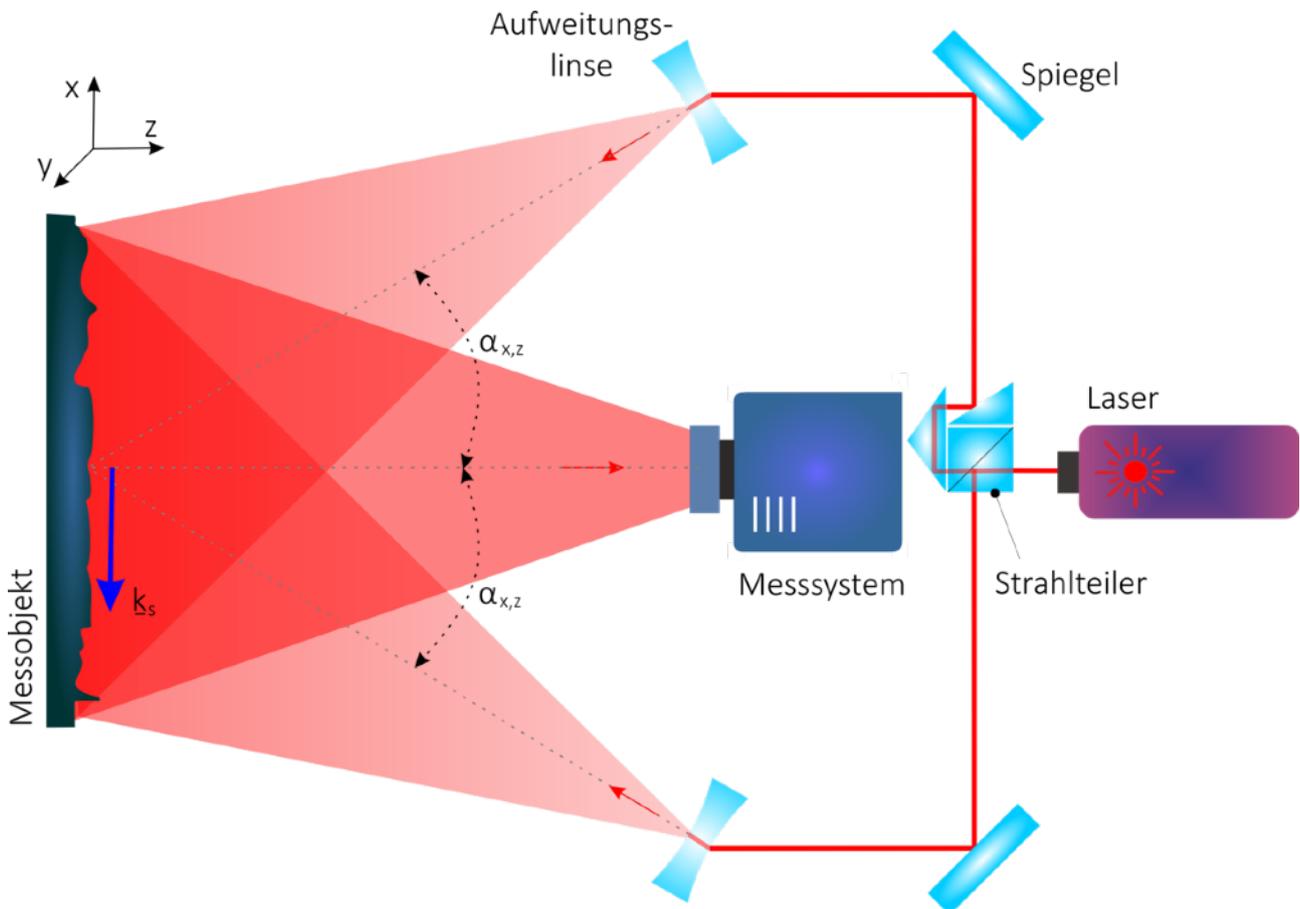


Abbildung 3.8: Empfindlichkeitsvektor k_s bei zweiseitiger Laserbeleuchtung für interferometrische In-Plane-Messungen

Da das Speckle-Muster als eine Art „Fingerabdruck“ wegen der einzigartigen Struktur der Mikroebene betrachtet werden kann, ist es möglich, mit Hilfe von mathematischen Verfahren wie zum Beispiel der Kreuzkorrelation, zwei Zustände, also zwei Aufnahmen, direkt miteinander zu vergleichen. Bei einer Änderung der Belastung verschieben sich die einzelnen Speckles entsprechend der Verformung des Prüflings. Durch eine direkte Berechnung dieser Verschiebung mit Hilfe der Kreuzkorrelation können die Verschiebungen und anschließend die daraus resultierenden Verformungen ermittelt werden. Es ist ersichtlich, dass die Sensitivität dieses Verfahrens insbesondere für In-Plane-Verformungen hoch ist. Zum Ermitteln der Out-of-Plane-Verformungen mittels der Kreuzkorrelation sind mehrere Kameras notwendig. Dieses Verfahren wird beispielsweise oft in Kombination mit den klassischen Zugprüfmaschinen eingesetzt, da dort insbesondere die In-Plane-Anteile bei einer Längung oder einer Stauchung der Proben von Interesse sind.

3.2.1 Sensoraufbau der ESPI

Die Grundlage eines ESPI-Aufbaus bildet in der Regel ein Michelson-Interferometer. Deshalb wird an dieser Stelle darauf näher eingegangen. Der Laserstrahl wird als erstes mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei Teilwellen geteilt. Ein Teilstrahl gelangt zum festen Spiegel und wird an diesem reflektiert. Der zweite Teilstrahl wird an dem beweglichen Spiegel reflektiert. Die beiden Teilbündel werden auf dem Sensor erneut zusammengeführt und überlagert. Da die Teilwellen unterschiedliche Strecken zurücklegen, wird auf dem Detektor eine der Phasenverschiebung φ entsprechende Intensität beobachtet (Abbildung 3.9).

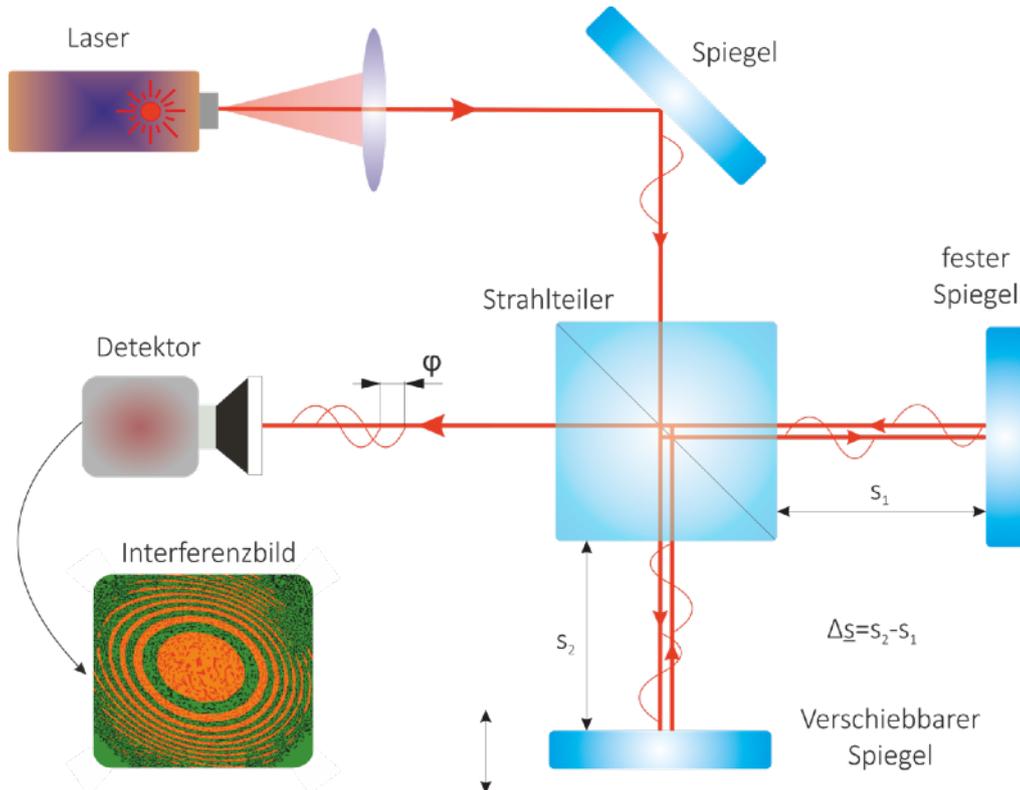


Abbildung 3.9: Der klassische Aufbau des Michelson-Interferometers

Wird der bewegliche Spiegel, der durch eine Messobjektoberfläche ersetzt werden kann, während der interferometrischen Messung bewegt oder verformt, wird vom Detektor eine regelmäßige Intensitätsschwankung registriert. Aus diesem Signal lässt sich anschließend die zurückgelegte Strecke Δs bzw. Verformung des Messobjektpunktes berechnen:

$$\Delta s = n \cdot \lambda, \quad (3.13)$$

wobei mit n die Anzahl der Interferenzmaxima und λ die Wellenlänge des eingesetzten Lasersystems angegeben werden.

Der ESPI-Aufbau stellt eine Erweiterung des Michelson-Interferometers dar. Die Beleuchtung des Messobjektes erfolgt jedoch nicht mehr punktuell, sondern flächenmäßig und zwar derart, dass eine möglichst homogene Ausleuchtung erreicht wird (siehe Abbildung 3.10). Die Aufteilung der

Laserstrahlintensität in einen Mess- und einen Referenzstrahl erfolgt nicht mehr 50%:50% , sondern meistens 90%:10% . In den Referenzstrahl werden 10% eingeleitet. Da von den 90% des Objektstrahls nach der Reflexion an der Oberfläche des Prüflings lediglich ca. 10% zu der Kamera gelangen, haben die beiden Teilstrahlen ungefähr die gleiche Leistung. Die beiden Wellenfelder werden in der Kameraebene erneut überlagert. Wegen der optisch rauen Oberfläche des Messobjektes wird von der Kamera, wie bereits unter 3.1.2 erläutert, eine körnige Struktur (Speckle-Muster) beobachtet.

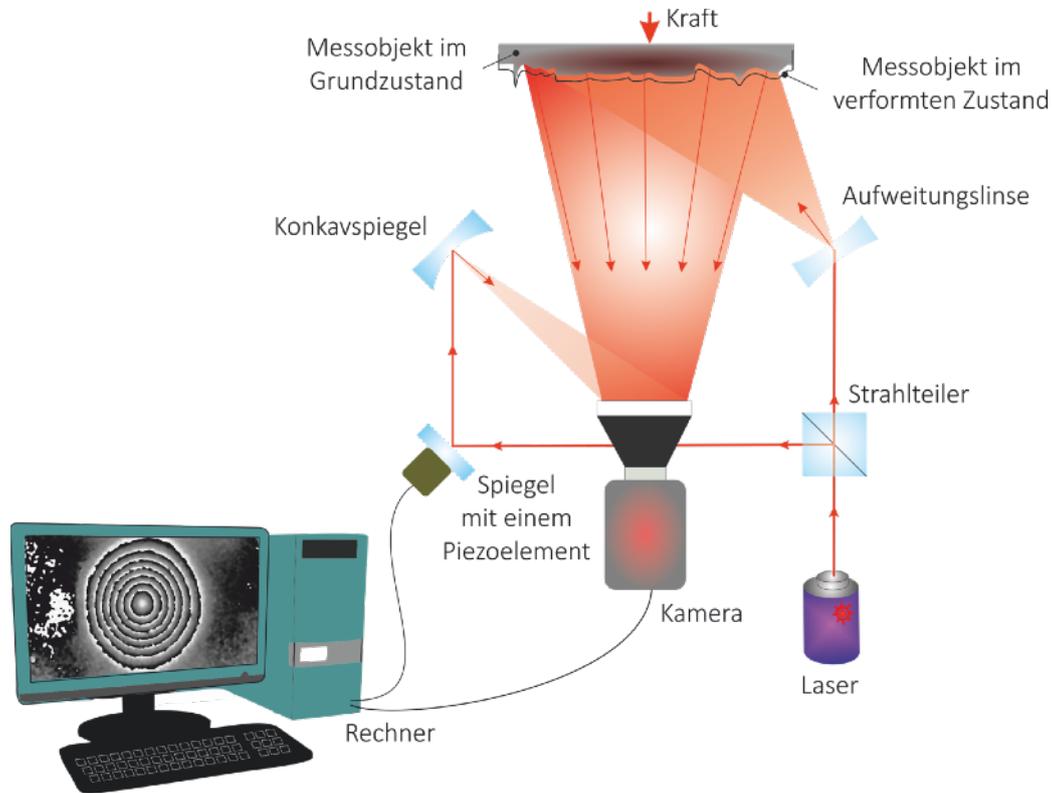


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Aufbaus eines ESPI-Sensors zur Messung von Out-of-Plane-Verformungen

Zusätzlich wird in den optischen Aufbau des Referenzstrahls ein Piezoelement integriert, um - wie weiter unten noch gezeigt wird - quantitative Messungen der Objektverformung zu ermöglichen. Im einfachsten Fall (qualitativ) werden 2 Aufnahmen des Speckle-Musters vorgenommen. Zunächst wird das Messobjekt im Grundzustand erfasst, anschließend belastet und erneut holografisch aufgenommen. Ausgehend von der Gleichung (3.7) ergibt sich die resultierende Intensität zu:

$$I = |I - I'| = |2I_0(1 + \gamma \cos \varphi_1) - 2I_0(1 + \gamma \cos \varphi_2)|, \quad (3.14)$$

I – gemessene Intensität im Grundzustand,

I' – gemessene Intensität nach der Belastung des Messobjektes.

Die letzte Gleichung enthält 3 unbekannte Größen: die Hintergrundhelligkeit I_0 , die Modulation des Interferenzterms γ und die gesuchte Phasendifferenz $\Delta = \varphi_1 - \varphi_2$.

Es ist ersichtlich, dass entweder zwei unbekannte Größen zu eliminieren sind, um mit Hilfe einer Gleichung die gesuchte relative Phaseninformation Δ zu bestimmen, oder es sind mindestens 3 Gleichungen zu erzeugen. Eine Gleichung entspricht dabei einer Aufnahme des Messobjektes. Im Folgenden werden verschiedene Methoden zur quantitativen Bestimmung der relativen Phasenänderung vorgestellt. Die qualitative Information bezüglich der Verformung des Messobjektes erhält man nach der Gleichung (3.14) durch eine einfache Subtraktion. In der Abbildung 3.11 ist eine qualitative, holografische Messung dargestellt. Dabei wird das Messobjekt mittels einer Kamera bei zwei unterschiedlichen Belastungszuständen aufgenommen. Nach der Subtraktion der zweiten Aufnahme von dem ersten Intensitätsbild werden Korrelationsstreifen sichtbar.

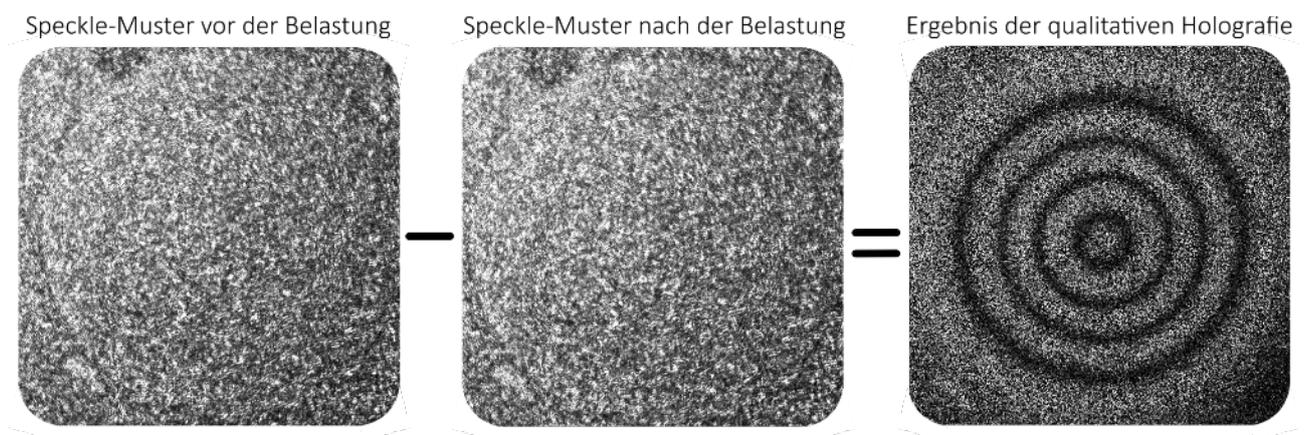


Abbildung 3.11: Qualitative Holografie am Beispiel einer zentrisch belasteten am Rand eingespannten Kreisplatte

3.2.2 Sensoraufbau der ESPSI

Die erste Veröffentlichung zur Messung der ersten Ableitung der Messobjektverformung mit Hilfe der Shearografie geht auf Leendertz und Butters aus dem Jahre 1973 zurück [13]. Der veröffentlichte Aufbau war jedoch nicht praktikabel. Die wohl wichtigste Modifikation der Shearografie gelang dem Wissenschaftler Hung [14]. Erst sein Beitrag machte die Shearografie zu einem wichtigen Werkzeug im Bereich der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Die Entwicklung von leistungsfähigen Rechnern und die immer besser werdenden CCD- und CMOS-Kameras revolutionierten die ESPSI-Technik, da es möglich geworden ist, die Messungen in Bruchteilen einer Sekunde vorzunehmen und auszuwerten.

Die Basis eines Shearografie-Sensors stellt in den meisten Fällen entweder der modifizierte Michelson- oder der Mach-Zehnder-Interferometer dar. Die Modifikation besteht darin, dass eine Shear-Einrichtung verwendet wird. Es können unterschiedliche Shear-Elemente eingesetzt werden. Am einfachsten ist jedoch die Verkippung eines der Spiegel. Beide Interferometer sind schematisch in der Abbildung 3.12 dargestellt.

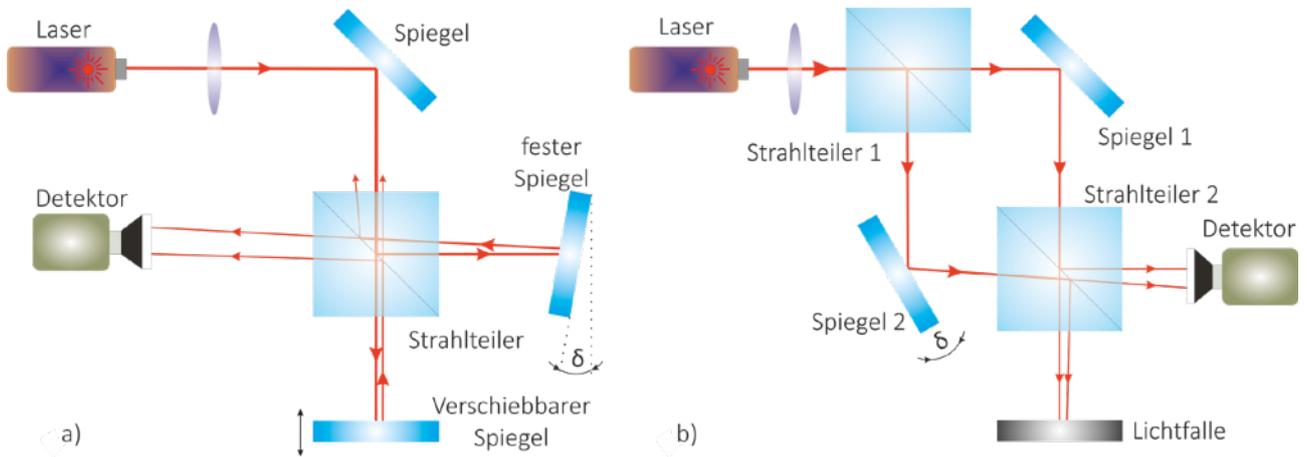


Abbildung 3.12: Modifizierter Michelson-Aufbau links a), Mach-Zehnder-Interferometer rechts b)

Die Vershearung bewirkt die Entstehung von 2 Abbildungen, die in der Kameraebene überlagert und gegeneinander verschoben werden und zwar so, dass zwei verschobene Speckle-Muster von der Kamera simultan abgebildet werden (vgl. Abbildung 3.13). Der Versatz zwischen den beiden Speckle-Mustern wird als Shearbetrag oder auch Shear-Größe bezeichnet.

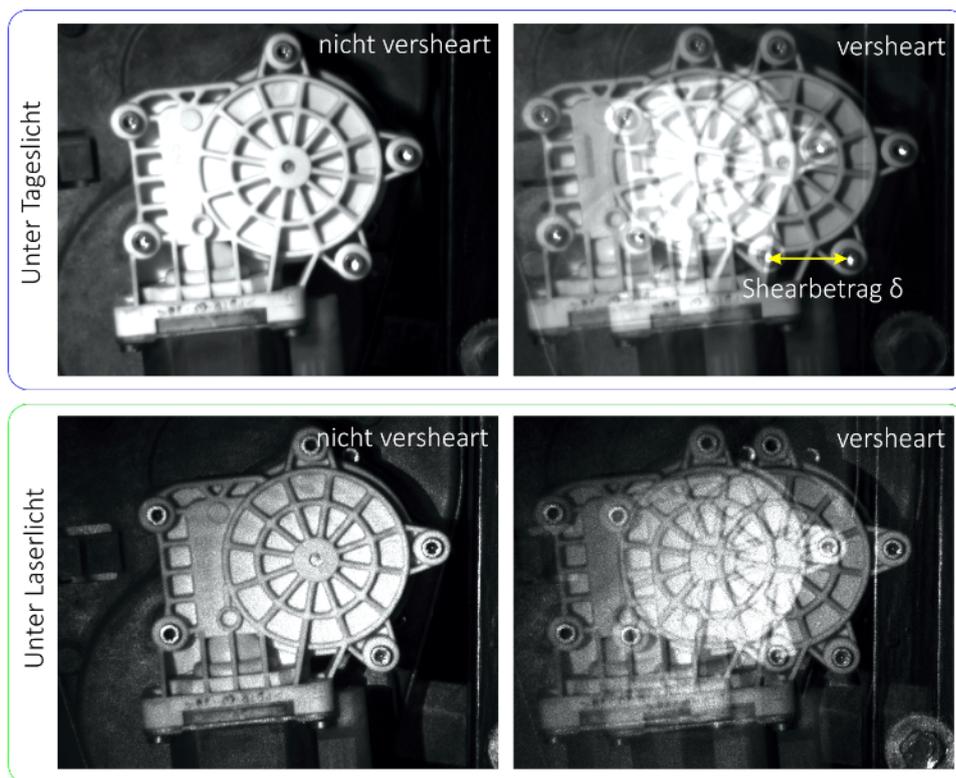


Abbildung 3.13: Vershearung von einem Bild bei shearografischen Messungen bei Tageslicht (oben) und bei Laserlicht (unten)

Um ein Shearografie-Messgerät zu konstruieren, muss das gezeigte Michelson-Interferometer (Abbildung 3.12) um eine Laserlichtquelle, einen Messrechner und einen Piezoaktor oder auch eine andere Vorrichtung, um quantitative Messungen zu ermöglichen, erweitert werden. In der Abbildung 3.14 ist das modifizierte Michelson-Interferometer, welches für shearografische Messungen eingesetzt werden kann, dargestellt.

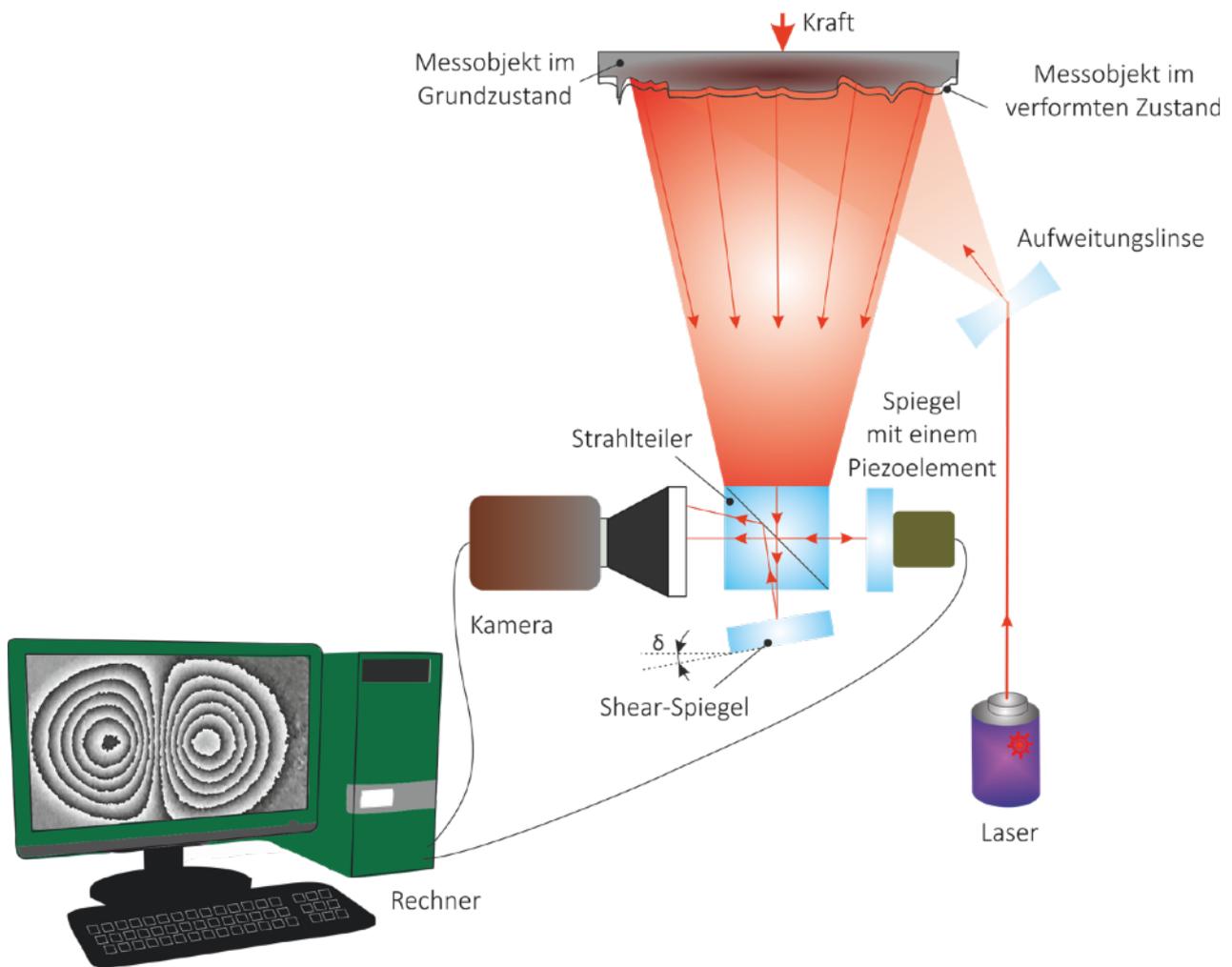


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Prinzips der Out-of-Plane-Shearografie

Die eingesetzte Kamera registriert lediglich die Intensitäten, deshalb bedarf es, wie auch bei der ESPI-Technik, weiterer Techniken bzw. Auswertelgorithmen, um die Phaseninformationen und das Vorzeichen des Verformungsgradienten aus den gemessenen Daten zu extrahieren. Die qualitative Auswertung der Interferogramme stellt eine einfache Methode zur Visualisierung von aufgenommenen Informationen dar. Für diesen Zweck werden die beiden Interferogramme, die bei unterschiedlichen Messobjektzuständen aufgenommen werden, pixelweise voneinander subtrahiert. Das dabei entstehende Muster wird als Speckle-Korrelogramm bezeichnet. Die Intensitäten der beiden Interferogramme werden folgendermaßen berechnet (entsprechend Gleichung 3.14):

$$I = 2I_0(1 + \gamma \cos \varphi), \quad (3.15)$$

$$I' = 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi + \Delta)). \quad (3.16)$$

Das daraus resultierende Speckle-Korrelogramm [6] ergibt sich zu:

$$|I| = |I - I'| = 4I_0\gamma \left[\sin\left(\varphi + \frac{\Delta}{2}\right) \sin \frac{\Delta}{2} \right], \quad (3.17)$$

wobei I die gemessene Intensität im Grundzustand, I' die gemessene Intensität nach der Belastung des Messobjektes, I_0 die Hintergrundhelligkeit, γ die Modulation des Interferenzterms und Δ die gesuchte, relative Phasendifferenz bezeichnen.

Zwecks einer Kontrastverbesserung des Speckle-Korrelogramms wird die resultierende Gleichung entweder quadriert, mit einem Faktor multipliziert oder in Betrag gesetzt (siehe Abbildung 3.15). Es existieren auch weitere Techniken, die zum Beispiel mit Filterfunktionen arbeiten, um das Rauschen zu eliminieren und den Streifenkontrast zu erhöhen. Bei Schwingungsuntersuchungen wird diese einfache, qualitative, shearografische Technik immer noch angewandt und wird deshalb im Kapitel „Experimentelle Modalanalyse“ weiter vertieft. Die dunklen Streifen sind an den Stellen zu finden, an denen $\Delta = 2n\pi$ ist. Dabei ist $n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots$ und gibt die jeweilige Streifenordnung an.

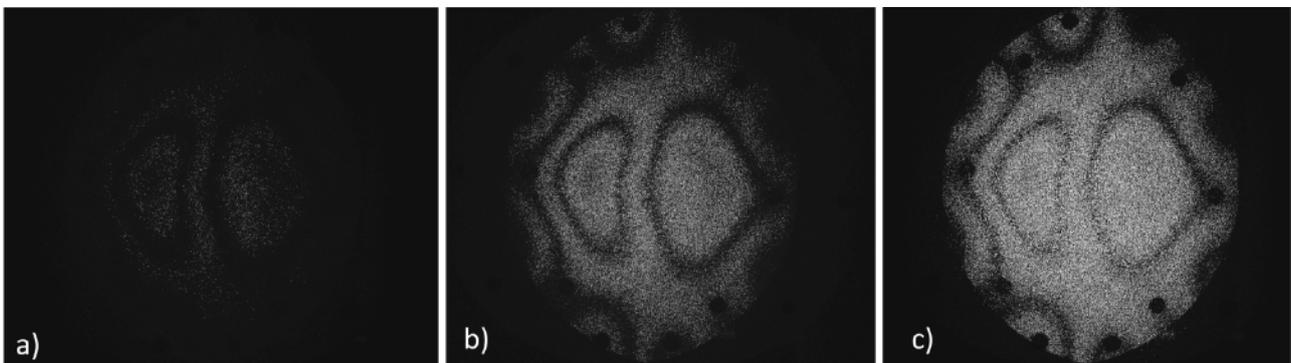


Abbildung 3.15: Vergleich verschiedener Kontrastverbesserungsmethoden, a) gemessenes Speckle-Korrelogramm, b) mit Faktor 5 multipliziertes Korrelogramm, c) quadriertes Korrelogramm

Aus Abbildung 3.15 c) ist zu erkennen, dass das Quadrieren die besten Ergebnisse liefert. Ein weiterer Vorteil dieser Methode zur Kontrastverbesserung besteht darin, dass unabhängig vom Hintergrundkontrast in der Regel gute Ergebnisse erzielt werden. Es existieren weitere Methoden, die jedoch auf spezielle Fälle zugeschnitten sind. Im Falle des räumlichen Phasenschiebens ist die Darstellung der Live-Subtraktion nicht mehr erforderlich (siehe Kapitel 3.3.2.2), da die quantitative Berechnung der relativen Phasenänderung in Echtzeit erfolgen kann.

3.2.3 Mechanische Grundlagen der Shearografie

Die mechanischen Grundlagen der Shearografie sind um einiges komplizierter, als die der Holografie. Bei Belastung eines Körpers durch äußere Kräfte und Momente erfährt dieser Verformungen. Als Ausgangspunkt soll ein infinitesimal kleines Element, wie in der Abbildung 3.16 dargestellt, vor und nach der Belastung dienen [1].

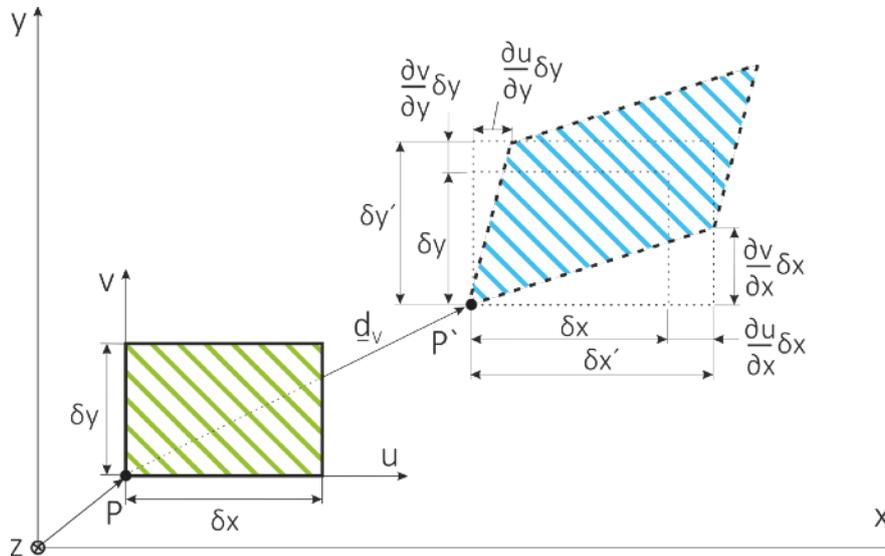


Abbildung 3.16: Verformung eines infinitesimal kleinen Elementes mit Angabe der mechanischen Größen in der x-y-Ebene

Die Abbildung 3.16 enthält folgende räumliche Größen: $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ die jeweilige Kantenlänge des Elementes, u, v, w die Verschiebungskomponenten und $\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z$ die Einheitsvektoren.

Die angreifende Kraft bewirkt eine Verschiebung des Elementes. Der Verschiebungsvektor kann folgendermaßen formuliert werden:

$$\underline{d}_V = u \underline{e}_x + v \underline{e}_y + w \underline{e}_z. \quad (3.18)$$

Außerdem wird das Element verzerrt. Dadurch ändern sich die Abmessungen, als auch die Winkel (Gleitungen) des Elementes von $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ zu $\delta_x', \delta_y', \delta_z'$. Auf Grund der Verformung der Messobjekttoberfläche erfährt das Laserlicht für jeden einzelnen Reflexionspunkt eine Phasenänderung δ_Δ .

Die Phasenänderung δ_Δ setzt sich aus der Multiplikation des bereits eingeführten (Kapitel 3.2) Sensitivitätsvektors \underline{k}_s (siehe Kapitel 3.2) und dem Verschiebungsfaktor \underline{d}_V , also dem Skalarprodukt der beiden Größen, zusammen [15]:

$$\delta_\Delta = \underline{k}_s \underline{d}_V = \underline{k}_s (u \underline{e}_x + v \underline{e}_y + w \underline{e}_z) \quad (3.19)$$

Gesucht ist die relative Phasenänderung Δ der Gleichung (3.17), die aus der Kraftereinwirkung und der daraus resultierenden Verformung hervorgeht:

$$\Delta = \varphi' - \varphi = \delta_{\Delta,1} - \delta_{\Delta,2}. \quad (3.20)$$

Die letzte Gleichung kann mit Hilfe von (3.19) erweitert werden:

$$\Delta = \underline{k}_S (u_1 \underline{e}_x + v_1 \underline{e}_y + w_1 \underline{e}_z) - \underline{k}_S (u_2 \underline{e}_x + v_2 \underline{e}_y + w_2 \underline{e}_z) \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} &= \underline{k}_S (u_1 - u_2) \underline{e}_x + \underline{k}_S (v_1 - v_2) \underline{e}_y + \underline{k}_S (w_1 - w_2) \underline{e}_z \\ &= \delta u \underline{k}_S \underline{e}_x + \delta v \underline{k}_S \underline{e}_y + \delta w \underline{k}_S \underline{e}_z. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Im nächsten Schritt sollen die Besonderheiten der Shearografie eingeführt werden. Hierzu zählen der Shearbetrag und die Beleuchtungsrichtung. Für die Vershearung in x-Richtung mit dem Shearbetrag δ_x ergibt sich folgende Verformung durch Taylor-Entwicklung [11]:

$$\delta u = \frac{\delta u}{\delta_x} \delta_x = \frac{\partial u}{\partial x} \delta_x - \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \delta_x^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \delta_x^3 - \dots - \frac{(-\partial_x)^n \partial^n u}{n! \partial x^n}. \quad (3.23)$$

Für kleine Shearbeträge δ_x tendieren die höheren Terme gegen 0 und können deshalb vernachlässigt werden, so dass folgende Vereinfachung vorgenommen werden kann:

$$\delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \delta_x, \quad (3.24)$$

$$\delta v = \frac{\partial v}{\partial x} \delta_x \quad (3.25)$$

und

$$\delta w = \frac{\partial w}{\partial x} \delta_x. \quad (3.26)$$

Dies gilt auch für die Vershearung in y-Richtung. Nun können die letzten Gleichungen in die Formel (3.22) eingesetzt werden:

$$\Delta_x = \delta_x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \underline{k}_S \underline{e}_x + \frac{\partial v}{\partial x} \underline{k}_S \underline{e}_y + \frac{\partial w}{\partial x} \underline{k}_S \underline{e}_z \right). \quad (3.27)$$

Der gezeigte Zusammenhang gilt analog für die Vershearung in y-Richtung:

$$\Delta_y = \delta_y \left(\frac{\partial u}{\partial y} \underline{k}_S \underline{e}_x + \frac{\partial v}{\partial y} \underline{k}_S \underline{e}_y + \frac{\partial w}{\partial y} \underline{k}_S \underline{e}_z \right), \quad (3.28)$$

wobei δ_y den Shearbetrag in y-Richtung bezeichnet.

Die Gleichungen (3.27) und (3.28) werden als Grundgleichungen der Shearografie bezeichnet. Aus diesen Gleichungen ist ersichtlich, dass die Shearografie nicht die Verformung, sondern die erste Ableitung der Verformung in Shear-Richtung misst. Bei Out-of-Plane-Verformungen werden folglich der erste Gradient in Shear-Richtung und bei In-Plane-Verformungen die Dehnungen erfasst.

Nun kann die nächste Einflussgröße eingeführt werden. Die Beleuchtungsrichtung hat analog zum Shearbetrag einen großen Einfluss auf das Messergebnis. Für die Laserbeleuchtung, die sich in der x, z-Ebene befindetet, kann der Sensitivitätsvektor folgendermaßen formuliert werden:

$$\underline{k}_S \cdot \underline{e}_x = |\underline{k}_S| \sin\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right). \quad (3.29)$$

Mit Hilfe der Gleichung (3.12) und unter Berücksichtigung der Beleuchtungswinkel (in y-Richtung gleich 0) kann die Gleichung (3.29) für die drei Raumrichtungen wie folgt erweitert werden:

$$\underline{k}_S \underline{e}_x = \frac{4\pi}{\lambda} \cos\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right) = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\alpha_{x,z}), \quad (3.30)$$

$$\underline{k}_S \underline{e}_y = 0, \quad (3.31)$$

$$\underline{k}_S \underline{e}_z = \frac{4\pi}{\lambda} \cos\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha_{x,z}}{2}\right) = \frac{2\pi}{\lambda} (1 + \cos(\alpha_{x,z})). \quad (3.32)$$

Nun können die Grundgleichungen der Shearografie (3.27 und 3.28) um den Einfluss der Laserbeleuchtung erweitert werden, also

$$\Delta_{x,x} = \frac{2\pi \delta_x}{\lambda} \left(\sin(\alpha_{x,z}) \frac{\partial u}{\partial x} + (1 + \cos(\alpha_{x,z})) \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad (3.33)$$

$$\Delta_{y,x} = \frac{2\pi \delta_y}{\lambda} \left(\sin(\alpha_{x,z}) \frac{\partial u}{\partial y} + (1 + \cos(\alpha_{x,z})) \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (3.34)$$

Für die Beleuchtung in der y, z-Ebene gilt analog:

$$\Delta_{x,y} = \frac{2\pi \delta_x}{\lambda} \left(\sin(\alpha_{y,z}) \frac{\partial v}{\partial x} + (1 + \cos(\alpha_{y,z})) \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad (3.35)$$

$$\Delta_{y,y} = \frac{2\pi\delta_y}{\lambda} \left(\sin(\alpha_{y,z}) \frac{\partial v}{\partial y} + (1 + \cos(\alpha_{y,z})) \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (3.36)$$

Die Gleichungen (3.33 bis 3.36) zeigen, dass sowohl In-Plane-, als auch Out-of-Plane-Dehnungsanteile mit Hilfe der Shearografie erfasst werden können. Dabei spielen sowohl die Beleuchtungs-, als auch die Shear-Richtungen eine wichtige Rolle. Durch den Beleuchtungswinkel α sind weitere Optimierungen hinsichtlich der gezielten Erfassung der interessierenden Verformungskomponenten möglich. Zur Erfassung von Out-of-Plane-Anteilen soll der Winkel α möglichst klein sein. Der Laser sollte also parallel zum Shearografie-Sensor und orthogonal zur Objektoberfläche ausgerichtet sein. Dadurch werden die In-Plane-Komponenten eliminiert und die Gleichungen (3.33 bis 3.36) können für $\alpha = 0$ wie folgt formuliert werden:

$$\Delta_x = \frac{4\pi\delta_x}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (3.37)$$

$$\Delta_y = \frac{4\pi\delta_y}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (3.38)$$

Die Gleichungen (3.37) und (3.38) enthalten lediglich die Out-of-Plane-Anteile $\partial w/\partial x$ und $\partial w/\partial y$ des Verzerrungstensors. Für die Erfassung der In-Plane-Dehnungen ist eine Modifikation des optischen Aufbaus erforderlich. Außerdem ist eine einzige Messung nicht mehr ausreichend, da der Term $(1 + \cos(\alpha_{y,z}))$ nicht ohne Weiteres zu eliminieren ist. Das liegt daran, dass dieser Ausdruck niemals kleiner als 1 sein kann. Die Vorgehensweise zur Messung von In-Plane-Anteilen wird im Kapitel 3.2.5 erläutert.

Zwecks der Übersicht der mit der Shearografie messbaren physikalischen Größen soll die Matrix der Verformungsgradienten $\underline{\underline{H}}_v$ betrachtet werden [6]:

$$\underline{\underline{H}}_v = \begin{bmatrix} \partial u/\partial x & \partial u/\partial y & \partial u/\partial z \\ \partial v/\partial x & \partial v/\partial y & \partial v/\partial z \\ \partial w/\partial x & \partial w/\partial y & \partial w/\partial z \end{bmatrix}. \quad (3.39)$$

Auf der Diagonalen der Matrix sind Dehnungen aufgetragen und aus den übrigen Elementen werden die Schubverzerrungen zusammengesetzt. Mit der Shearografie können die ersten beiden Spalten der Matrix der Verformungsgradienten gemessen werden. Die Verformungsgradienten der letzten Spalte sind nicht direkt messbar.

3.2.4 Mechanische Grundlagen der Holografie (ESPI)

Die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Shearografie und der Holografie stimmen weitestgehend überein. Der größte Unterschied besteht darin, dass bei den holografischen Messungen kein Shear-Element verwendet wird. Mit der Holografie werden deshalb direkt die Messobjektverformungen erfasst. Die Gleichungen (3.33), (3.34), (3.35) und (3.36) sind lediglich geringfügig zu modifizieren. Bei Beleuchtung in der x-, z-Ebene kann die Grundgleichung der Holografie folgendermaßen formuliert werden:

$$\Delta_{ESPI} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(u \sin(\alpha_{x,z}) + w \left(1 + \cos(\alpha_{x,z}) \right) \right). \quad (3.40)$$

Für die Beleuchtung in der y-, z-Ebene gilt analog:

$$\Delta_{ESPI} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(u \sin(\alpha_{y,z}) + w \left(1 + \cos(\alpha_{y,z}) \right) \right). \quad (3.41)$$

Bei einem kleinen Winkel $\alpha \approx 0$, also der orthogonalen Ausrichtung der Laser-Beleuchtung zu der Messobjektfläche, wird der Sinus-Term eliminiert. Es werden folglich lediglich die Out-of-Plane-Verformungen erfasst:

$$\Delta_{ESPI, \alpha=0} = \frac{4\pi}{\lambda} w. \quad (3.42)$$

Die Verformung w kann also direkt aus der letzten Gleichung mit $\Delta_{ESPI} = 2\pi N$ (modulo 2π gefaltet) gewonnen werden:

$$w = \frac{N\lambda}{2}, \quad (3.43)$$

wobei N die Streifenordnung bezeichnet.

Aus der letzten Gleichung ist ersichtlich, dass die Holografie extrem empfindlich ist. Die mittels der ESPI-Technik erfassbare Verformung liegt im Bereich von wenigen Nanometer. Für die Erfassung der In-Plane-Anteile ist der gezeigte Aufbau zu modifizieren. Dies ist erforderlich, um den Term $\left(1 + \cos(\alpha_{x,z}) \right)$ zu eliminieren.

3.2.5 Messung von In-Plane-Anteilen mittels der ESPI und der ESPSI

Zur Erfassung von In-Plane-Verformungen mittels eines ESPI-Sensors wird ein zweiter Beleuchtungsstrahl benötigt. Deshalb wird diese Technik als Dual-Beam-Illumination-Methode bezeichnet [16]. Die Messobjektoberfläche wird dabei gleichzeitig unter zwei gleichen Beleuchtungswinkeln illuminiert, die jedoch entgegengesetzt sind. Zu beachten ist außerdem, dass kein Referenzstrahl benötigt wird. Das Messprinzip ist in Abbildung 3.17 schematisch dargestellt.

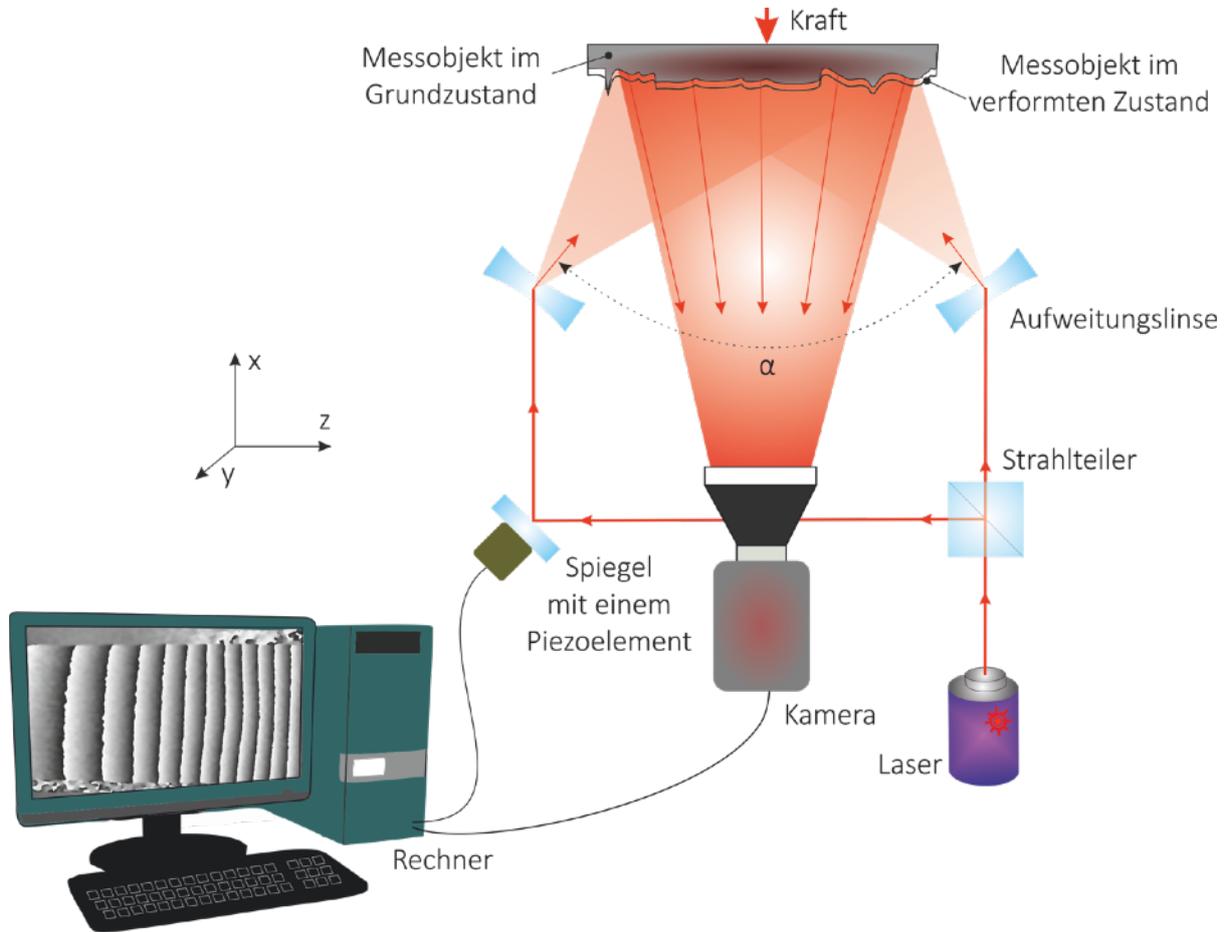


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung des Prinzips der In-Plane-ESPI-Technik

Der In-Plane-Anteil kann analog zu der Gleichung (3.42) bei Beachtung des Beleuchtungswinkels formuliert werden:

$$\Delta_{ESPI,in} = \frac{2\pi}{\lambda} 2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) u = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) u . \quad (3.44)$$

Mit $\Delta_{ESPI,in} = 2\pi N$ kann die In-Plane-Verformung u berechnet werden:

$$u = \frac{N\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} , \quad (3.45)$$

Die Gleichung 3.45 enthält folgende Größen: N die Streifenordnung, λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers und α der Winkel zwischen den beiden Beleuchtungsstrahlen. Für die Bestimmung der Verformungskomponente v ist die Beleuchtung in der y, z -Ebene zu benutzen. Aus diesem Grund verfügen fast alle Holografie-messgeräte über 4 Beleuchtungsarme, um alle Verformungskomponenten messen zu können.

Die Ermittlung der In-Plane-Anteile mit Hilfe der Shearografie ist leider nicht so trivial wie bei der Holografie. Der Hauptgrund liegt darin, dass die entstehenden Streifenmuster der In-Plane-Verformungen durch die Shear-Vorrichtung verdoppelt und unter einem bestimmten Versatz überlagert werden. Das Ergebnis dieser Überlagerung ist ein neues Streifenmuster, welches aus dem Moiré-Effekt resultiert [17]. Die In-Plane-Dehnungslinien sind deshalb bei der Shearografie nicht mehr automatisch auswertbar.

Die Dual-Beam-Illumination-Methode, die für die In-Plane-Holografie verwendet wird, ist für die Shearografie zu modifizieren [1, 18, 19]. Die Modifikation besteht darin, dass das Messobjekt nicht gleichzeitig aus den beiden Richtungen beleuchtet wird, sondern nacheinander. Aus diesem Grund sind in den Aufbau zwei zusätzliche Lichtschranken zu integrieren, um das Öffnen und Schließen der beiden Lichtwege zu ermöglichen (Abbildung 3.18).

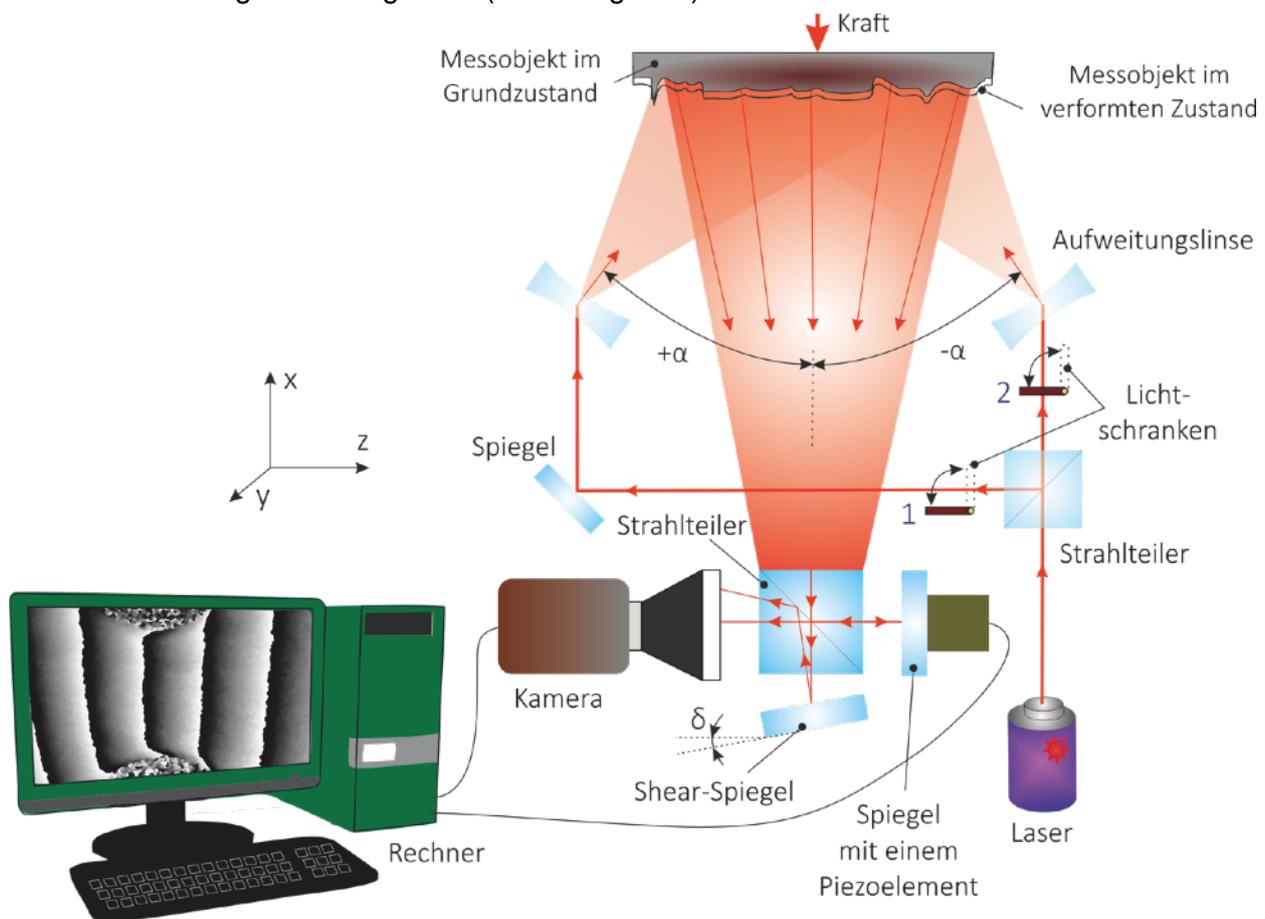


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der In-Plane-Shearografie

Im Folgenden werden Indizes folgendermaßen definiert: der erste Index kennzeichnet den Beleuchtungswinkel danach wird der Shearbetrag angegeben.

Ablauf der in-plane-Messungen:

1. Lichtschanke 1 ist geöffnet und die Lichtschanke 2 ist geschlossen (Prüfling im Grundzustand)

Das Messobjekt befindet sich im Grundzustand. Die Beleuchtung erfolgt unter dem Winkel $+\alpha$. Nun wird eine Aufnahme des Messobjektes mit Hilfe der Kamera vorgenommen. Es soll aber angemerkt werden, dass bei einer zahlenmäßigen Bestimmung der Phaseninformationen evtl. je nach Phasenschiebemethode mehrere Aufnahmen vorgenommen werden müssen. Dies wird noch im weiteren Verlauf dieser Arbeit erläutert. Daraus wird die Phaseninformation $\varphi_{+\alpha,x}$ berechnet.

2. Lichtschanke 1 ist geschlossen und die Lichtschanke 2 ist geöffnet (Prüfling im Grundzustand)

Das Messobjekt ist immer noch im Grundzustand. Die Beleuchtung erfolgt aber unter dem Winkel $-\alpha$. Das Messobjekt wird mit Hilfe der Kamera erneut aufgenommen und mittels des Rechners wird die Phaseninformation $\varphi_{-\alpha,x}$ bestimmt.

3. Lichtschanke 1 ist geöffnet und die Lichtschanke 2 ist geschlossen (Prüfling im belasteten Zustand)

Das Messobjekt wird belastet. Die Beleuchtung erfolgt unter dem Winkel $+\alpha$. Das Messobjekt wird mittels der Kamera aufgenommen. Anhand der aufgenommenen Intensitäten wird $\varphi'_{+\alpha,x}$ berechnet.

4. Lichtschanke 1 ist geschlossen und die Lichtschanke 2 ist geöffnet (Prüfling im belasteten Zustand)

Das Messobjekt ist immer noch belastet. Die Beleuchtung erfolgt unter dem Winkel $-\alpha$. Das Messobjekt wird mittels der Kamera aufgenommen. Anhand der aufgenommenen Intensitäten wird $\varphi'_{-\alpha,x}$ berechnet.

5. Nun kann die relative Phasenänderung Δ bestimmt werden. Die Berechnung erfolgt durch die punktweise Subtraktion der zuvor berechneten Phasen φ . Für die beiden Beleuchtungswinkel wird die relative Phasenänderung getrennt voneinander bestimmt:

$$\Delta_{+\alpha,x} = \varphi'_{+\alpha,x} - \varphi_{+\alpha,x}, \quad (3.46)$$

$$\Delta_{-\alpha,x} = \varphi'_{-\alpha,x} - \varphi_{-\alpha,x}. \quad (3.47)$$

6. Die berechneten Phasenbilder $\Delta_{+\alpha,x}$ und $\Delta_{-\alpha,x}$ enthalten sowohl In-Plane-, als auch Out-of-Plane-Dehnungsanteile. Zur Eliminierung von Out-of-Plane-Dehnungen wird eine erneute digitale, punktweise Subtraktion durchgeführt:

$$\Delta_{in-plane} = \Delta_{+\alpha,x} - \Delta_{-\alpha,x}. \quad (3.48)$$

Die Hauptgleichung (3.33) der Shearografie kann für die Beleuchtung in der x, z-Ebene und dem Shearbetrag in x-Richtung in Bezug auf den modifizierten Aufbau um $+\alpha$ bzw. $-\alpha$ erweitert werden:

$$\Delta_{+\alpha,x} = \frac{2\pi\delta_x}{\lambda} \left(\sin(+\alpha_{xz}) \frac{\partial u}{\partial x} + (1 + \cos(+\alpha_{xz})) \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad (3.49)$$

$$\Delta_{-\alpha,x} = \frac{2\pi\delta_x}{\lambda} \left(\sin(-\alpha_{xz}) \frac{\partial u}{\partial x} + (1 + \cos(-\alpha_{xz})) \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad (3.50)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lasers und δ_x den Shearbetrag in x-Richtung bezeichnen. Die beiden letzten Gleichungen werden in die Gleichung (3.48) eingesetzt:

$$\Delta_{in-plane} = \Delta_{+\alpha,x} - \Delta_{-\alpha,x} = \frac{4\pi\delta_x \sin(\alpha_{xz})}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (3.51)$$

Die Gleichung (3.51) kann nun nach der gesuchten In-Plane-Dehnung $\frac{\partial u}{\partial x}$ aufgelöst werden:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\Delta_{in-plane} \lambda}{4\pi\delta_x \sin(\alpha_{xz})}. \quad (3.52)$$

Mit $\Delta_{in-plane} = 2\pi N$, wobei N die Streifenordnung angibt, erhalten wir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{2\pi N \lambda}{4\pi\delta_x \sin(\alpha_{xz})} = \frac{\lambda N}{2\delta_x \sin(\alpha_{xz})}. \quad (3.53)$$

Für die zweite Beleuchtungsebene (y, z-Ebene) und den Shearbetrag in die y-Richtung kann die letzte Gleichung modifiziert werden, indem die Indizes ausgetauscht werden. Die Dehnungen $\frac{\partial v}{\partial y}$ in der y, z-Ebene werden wie folgt berechnet:

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\lambda N}{2\delta_y \sin(\alpha_{yz})}. \quad (3.54)$$

3.3 Signalverarbeitung

Bei den modernen Messsystemen spielt die rechnergestützte Verarbeitung der aufgenommenen Messdaten mindestens eine genau so große Rolle wie die eigentliche Messung. Auch die besten Ergebnisse sind ohne entsprechende Auswertung nutzlos. Die notwendigen Informationen sind erst aus den gemessenen Daten zu extrahieren. In diesem Kapitel werden verschiedenste mathematische Verfahren eingesetzt, um diese Aufgabe erfolgreich durchzuführen. Diese Verfahren, sei es die Filterung, Demodulierung oder Verformungsberechnung, sind nach wie vor ein wichtiger Forschungsschwerpunkt. Zwecks der Weiterentwicklung dieser mathematischen Methoden gibt es weit mehr Veröffentlichungen, als im Hinblick auf den optischen Aufbau.

Außerdem sollen die Ergebnisse dem Benutzer in einer geeigneten Form zur Verfügung gestellt werden, damit zum Beispiel auch kleinste Irregularitäten im Streifenverlauf, die auf die verdeckten Fehlstellen hindeuten, in der Fülle der Informationen nicht übersehen werden.

In dem ersten Unterkapitel geht es um die einfachste Methode zur Durchführung von qualitativen, shearografischen oder holografischen Messungen. Nach dieser Einführung werden weitere, weitaus komplexere Methoden zur quantitativen Erfassung von interferometrischen Informationen vorgestellt. Danach wird auf die Filterung von Interferogrammen eingegangen. Die fehlerfreie Demodulierung ist lediglich nach einer geeigneten Filterung möglich. Zum Schluss dieses Kapitels werden verschiedene Methoden der Demodulierung erläutert.

3.3.1 Live-Subtraktion

Die ersten shearografischen und holografischen Messungen waren eine Art Live-Subtraktion, bei der die Intensitäten des von der Oberfläche des Messobjektes reflektierten Laserlichtes auf einem Film festgehalten wurden. Deshalb stellten die ersten Messungen eher eine Live-Addition dar, da die beiden Belastungszustände additiv überlagert wurden. Mit der Entwicklung von CCD-Kameras wurde diese recht aufwendige Methode vollständig abgelöst. Die CCD-Kameras in Verbindung mit Rechnern ermöglichten es, beide Aufnahmen digital zu subtrahieren und so den Kontrast weiter zu verbessern. Dies gelingt dadurch, dass die Hintergrundintensität I_H eliminiert wird. Ausgehend von der Gleichung (3.7) mit den folgenden Modifikationen:

$$I_H = 2I_0 \quad (3.55)$$

und

$$I_m = I_0 \gamma \quad (3.56)$$

erhalten wir die modifizierte Gleichung (3.7) der Gesamtintensität I :

$$I = I_H + I_m \cos(\varphi), \quad (3.57)$$

wobei γ die Modulation des Interferenzterms und I_m die Intensitätsmodulation bezeichnen.

Die registrierte Intensität enthält nach der Belastung des Prüflings auf Grund der Verformung die zusätzliche relative Phasenänderung Δ :

$$I' = I_H + I_m \cos(\varphi + \Delta). \quad (3.58)$$

Nun kann die Subtraktion angewandt werden, um die resultierende Intensität zu berechnen [11]:

$$\begin{aligned} I_{ges} &= I - I' = (I_H + I_m \cos \varphi) - (I_H + I_m \cos(\varphi + \Delta)) = \\ &= I_m (\cos(\varphi) - \cos(\varphi + \Delta)) = -2I_m \sin\left(\varphi + \frac{\Delta}{2}\right) \sin\left(\frac{\Delta}{2}\right). \end{aligned} \quad (3.59)$$

Die letzte Gleichung ist zwecks Kontrastverbesserung zu quadrieren oder in Betrag zu setzen, wie auch bereits in Kapitel 3.2.2 gezeigt wurde.

Die Live-Subtraktion wird vor allem auf dem Gebiet der Schwingungsanalyse eingesetzt, da diese Methode mit lediglich 2 Aufnahmen pro Messung auskommt und zudem einen relativ einfachen Aufbau aufweist. Außerdem können im Echtzeit-Modus die qualitativen Ergebnisse, die zwar keine Richtungsinformationen beinhalten, aber dafür einfach zu visualisieren sind, hinsichtlich Resonanzfrequenzen analysiert werden. Die anhand der qualitativen Interferenzbilder entdeckten Eigenmoden können anschließend mit quantitativen Verfahren, die wesentlich aufwendiger einzusetzen sind, untersucht werden. Ein Beispiel für die Live-Subtraktion ist in Abbildung 3.19 gezeigt.

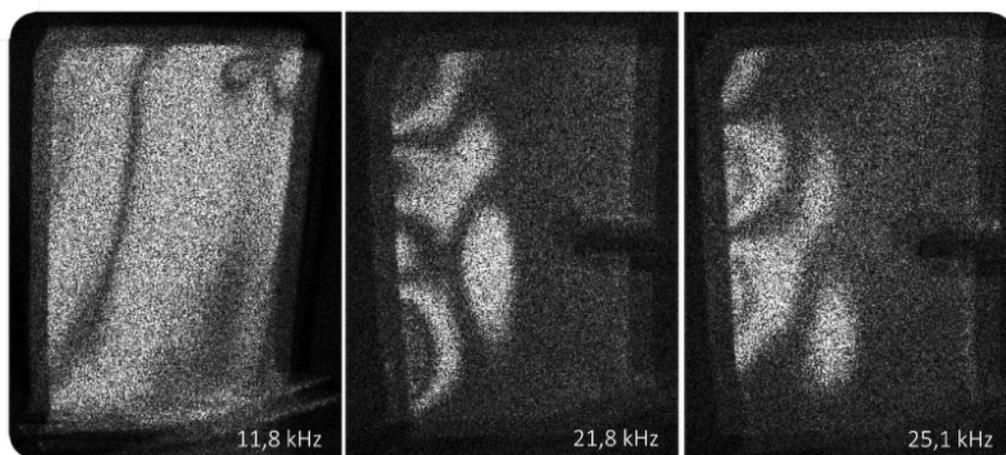


Abbildung 3.19: Ergebnis der Live-Subtraktion einer schwingenden Turbinenschaufel bei verschiedenen Frequenzen (aufgenommen mit der Shearografie)

3.3.2 Phasenschiebe-Verfahren

Das Ziel der interferometrischen Messungen stellt die quantitative Bestimmung der relativen Phasenänderung Δ dar. Die Grundgleichung enthält aber drei unbekannte, physikalische Größen. Im Einzelnen sind das: die Hintergrundhelligkeit I_0 , die Modulation des Interferenzterms γ und die gesuchte relative Phasendifferenz Δ .

Es werden folglich zur Bestimmung der Richtungsinformationen mindestens 3 linear unabhängige Gleichungen benötigt. Deshalb wird meistens eine zusätzliche Phase durch eine Veränderung des optischen Weges realisiert. Mit speziellen Techniken ist es aber auch möglich, mit einer einzigen Gleichung pro Belastungszustand auszukommen. Dabei kommt nicht mehr eine Änderung der zurückgelegten Strecke des Laserlichtes zum Einsatz (zeitliches Phasenschieben), sondern eine gezielte Modifizierung des optischen Aufbaus. Beispielsweise kann eine Raumblende mit einem kleinen Durchmesser benutzt werden, um die relative Phasenänderung im Frequenzbereich von der Hintergrundintensität und der Modulation zu trennen. Die benötigten Informationen werden folglich aus den benachbarten Bildpunkten gewonnen. Aus diesem Grund werden diese Verfahren als räumliches Phasenschieben bezeichnet.

Grundsätzlich werden die Methoden in zeitabhängige und räumliche Phasenschiebe-Verfahren eingeteilt. Der Unterschied zwischen diesen Verfahren besteht hauptsächlich darin, ob mit Hilfe einer einzigen Aufnahme pro Belastungszustand (räumliche Phasenschiebemethoden) oder mittels mehrerer Aufnahmen (zeitabhängige Phasenschiebemethoden) mit einer veränderten Phase zwischen den Aufnahmen gearbeitet wird [20].

Es existiert eine Vielzahl an zeitlichen und räumlichen Phasenschiebemethoden. Oft werden Piezoelemente für die Realisierung der zeitlichen Phasenschiebung eingesetzt. Für die Änderung des Lichtweges müssen aber nicht zwangsläufig spiegelverstellende Piezoelemente eingesetzt werden. In [28] und [29] wurden beispielsweise Lichtwellenglasfasern fest mit einem Ringaktor verklebt. Die Ausdehnung des Aktors bewirkt eine Verlängerung der Glasfaser und somit der optischen Strecke des Referenzstrahls. Bei der Methode des räumlichen Phasenschiebens, veröffentlicht in [21], werden pixelweise unterschiedliche Polarisierungen erzeugt und für die Bestimmung der Phaseninformationen aus den benachbarten Pixeln eingesetzt. Eine ähnliche Methode existiert auch für die zeitliche Phasenschiebung, dabei wird eine rotierende $\lambda/2$ -Platte benutzt [27]. Für die räumliche Phasenschiebung können auch mehrere Kameras, die synchron arbeiten, eingesetzt werden [28]. Dies ist jedoch nicht mit jedem Interferometertyp möglich und erfordert eine aufwendige Kalibrierung des Messsystems. In Abbildung 3.20 ist eine Übersicht der bekanntesten Verfahren der Phasenschiebung dargestellt. Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden der Phasenschiebung ausführlich diskutiert.

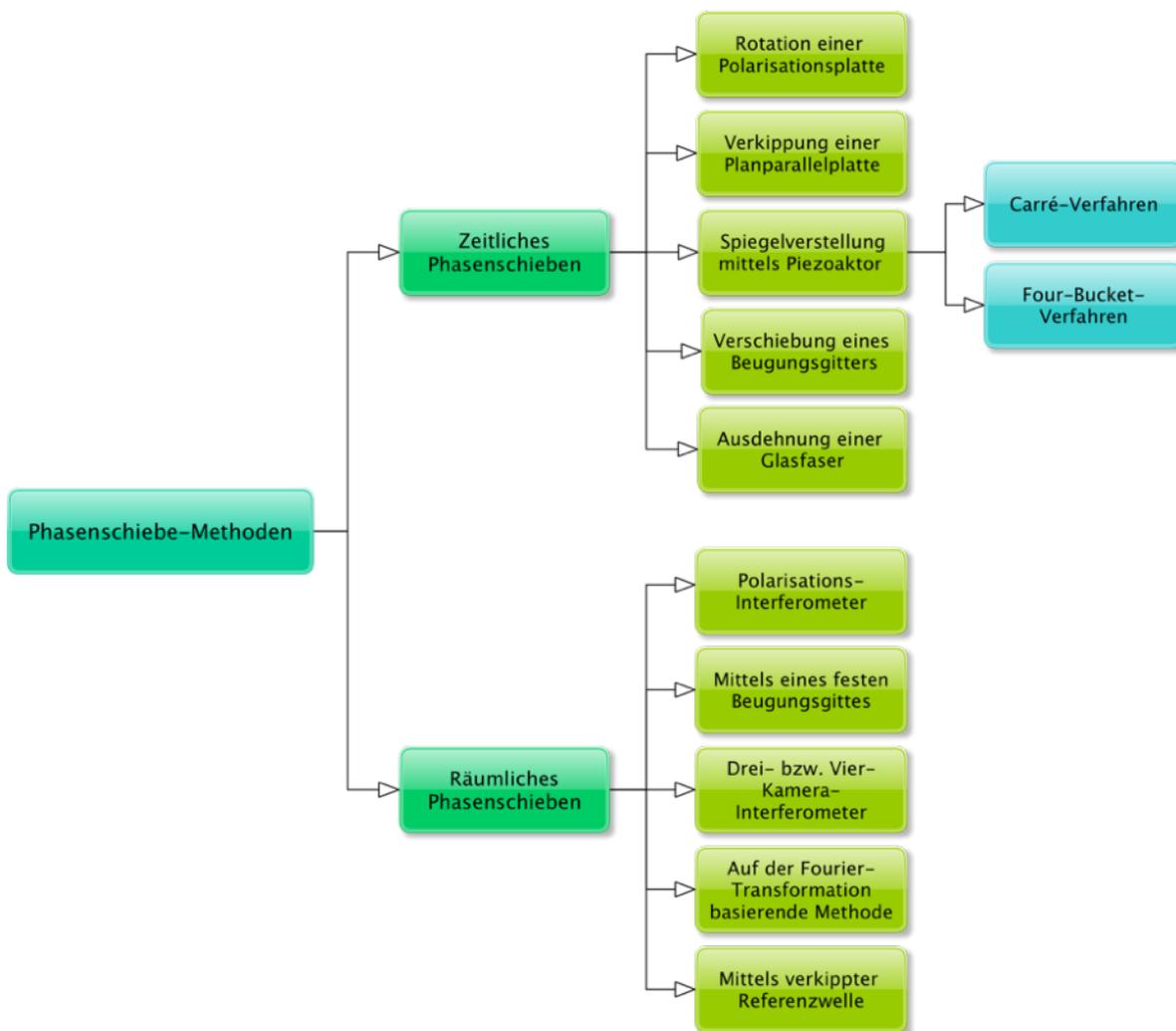


Abbildung 3.20: Übersicht der Phasenschiebemethoden zur quantitativen Erfassung von Verformungen und Dehnungen

In der hier vorliegenden Arbeit wird hauptsächlich die räumliche Phasenschiebemethode, basierend auf der Fourier-Transformation, angewandt und weiterentwickelt. Für dynamische Untersuchungen bietet dieses Verfahren der Phasenschiebung große Vorteile, da nach der digitalen Erfassung des Grundzustandes lediglich eine einzige Aufnahme der schwingenden Messobjekttoberfläche benötigt wird. Zur Detektion der Fehlstellen ist aber die zeitliche Phasenschiebemethode immer noch eine gute Alternative, da diese Methode bei großen Verformungen bzw. Dehnungen exaktere Ergebnisse auf Grund der kleineren Speckle-Größe liefert.

3.3.2.1 Zeitliche Phasenschiebe-Verfahren

Die zeitliche Phasenschiebung wird heutzutage am häufigsten verwendet. Diese Methode wird oft durch einen Phasenmodulator realisiert, der den optischen Weg eines Strahlenganges gezielt verändert. Als Phasenmodulator wird in der Regel ein Piezoelement verwendet. Der reziproke Piezo-Effekt beruht darauf, dass der Kristall sich beim Anlegen einer elektrischen Spannung deformiert. Die Ausdehnung bzw. Stauchung des Piezokristalls ist annähernd linear und kann deshalb präzise gesteuert werden. Die Veränderung des optischen Weges wird folglich durch das Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen den einzelnen Aufnahmen realisiert.

Drei-Aufnahmen-Methode

Wie eingangs erwähnt, werden mindestens drei Gleichungen zum Ermitteln der unbekanntenen Größen benötigt. Eine der Möglichkeiten ist die zweimalige Erweiterung der Grundgleichung um eine bekannte Zusatzphase mittels Phasenschiebung. Die Zusatzphase wird durch das Anlegen einer Spannung an den Piezokristall realisiert, beispielsweise gemäß

$$\begin{aligned}I_1 &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi - 120^\circ)), \\I_2 &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi)), \\I_3 &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi + 120^\circ)).\end{aligned}\tag{3.60}$$

Daraus kann die Phasenverteilung φ bestimmt werden:

$$\varphi = \arctan \sqrt{3 \frac{I_1 - I_3}{2I_2 - I_1 - I_3}}.\tag{3.61}$$

Es sind auch andere Werte für die Phasenschiebung, zum Beispiel $\pi/2$, möglich. Dies bringt aber keine nennenswerten Vorteile, da die Leistung moderner Rechner mehr als ausreichend ist, die minimal rechenintensivere Arcustangens-Gleichung zu lösen. Nach einer Zustandsänderung des Messobjektes, zum Beispiel infolge einer äußeren Belastung, werden erneut drei Aufnahmen aufgenommen:

$$\begin{aligned}I_1' &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi' - 120^\circ)), \\I_2' &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi')), \\I_3' &= 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi' + 120^\circ)).\end{aligned}\tag{3.62}$$

Die Phasenverteilung nach der Belastung ergibt sich zu:

$$\varphi' = \arctan \sqrt{3 \frac{I_1' - I_3'}{2I_2' - I_1' - I_3'}}. \quad (3.63)$$

Die relative Phasenänderung Δ wird aus den beiden zuvor ermittelten Phasenverteilungen berechnet:

$$\Delta = \varphi' - \varphi. \quad (3.64)$$

Die relative Phasenänderung erlaubt, wie bereits gezeigt, das direkte Ermitteln der Dehnungen bei der Shearografie oder der Verformungen bei der Holografie.

Es ist zu beachten, dass durch die Digitalisierung die Phasenwerte von 0 bis 2π in Graustufen von 0 bis 255 aufgeteilt werden (bei 8-bit). Dabei entspricht ein dunkler Pixel dem Phasenwert 0 und ein heller Pixel dem Phasenwert 2π . Außerdem ist zu beachten, dass die relative Phasenänderung der Gleichung (3.64) negativ sein kann. In so einem Fall wird 2π dazu addiert:

$$\Delta = \varphi' - \varphi + 2\pi \quad \text{für } \varphi' < \varphi. \quad (3.65)$$

Vier-Aufnahmen-Methode

Bei vier Aufnahmen wird ein überbestimmtes Gleichungssystem aufgestellt. Zwar wird für eine Messung durch die gestiegene Anzahl an Aufnahmen (8 anstatt 6) mehr Zeit benötigt, aber der anschließende Aufwand für Berechnungen sinkt. Was aber noch wichtiger ist, ist die höhere Robustheit in Bezug auf die Fehler, die beim Phasenschieben zwangsläufig entstehen. Fehler in der Phasenschiebung wirken sich bis zu einer Größenordnung von ca. 9% kaum auf das Messergebnis aus [22].

Grundsätzlich gibt es eine große Anzahl von Verfahren, die mit Hilfe von vier Aufnahmen die Phaseninformationen bestimmen. Zu den wichtigsten zählen das Carré-Verfahren und der Four-Bucket-Algorithm [23].

Carré-Verfahren

Dieses Verfahren wurde im Jahre 1966 veröffentlicht. Die Carré-Methode ist unabhängig von der Größe des Winkels der Zusatzphase β und muss deshalb nicht kalibriert werden. Bei den anderen Verfahren ist eine Kalibrierung unbedingt erforderlich [24].

Das Verfahren arbeitet mit den Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\phi - \frac{3\beta}{2} \right) \right), \\
 I_2 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\phi - \frac{\beta}{2} \right) \right), \\
 I_3 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\phi + \frac{\beta}{2} \right) \right), \\
 I_4 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\phi + \frac{3\beta}{2} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{3.66}$$

Die Anwendung der Additionstheoreme liefert folgende Gleichung für die relative Phase:

$$\varphi = \arctan \frac{\sqrt{(3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4))((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)}. \tag{3.67}$$

Four-Bucket-Verfahren

Diese zeitliche Phasenschiebemethode ist am weitesten verbreitet und findet bei den meisten interferometrischen Speckle-Verfahren Anwendung. Beliebte wurde diese Methode wegen der hohen Robustheit in Bezug auf die Phasenschiebefehler und den geringen Rechenaufwand. Der Vorteil des geringen Rechenaufwandes ist jedoch in der heutigen Zeit nicht mehr so entscheidend wie noch vor einigen Jahren. Der Winkel für die Phasenschiebung zwischen den Aufnahmen beträgt bei dieser Methode immer $\pi/2$, also:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos(\varphi)), \\
 I_2 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) \right), \\
 I_3 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos(\varphi + \pi)), \\
 I_4 &= 2I_0 \left(1 + \gamma \cos \left(\varphi + \frac{3\pi}{2} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{3.68}$$

Aus diesen Gleichungen folgt die relative Phase φ für den Referenzzustand gemäß

$$\varphi = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}. \tag{3.69}$$

Nach der Belastung des Messobjektes werden erneut vier Aufnahmen der Messobjektoberfläche vorgenommen und anschließend φ' berechnet. Die relative Phasenänderung lässt sich mit Hilfe der folgenden Gleichung ermitteln: $\Delta = \varphi' - \varphi$ für $(\varphi' > \varphi)$ und $\Delta = \varphi' - \varphi + 2\pi$ für $(\varphi' < \varphi)$. Die Kalibrierung ist bei diesem Verfahren zwingend notwendig, um den Zusammenhang zwischen den Spannungswerten und der Wegänderung für das Laserlicht zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde eine ganze Reihe von Verfahren entwickelt, um die Kennlinie des verwendeten Piezoelementes zu ermitteln. In wissenschaftlichen Arbeiten [11], [26] und [25] wurden verschiedene Ansätze vorgeschlagen, die für die Kalibrierung eingesetzt werden können.

Die Umrechnung der Zusatzphase in den Verschiebungsweg l erfolgt mit Hilfe der folgenden Formel:

$$\Delta\varphi = \frac{2 \cdot l}{\lambda} 2\pi. \quad (3.70)$$

Für eine Zusatzphase von beispielsweise 120° ist der Spiegel um $\lambda/6$ zu verstellen, für 90° um $\lambda/8$.

In Abbildung 3.21 ist schematisch der Ablauf einer quantitativen, shearografischen Messung dargestellt. Die Phasenschiebung basiert dabei auf dem Four-Bucket-Verfahren.

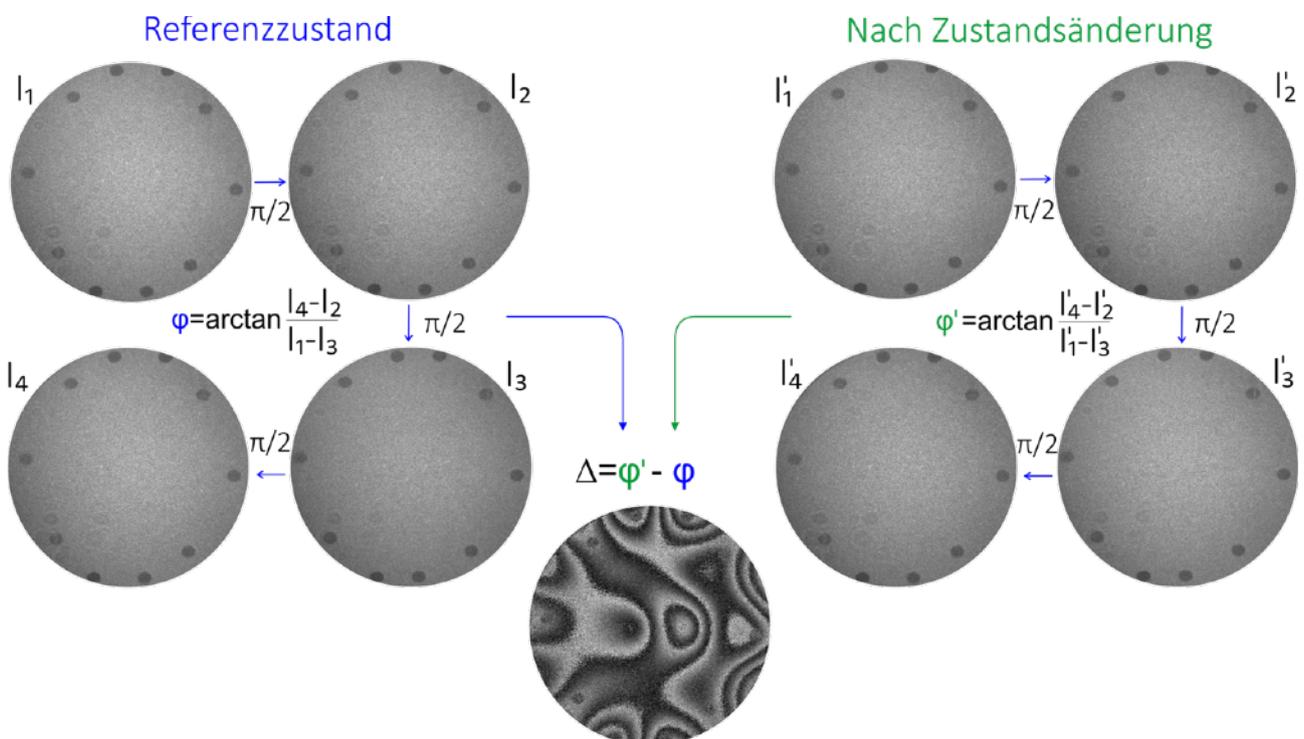


Abbildung 3.21: Schematische Darstellung des Prinzips der zeitlichen Phasenschiebung mit anschließender Berechnung der relativen Phasenänderung

3.3.2.2 Räumliche Phasenschiebe-Verfahren

Es existiert eine Vielzahl von räumlichen Phasenschiebe-Verfahren, wie auch bereits in der Übersicht in Abbildung 3.20 gezeigt. Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden näher vorgestellt. Allen räumlich arbeitenden Verfahren ist gemein, dass für die Erfassung der Richtungsinformationen, also die zahlenmäßige Auswertung der Interferogramme, lediglich 2 Aufnahmen benötigt werden. Bei bewegten bzw. schwingenden Messobjekten oder auch bei Messungen unter rauen Bedingungen (bei Vibrationen und Erschütterungen) ist die Anwendung der Verfahren mit der zeitlichen Phasenschiebung kaum möglich, da zwischen den Aufnahmen der Phasenbilder keine Veränderungen toleriert werden können. Insbesondere die Holografie reagiert auf Grund der hohen Sensitivität (bis zu $20 - 30 \text{ nm}$) sehr empfindlich auf Störungen aus der Umgebung.

Grundsätzlich lassen sich die räumlichen Phasenschiebe-Verfahren in zwei Kategorien einteilen [31]. Die Verfahren der ersten Kategorie erzeugen, zum Beispiel mit Hilfe mehrerer Kameras, gleichzeitig mindestens 3 Aufnahmen, die einen gewissen Phasenschub zueinander aufweisen [30]. Die anschließende Berechnung der relativen Phasenänderung entspricht dann der klassischen Phasenberechnung. Bei der zweiten Art der Verfahren werden die nötigen Informationen aus den benachbarten Pixeln extrahiert. Dies kann zum Beispiel unter Anwendung der Fourier-Transformation erfolgen. Nicht alle Verfahren der räumlichen, aber auch der zeitlichen Phasenschiebung sind für die beiden Verfahren der Speckle-Messtechnik Holografie und Shearografie gleichermaßen geeignet.

Phasenschiebung mittels verkippter Referenzwelle

Diese Methode ist insbesondere für die Holografie geeignet. Der nötige Phasenschub wird zwischen den benachbarten Pixeln erreicht. Für diesen Zweck wird die Referenzwelle gegenüber der Objektwelle unter einem bestimmten Winkel eingekoppelt (siehe Abbildung 3.22). Die beiden Wellen werden anschließend auf dem Sensor überlagert. Dadurch liegt die Phasenschiebung (meistens $\pi/2$) zwischen den benachbarten Pixeln vor [29]. Durch den Winkel zwischen dem Objekt- und dem Referenzstrahl wird der Phasenschritt von einem Pixel zum Nächsten vorgegeben.

Es können entweder drei oder auch mehr Pixel zur Auswertung der relativen Phase herangezogen werden. Die Auswertung erfolgt analog zu den Gleichungen (3.67) bzw. (3.69) in Abhängigkeit von dem gewählten Phasenschritt. Aus den benachbarten Pixeln kann also die relative Phase φ bestimmt werden. Nach der Belastung des Messobjektes erfolgt die Berechnung der Phase φ' . Mit Hilfe der Gleichung (3.64) wird anschließend die relative Phasenänderung Δ berechnet und den weiteren Bearbeitungsschritten unterzogen.

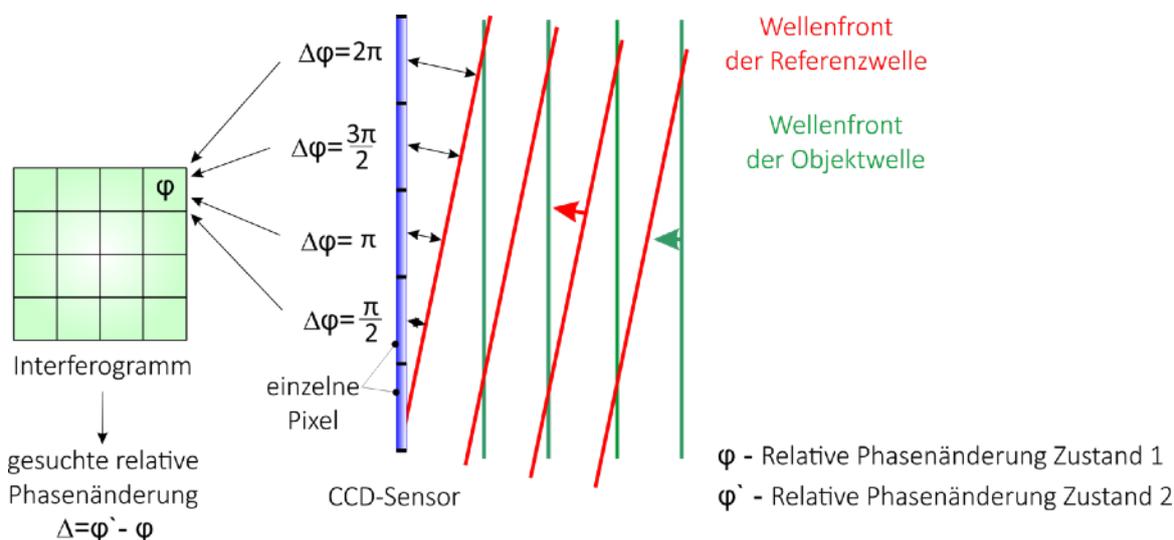


Abbildung 3.22: Schematische Darstellung des Prinzips der räumlichen Phasenschiebung mittels der verkippten Referenzwelle; zwischen den benachbarten Pixeln wird ein Phasenschritt erreicht

Diese Methode hat den Nachteil, dass die Auflösung entsprechend reduziert wird, da aus 3 bzw. 4 Pixelwerten lediglich ein Wert der relativen Phasenänderung Δ ermittelt wird. Ein weiterer Nachteil dieses Verfahrens ist die Voraussetzung einer genauen und somit aufwendigen Justierung des optischen Aufbaus. Außerdem müssen die einzelnen Speckles eine geeignete Größe haben. Der Durchmesser der Speckles soll den Abmessungen der für die Auswertung benutzten Sensor-Pixel entsprechen (1 Speckle pro 3–4 Pixel). Das bedeutet, dass die Speckles deutlich größer als bei der zeitlichen Phasenschiebung sein müssen [29]. Die Größe der Speckles kann durch die Objektivblende eingestellt werden, indem diese geschlossen oder geöffnet wird. Für große Speckles muss die Objektivblende geschlossen werden. Die großen Speckles werden benötigt, damit die drei Unbekannten (I_0, γ, φ) innerhalb der für die Berechnung einer Phase verwendeten Pixel (3 bis 5) konstant sind.

Alternativ kann das aufgenommene Interferogramm nach der Speicherung digital vervielfacht werden und jeweils um ein Pixel, also um $\pi/2$, verschoben werden, so dass wie beim zeitlichen Phasenschieben mehrere Gleichungen zur Verfügung stehen, um die 3 unbekanntenen Größen bestimmen zu können [32]. Diese Vorgehensweise wird auch für den Zustand nach der Belastung wiederholt, um anschließend die relative Phasenänderung zu bestimmen.

Phasenschiebung mittels einer polarisierten Pixelmaske

Dieses Verfahren nutzt einen anderen Ansatz zum Erreichen einer Phasenschiebung zwischen den einzelnen Pixeln eines CCD- oder CMOS-Sensors. Es wird eine spezielle Maske benutzt, die vor dem Kamerasensor platziert wird [33]. Die pixelierte Maske erzeugt für jeden Pixel eine effektive Phasenverzögerung, wenn das zirkular polarisierte Licht die Maske passiert. Analog zu der Gleichung (3.68) wird folgende Phasenschiebung erzeugt:

$$\text{Zirkular pol. Licht } (\varphi) + \text{linear pol. Maske } (\beta) = \cos(\varphi + 2\beta).$$

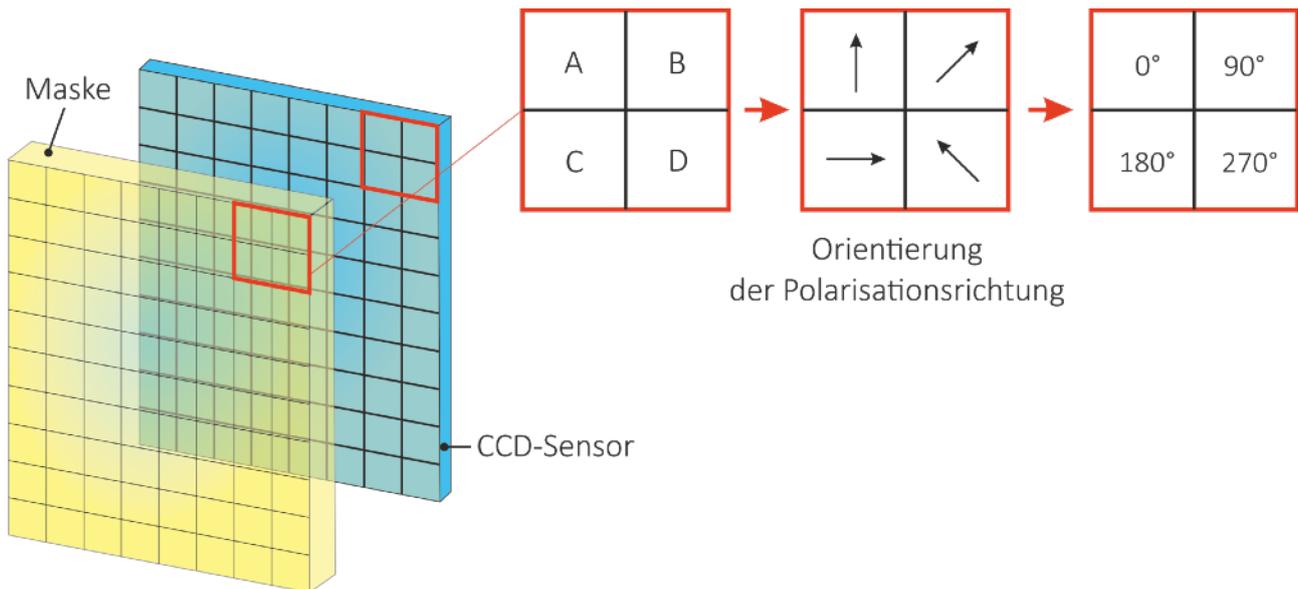


Abbildung 3.23: Schematische Darstellung des Prinzips der räumlichen Phasenschiebung mittels einer polarisierten Pixelmaske, die vor dem CCD-Sensor platziert wird

Prinzipiell kann sowohl die zirkuläre, als auch die lineare Polarisation benutzt werden. Im Falle der linearen Polarisation ist zusätzlich eine $\lambda/4$ -Platte vor der Maske zu installieren [33].

Zu den Nachteilen dieses Verfahrens ist die erheblich reduzierte Auflösung zu zählen, da je 4 Pixel für die Berechnung eines Phasenwertes benötigt werden. Außerdem ist die Herstellung einer hochgenauen Maske recht umständlich.

Die Berechnung der Phase erfolgt analog zu der zeitlichen Phasenschiebung, zum Beispiel mit dem Four-Bucket-Verfahren. Die Berechnung der Phase mit einem konstanten Phasenschub erfolgt jedoch pixelweise (siehe Bild 3.23) und nicht bildweise. Folgende Intensitätswerte werden von den unterschiedlichen Pixeln (A_p, B_p, C_p, D_p) erfasst:

$$A_p(x, y) = 2I_0 (1 + \gamma \cos(\varphi(x, y))), \quad (3.71)$$

$$B_p(x, y) = 2I_0 \left(1 + \gamma \cos\left(\varphi(x, y) + \frac{\pi}{2}\right) \right), \quad (3.72)$$

$$C_p(x, y) = 2I_0 (1 + \gamma \cos(\varphi(x, y) + \pi)), \quad (3.73)$$

$$D_p(x, y) = 2I_0 \left(1 + \gamma \cos\left(\varphi(x, y) + \frac{3\pi}{2}\right) \right), \quad (3.74)$$

$$\varphi = \arctan \frac{C_p(x, y) - A_p(x, y)}{D_p(x, y) - B_p(x, y)}. \quad (3.75)$$

Die Berechnung der relativen Phasenänderung erfolgt analog zum Four-Bucket-Verfahren. Dabei werden die Phasenbilder des Referenzzustandes und des Zustandes nach der Belastung voneinander subtrahiert.

Phasenschiebung mittels Beugungsgitter

Die Phasenschiebung erfolgt bei dieser Methode mit Hilfe eines Beugungsgitters. Es bewirkt die Entstehung von Beugungseffekten. Durch die Beugung entstehen Bildbereiche mit einer höheren Beugungsordnung relativ zu der konstanten Phase der nullten Ordnung [32]. Das Kamerabild ist in Bezug auf die Bereiche mit unterschiedlichen Phasenwerten dreigeteilt. Die Phasenschiebung zwischen den Bereichen beträgt jeweils $\pi/2$. Der mittlere Bereich ist nullter Ordnung und hat folglich keine Phasenschiebung. Durch eine gezielte und stufenlose Verschiebung des Beugungsgitters sind Anpassungen bezüglich der gewünschten Phasenschiebung möglich.

Die Auflösung ist durch die gleichzeitige Erfassung der nicht überlappenden Bereiche unterschiedlicher Ordnungen reduziert, da die einzelnen Bereiche zur Bestimmung der Phaseninformation zu überlagern sind. Es ist jedoch möglich mit mehreren Kameras (zum Beispiel 3) die Bereiche einzeln aufzunehmen. Dadurch wird der optische Aufbau aber erheblich komplizierter.

Räumliche Phasenschiebung auf Basis der Fourier-Transformation

Neben dem Four-Bucket-Verfahren für die Phasenschiebung wurde im Rahmen dieser Arbeit vor allem die auf der Fourier-Transformation basierende Methode eingesetzt und weiterentwickelt, so dass diese Methode fast uneingeschränkt für die meisten Messaufgaben verwendet werden kann. Bevor jedoch auf die Vor- und Nachteile eingegangen wird, sollen zunächst die physikalischen Grundlagen erläutert werden.

Diese Methode kann in Verbindung mit unterschiedlichen Interferometertypen eingesetzt werden. Meistens werden jedoch entweder das Michelson- oder das Mach-Zehnder-Interferometer verwendet. Eigene Untersuchungen haben gezeigt, dass es keine nennenswerten Unterschiede bei der praktischen Verwendung der beiden Interferometer in Bezug auf die Güte der Ergebnisse gibt. Da das Michelson-Interferometer im Aufbau und in der Handhabung einfacher ist, basiert das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Shearografie-Messgerät auf dieser Interferometerart. Außerdem ist diese Methode der räumlichen Phasenschiebung sowohl für die Shearografie, als auch die Holografie geeignet.

Die technische Nutzung der Trägerfrequenz-Methode wird bereits seit langem angewandt und kommt zum Beispiel in der Telekommunikationstechnik seit vielen Jahren erfolgreich zum Einsatz. Dabei wird eine Trägerfrequenz durch das zu übertragende Signal moduliert. Der Zweck der Trägerfrequenz ist die Übertragung von Informationen über große Entfernungen. Nach dem Empfang des modulierten Signals erfolgt eine Demodulierung, um die Trägerfrequenz von dem Nutzsignal zu trennen. Die Übertragung dieses Prinzips auf die Speckle-Interferometrie erfolgte

jedoch noch nicht vor allzu langer Zeit. Die ersten Ansätze wurden in [81] veröffentlicht und zeigten, dass die Anwendung dieser Methode auch für die Interferometrie Vorteile bietet. Im Jahre 1996 setzte Pedrini zum ersten Mal diese Technik in Kombination mit dem Mach-Zehnder-Interferometer zwecks räumlicher Phasenschiebung ein [34].

Die Trägerfrequenz wird dabei durch das Verkippen eines Spiegels bei der Shearografie oder der Referenzwelle bei der Holografie erzeugt. Nach der erfolgreichen Implementierung dieser räumlichen Phasenschiebemethode für die Shearografie modifizierte Pedrini seinen Aufbau geringfügig und setzte dieses Verfahren in der Holografie ein [35]. Im Jahre 2004 wurde in [82] eine Weiterentwicklung der Shearografie basierend auf dem Mach-Zehnder-Interferometer veröffentlicht. Das Ziel war dabei die Fehlstellendetektion in Kompositmaterialien. Eine Arbeitsgruppe in Indien entwickelte im Jahre 2006 einen optischen Aufbau zum Erfassen von sowohl In-Plane-, als auch Out-of-Plane-Dehnungen mit einem einzigen Aufbau [40]. Eine wichtige Weiterentwicklung dieser Technik gelang Yang und Xie [36 und 37] im Jahre 2013. Es wurde von den beiden Wissenschaftlern außerdem ein Messaufbau zum Messen einer Dimension der Verformungskomponenten mittels der Holografie [38] und gleichzeitig zum Messen von Dehnungen mittels der Shearografie in zwei Dimensionen vorgestellt [39]. Dabei wird ein sogenanntes $4f$ -System benutzt, wobei f die Brennweite bezeichnet. Es wurde also ein System mit einer vierfachen Laserstrahl-Fokussierung durch den Einsatz von einer Raublende und 3 Linsen entwickelt.

Die Besonderheit des im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten optischen Aufbaus besteht darin, dass eine optische Raublende vor dem eigentlichen optischen Aufbau und ansonsten keine zusätzlichen Komponenten (außer das Interferometer) benutzt werden. Das Objektiv zum Fokussieren des von dem Messobjekt reflektierten Laserlichtes kann entweder vor dem optischen Aufbau (bei der Holografie), oder direkt vor der Kamera (bei der Shearografie) platziert werden. Zum Aufweiten des Laserstrahls werden entweder eine Aufweitungslinse oder zur direkten Beleuchtung eine oder mehrere Laserdioden eingesetzt (siehe Abbildung 3.28). Eine gute Übersicht bezüglich der verschiedenen Aufweitungsmethoden des Laserlichtes ist in [41] zu finden.

Für die räumliche Holografie ist der Aufbau zu modifizieren. Außerdem sind wegen der hohen Anforderung an die Kohärenzlänge des Laserlichtes preiswerte Laserdioden für die Messungen ungeeignet. Deswegen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd:YAG-Laser) mit einer Wellenlänge von $520nm$ verwendet. Die nötige Verschiebung des räumlichen Spektrums im Frequenzbereich wird durch die Feinjustierung des Referenzstrahls erreicht. Die genaue Diskussion des holografischen Aufbaus erfolgt im weiteren Verlauf dieses Kapitels.

Einfluss verschiedener Raublenden auf die räumliche Phasenschiebung

In optischen Systemen werden Blenden in der Regel als mechanische Begrenzungen des einfallenden Lichtes verwendet. Gebräuchlich sind vor allem zwei Arten der Blenden: kreisrunde

Irisblende (Aperturblende) und eine Schlitzblende. Beide Arten sind für die auf der Fourier-Transformation basierenden Methode der räumlichen Phasenschiebung geeignet.

Passiert das Licht eine kleine Blende oder einen schmalen Spalt kommt es zur Beugung. Eine Beugung kann also immer dann beobachtet werden, wenn das Licht auf eine Kante trifft. Hinter der Blende kann deshalb auf der Abbildungsebene ein Interferenzmuster gemessen bzw. beobachtet werden (siehe Abbildung 3.24). Die Muster einer kreisrunden Blende und eines Spalts unterscheiden sich, deshalb wird im ersten Schritt zunächst der Einfluss von kreisrunden Aperturblenden auf die Bildung von Interferenzmustern erläutert.

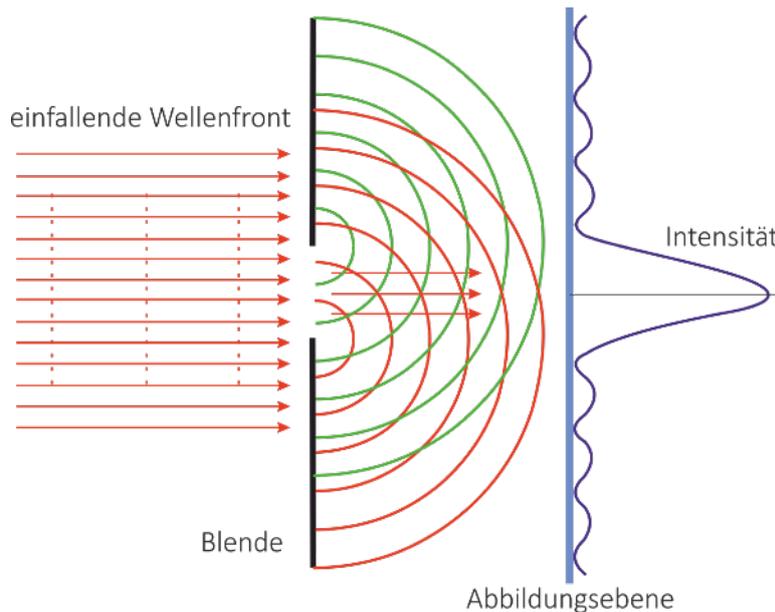


Abbildung 3.24: Schematische Darstellung der Beugung nach einer Blende, die unterschiedlichen Farben für die beiden neuen Wellen sollen lediglich die Unterscheidung dieser erleichtern und haben keinen physikalischen Hintergrund

Ein Teil des Laserlichtes kann bei großen Durchmessern die Blende mittig, ohne mit der Kante in Berührung zu kommen, passieren. Dadurch entsteht in diesem Bereich folglich auch keine Beugung. Dies ist jedoch stark vom Durchmesser der Blende abhängig (siehe Abbildung 3.25). Aufgrund der Beugung legen die sphärischen Lichtwellen nicht mehr alle die gleiche Entfernung zurück. Dadurch entsteht eine Phasendifferenz zwischen den Wellenfronten und genau das führt letztendlich zur Bildung des Interferenzmusters. Der Durchmesser der Blende beeinflusst die Position der Maxima und Minima in der Abbildungsebene und deren Intensität.

Wie noch gezeigt wird, ist vom Durchmesser der Blendenöffnung nicht nur der Durchmesser der Speckles abhängig (siehe Gleichung 3.35), sondern auch das resultierende Spektrum im Frequenzbereich. Vom Durchmesser der Aperturblende bzw. der Breite bei Schlitzblenden hängt zusätzlich die Dimension des Spektrums nach der Fourier-Transformation ab.

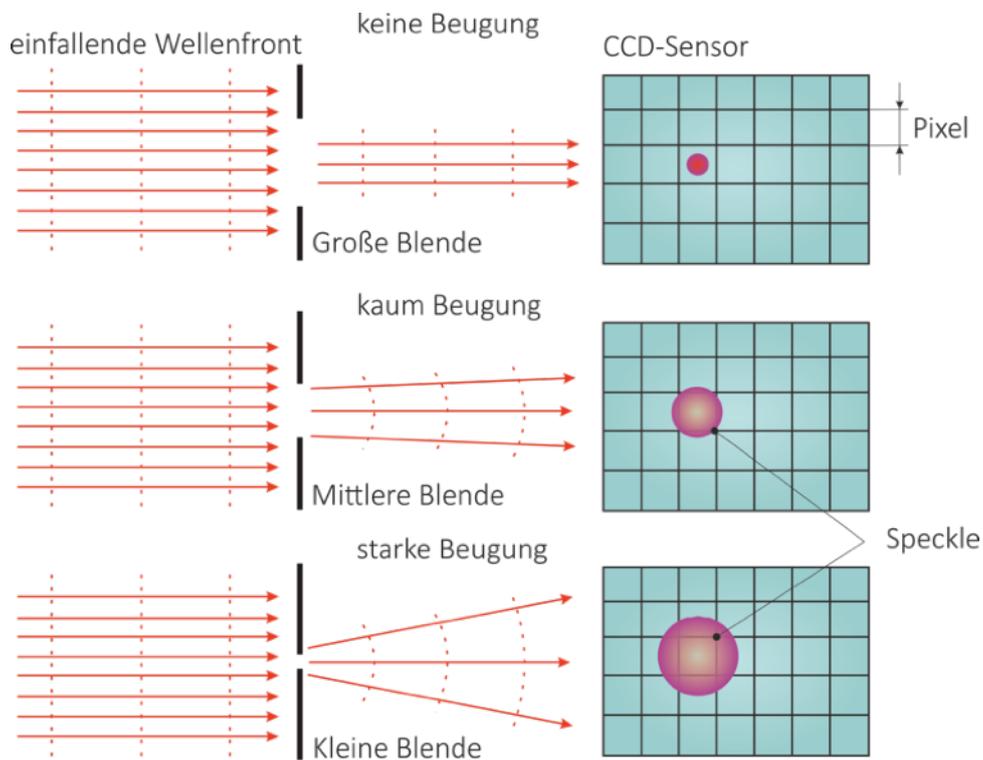


Abbildung 3.25: Einfluss der Blende auf die Speckle-Größe: oben keine Beugung mit kleinen Speckles, in der Mitte kaum Beugung mit größeren Speckles, unten starke Beugung mit großen Speckles

Alternativ zu den kreisrunden Aperturblenden können auch Schlitzblenden für die räumliche Phasenschiebung eingesetzt werden. In Abbildung 3.26 sind die Unterschiede der Beugungsbilder der beiden Raumblyenden-Arten dargestellt. Es gibt keinen prinzipiellen Unterschied in der Funktionsweise zu den Aperturblenden. Der Hauptunterschied besteht darin, dass auf Grund der rechteckigen Kamera-Sensoren die Spektren der Schlitzblenden nach der FFT in der Regel besser zu handhaben sind. Dies wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch ausführlich diskutiert.

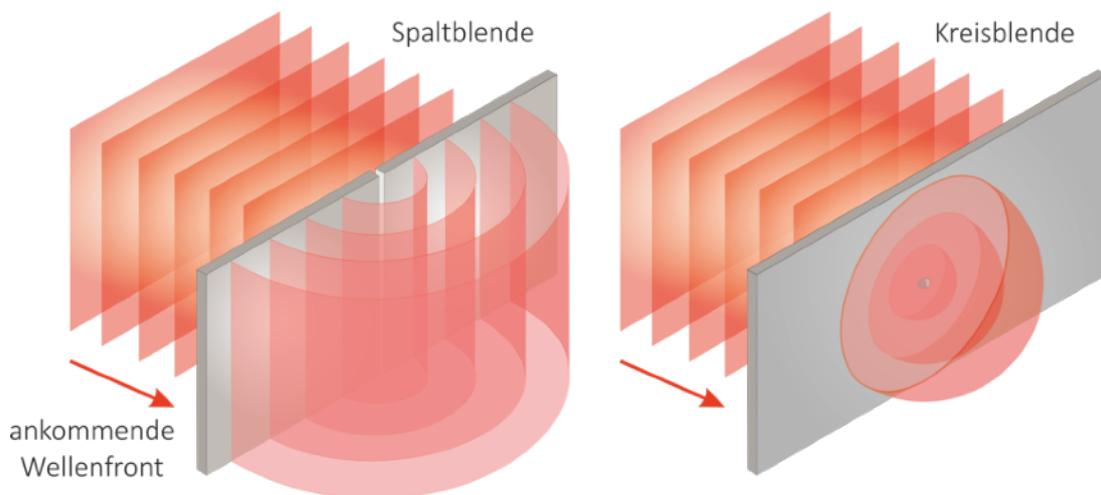


Abbildung 3.26: Unterschied im Beugungsbild einer Spalt- und einer Kreisblende

Zum Justieren des Messgerätes bei räumlicher Phasenschiebung soll eine quantitative Beschreibung zum effektiven Einsatz der Raublende hergeleitet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für diesen Zweck die sogenannte Fresnel-Zahl eingesetzt. Bei der Propagation durch die Schlitzblende bzw. die Aperturblende verändert das Lichtbündel seine transversale Struktur. Der wichtigste Parameter zum Beschreiben dieser, auf Grund der Beugung verursachten Veränderung, ist die dimensionslose Fresnel-Zahl F_{Zahl} [43], diese ist wie folgt definiert:

$$F_{Zahl} = \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^2}{\lambda \cdot z_{B,K}}, \quad (3.76)$$

wobei D den Durchmesser der Raublende, λ die Wellenlänge des Lasers und $z_{B,K}$ Abstand von der Raublende bis zum Kamera-Sensor bezeichnen. Bei großen Fresnel-Zahlen erfolgt die Ausbreitung des Lichtes unbeeinflusst von der Raublende. Dieser Bereich wird auch als „Geometrische Optik“ bezeichnet. Bei sehr kleinen Fresnel-Zahlen sind die Beugungseffekte dominant. Die resultierende Wellenfront wird also maßgebend durch die Beugung gebildet. Dieser Bereich wird als Fraunhofer-Beugung bezeichnet. Wenn die Fresnel-Zahl gleich eins ist, spielen die Beugungserscheinungen zwar eine Rolle, aber die Beugung ist nicht mehr so dominant wie im Falle der Fraunhofer-Beugung. Es gilt:

- $F_{Zahl} \ll 1$ Fraunhofer-Beugung,
- $F_{Zahl} \approx 1$ Fresnel-Beugung,
- $F_{Zahl} \gg 1$ Geometrische Optik.

Abbildung 3.27 zeigt den Einfluss der unterschiedlichen Fresnel-Zahlen auf den Intensitätsverlauf, der beispielsweise auf einem Schirm gebildet werden kann.

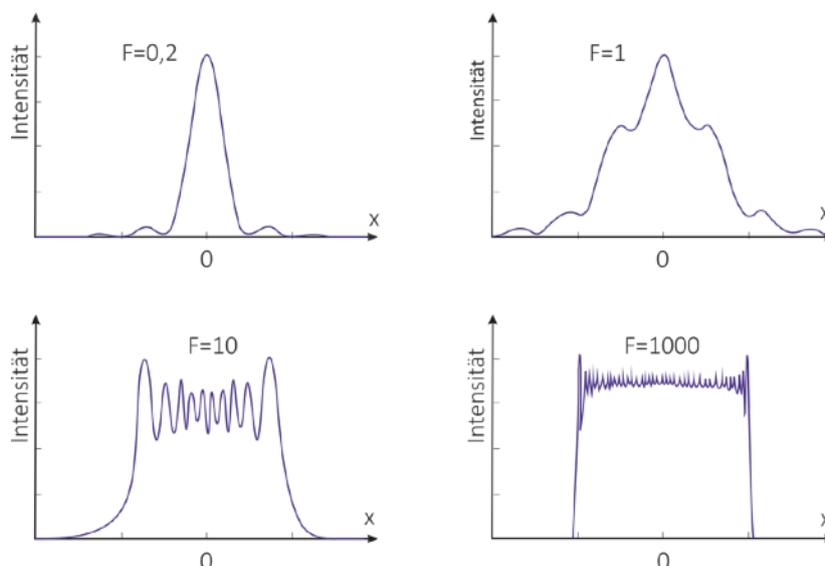


Abbildung 3.27: Schematische Darstellung des Einflusses der Fresnel-Zahl auf den resultierten, relativen Intensitätsverlauf nach einer Raublende

Die Fresnel-Zahl kann entweder mittels des Durchmessers der Raumblyende oder über die Entfernung der Kamera bis zur Raumblyende eingestellt werden. Dies ist sehr wichtig, da neben einer idealen Fresnel-Zahl auch ein bestimmter Durchmesser der Speckles für optimale Messergebnisse nötig ist.

Shearografischer Aufbau bei räumlicher Phasenschiebung

Praktische Versuche haben deutlich gezeigt, dass optimale Ergebnisse bei einer Fresnel-Zahl von ca. 3 bis ca. 20 erzielt werden, also im Bereich der Geometrischen Optik. Bei kleineren (< 3) oder auch größeren (> 20) Fresnel-Werten können zwar Shearogramme noch berechnet werden, aber der Kontrast der Streifen lässt teilweise deutlich nach.

In Abbildung 3.28 ist der modifizierte, shearografische Messaufbau, basierend auf der räumlichen Phasenschiebung, dargestellt. Vor dem Michelson-Interferometer wird eine zusätzliche Blyende, die als Raumblyende bezeichnet wird, platziert. Die Objektiv-Blyende, die unmittelbar vor der Kamera im Objektiv verbaut ist, soll maximal geöffnet und nicht verstellt werden. Lediglich die Raumblyende wird im Folgenden für die räumliche Phasenschiebung benutzt. Das gilt sowohl für die Shearografie als auch die Holografie.

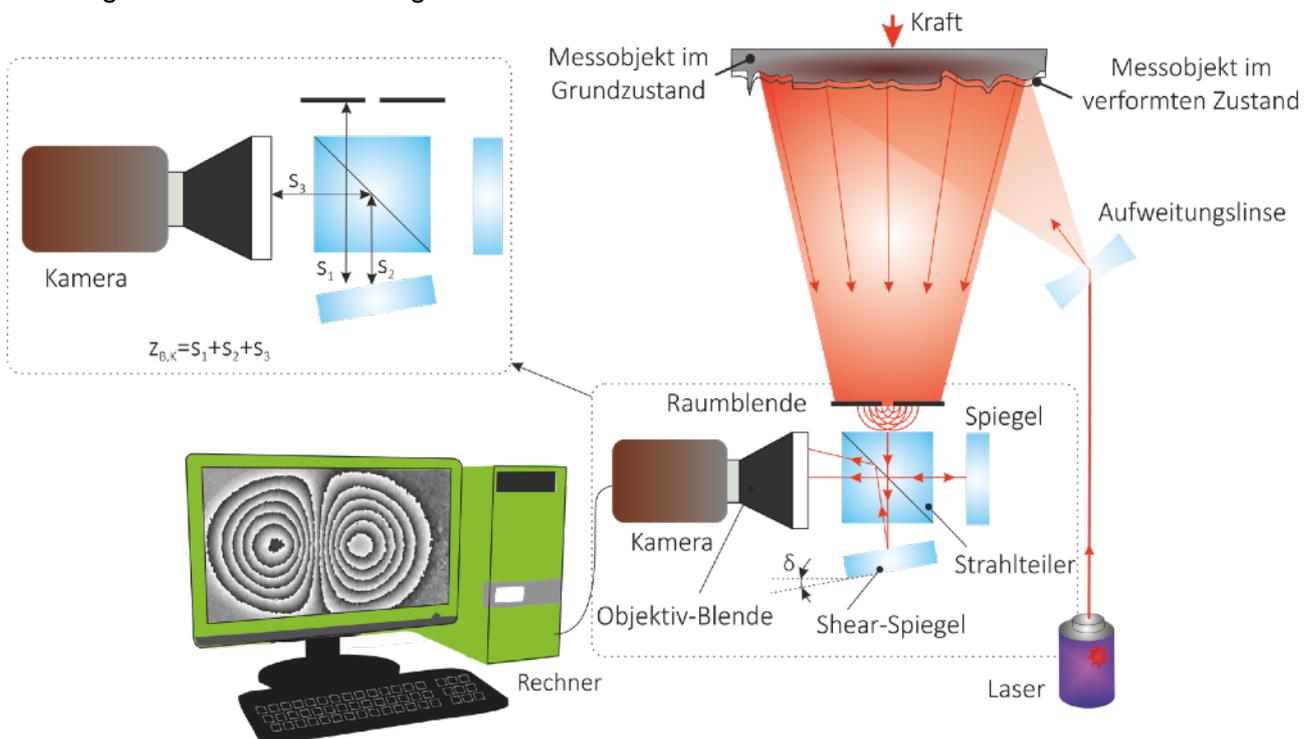


Abbildung 3.28: Schematische Darstellung des Prinzips der Out-of-Plane-Shearografie mittels der räumlichen Phasenschiebung

Es ist außerdem zu beachten, dass eine Raumblyende zwangsläufig zu Intensitätsverlusten führt. Dies resultiert zunächst aus dem geometrischen Verhältnis der verbleibenden Öffnung der Raumblyende im Vergleich zum Lichteinfall ohne Raumblyende. Die daraus resultierenden Intensitätsverluste liegen in der Größenordnung von 65% bis 85%. Außerdem führt die Beugung zu weiteren zusätzlichen Verlusten an Intensität. Für eine Fresnel-Zahl zwischen 5 und 10 liegt

der Verlust in einer Größenordnung von bis zu 10% der ursprünglichen Intensität. Um diesen Nachteil zu eliminieren, sollen entweder Kamerasensoren mit einer höheren Quantenausbeute, stärkere Laser oder eine längere Belichtungszeit eingesetzt werden. Die Abbildung 3.29 zeigt deutlich, dass die Aufnahmen bei der räumlichen Phasenschiebung deutlich dunkler ausfallen und eine andere Speckle-Struktur aufweisen.

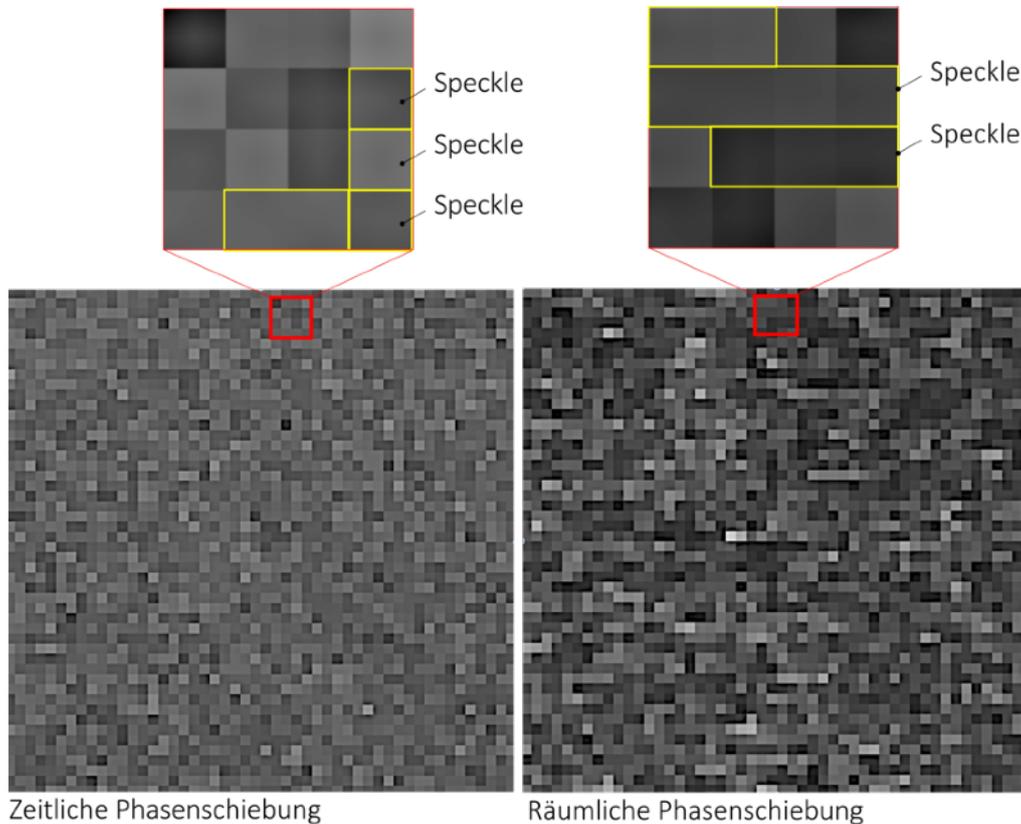


Abbildung 3.29: Zwei Bildausschnitte mit jeweils 50×50 Pixel, bei shearografischen Untersuchungen einer optisch rauen Oberfläche; links zeitliche Phasenschiebung, rechts räumliche Phasenschiebung, gelb umrandet sind einzelne Speckles

Aus der Abbildung 3.29 ist ersichtlich, dass die Speckles bei der räumlichen Phasenschiebung einen langgezogenen Aufbau und zwar in Richtung des Shearbetrages (hier horizontal) haben. Ein Speckle überdeckt dabei in der Regel ca. 3 bis 4 Pixel. Im Falle der zeitlichen Phasenschiebung (Abbildung 3.29 links) entspricht die Speckle-Größe einem oder maximal zwei einzelnen Kamera-Pixeln. Also beträgt der Größenunterschied in Längsrichtung den Faktor ≈ 3 . Da die Pixel-Größe der verwendeten Kamera bei einer Auflösung von 1,3 Megapixel und der Sensorgröße $1/3$ inch $3,75 \mu\text{m} \times 3,75 \mu\text{m}$ beträgt, entspricht die Größe der einzelnen Speckle bei der räumlichen Phasenschiebemethode ca. $3,75 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$.

Der im Rahmen dieser Arbeit für die optimale Ausrichtung der optischen Komponenten (optischer Aufbau siehe Abbildung 3.28) entwickelte Ansatz ist für die Shearografie in folgende Schritte gegliedert:

1. Der Shearbetrag soll, so eingestellt werden, dass die gewünschte Empfindlichkeit der Messanlage für geplante Analysen optimal ist. Der Abstand zwischen der Kamera und der Raublende darf nicht allzu groß ($<120\text{mm}$) gewählt werden. Die richtige Specklegröße (je nach Sensor 3 bis 4 Kamerapixel in Richtung des Shearbetrages) mit Hilfe der Raublende einstellen, die sich vor dem optischen Aufbau befindet. Daraus ist nun der Durchmesser der Raublende D bekannt.
2. Einstellen des Abstandes der Raublende vor der Kamera derart, dass die erforderliche Fresnel-Zahl zwischen 3 und 20 erreicht wird. Für diesen Zweck können der Faktor W und das Diagramm aus Abbildung 3.30 benutzt werden:

$$W = \frac{D^2}{z_{B,K}} \quad (3.77)$$

Nach dem Ablesen des Faktors W (aus der Abbildung 3.30), anhand der erforderlichen Fresnel-Zahl (3 bis 20), wird die Gleichung (3.77) nach $z_{B,K}$ umgestellt.

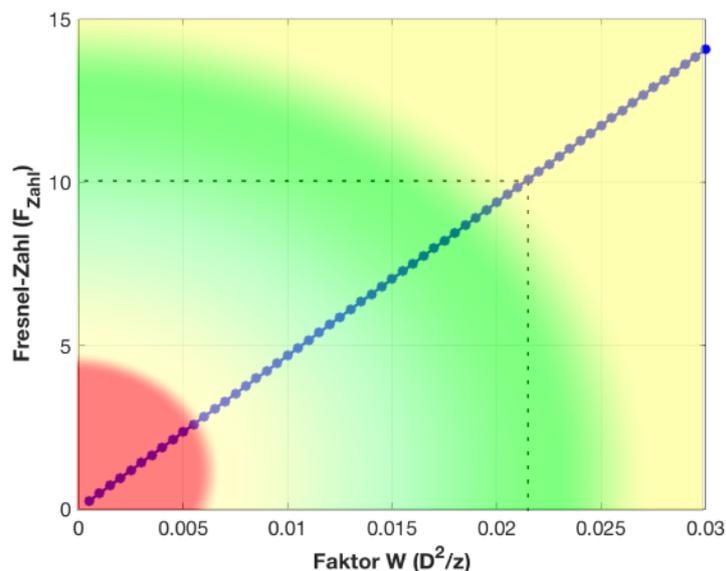


Abbildung 3.30: Zusammenhang zwischen der Fresnel-Zahl und dem Faktor W

Beispiel: Für einen shearografischen Aufbau und die gewählte Fresnel-Zahl $F_{Zahl} = 10$ wird aus Abbildung 3.30 der Wert $W = 0,021\text{mm}$ abgelesen. Der Durchmesser der Raublende beträgt 1mm , da bei diesem Durchmesser die notwendige Speckle-Größe (3 bis 4 Pixel) experimentell ermittelt wurde. Daraus ergibt sich der notwendige Abstand zwischen der Raublende und der Kamera zu:

$$z_{B,K} = \frac{(1\text{mm})^2}{0,021\text{mm}} = 47,6\text{mm} \quad (3.78)$$

Bei Verwendung von Sonderobjektiven, die z. B. sehr groß ($> 60\text{mm}$) sind, oder ungewöhnliche Brennweiten haben, muss gegebenenfalls der Abstand $z_{B,K}$ nachträglich korrigiert werden, da der entwickelte Aufbau primär für Standardobjektive mit einer Brennweite von ca. 50mm ausgelegt ist.

Holographischer Aufbau bei räumlicher Phasenschiebung

Der vorgestellte Ansatz hat sich für die Shearografie bewährt. Für die Holografie mit der räumlichen Phasenschiebung soll der Ansatz modifiziert werden, da eine andere Speckle-Größe erforderlich ist und der optische Aufbau sich unterscheidet. Anders als bei der Shearografie wird im holografischen Aufbau das Objektiv vor der Raublende und somit vor der Kamera positioniert. Die Raublende bewirkt, ähnlich der Shearografie, einen enormen Intensitätsabfall der von der Kamera registrierten Lichtstrahlung. Die Raublende des Objektivs wird, wie auch bei der Shearografie, im Folgenden nicht betrachtet und soll immer offen sein. Der optische Aufbau der auf der räumlichen Phasenschiebung basierenden Holografie ist in Abbildung 3.31 dargestellt.

Die Intensität des Referenzstrahls soll einstellbar sein und zwar nach Möglichkeit stufenlos. Aus diesem Grund wird in den Aufbau ein Graufilter integriert. Außerdem ist der Referenzstrahl derart einzukoppeln, dass eine Trennung des Nutzsignals nach der FFT im Frequenzbereich, wie noch gezeigt wird, ermöglicht wird (siehe Abbildung 3.35). Zum Erreichen einer für die räumliche Phasenschiebung optimalen Referenzstrahleinkopplung ist Justierarbeit erforderlich.

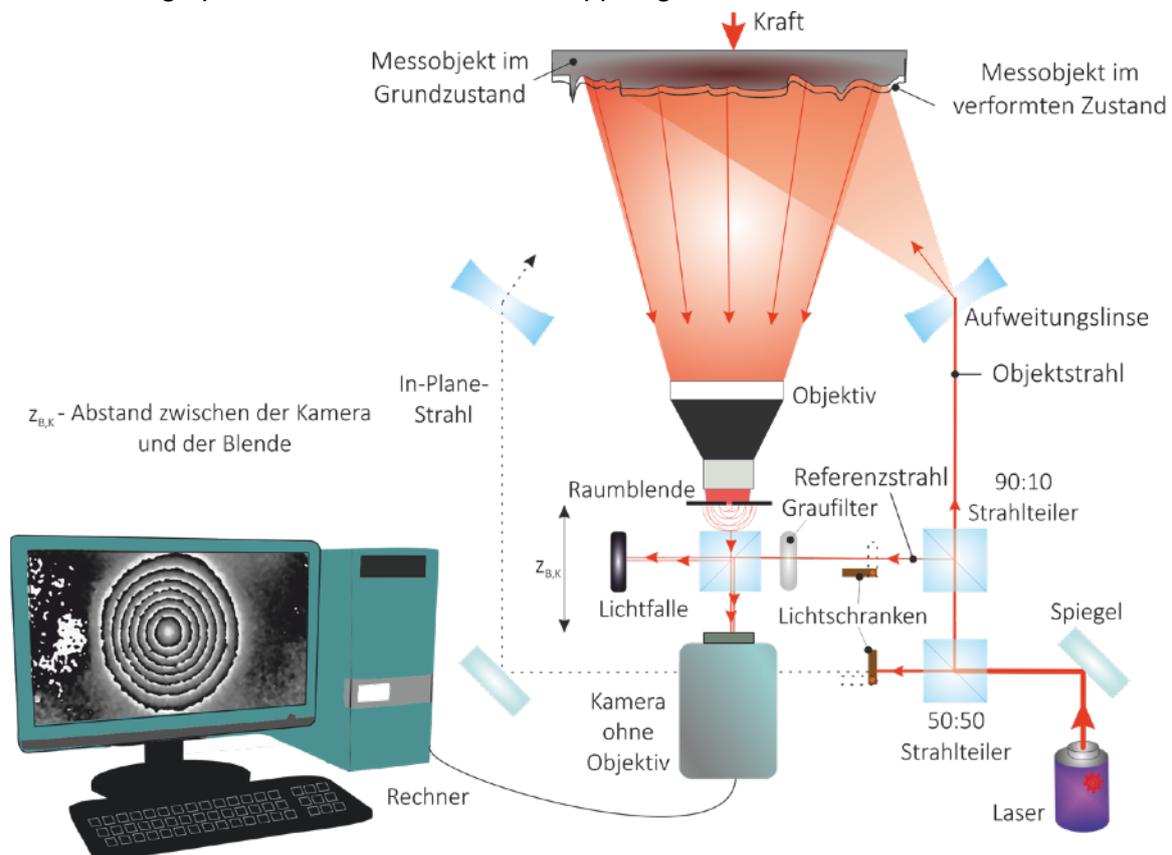


Abbildung 3.31: Schematische Darstellung des Prinzips der räumlichen Holografie bei Out-of-Plane-Messungen, für die In-Plane-Messungen (mittels der räumlichen Phasenschiebung) ist dieser Aufbau zu modifizieren (gestrichelte Linie)

Der Abstand $z_{B,K}$ der Kamera von der Raublende (vgl. Abbildung 3.31) ist durch die Brennweite des verwendeten Objektivs vorgegeben. Eine Feinjustierung durch den Abstand ist deshalb nicht immer möglich. Es sei denn, es wird eine Kombination aus Linsen unterschiedlicher Brennweiten benutzt. Dies ist jedoch für die Praxis wenig praktikabel.

Eine Anpassung des Durchmessers der Raublende bewirkt deshalb sowohl eine Änderung der Speckle-Größe, als auch eine Änderung der Fresnel-Zahl. Die zuvor eingeführten Grenzen für eine sinnvolle Wahl der Fresnel-Zahl sind für die Holografie ebenfalls gültig (3 bis 20). Deshalb ist die Wahl des richtigen Objektivs (entsprechend der Gleichung 3.76) wichtig, da dieses den Abstand zur Kamera vorgibt. Die Speckles bei dieser Methode der räumlichen Phasenschiebung haben eine langgezogene Form (siehe Abbildung 3.32) und sind etwas größer als bei der Shearografie (vgl. Abbildung 3.29) mit der räumlichen Phasenschiebung. Die Speckles haben folgende Dimensionen: in der Breite 1 Pixel, in der Länge ca. 5 bis 6 Pixel, also ca. $3,75\mu\text{m} \times 22,5\mu\text{m}$ in Bezug auf die verwendete Kamera.

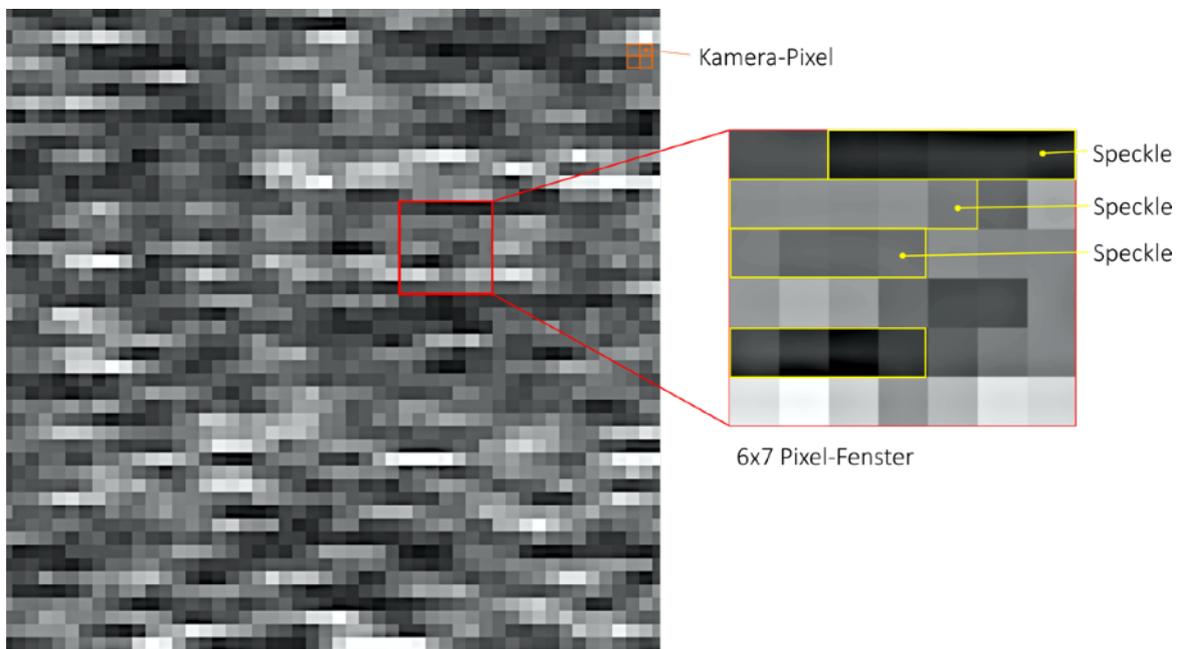


Abbildung 3.32: Bildausschnitt der Größe 50×50 Pixel eines holografischen Interferogramms, aufgenommen mittels der räumlichen Phasenschiebung; gelb umrandet sind einzelne Speckles

Die praktische Vorgehensweise zur Wahl der richtigen Parameter ist wie folgt möglich:

1. Mittels der Raublende und des Referenzstrahls die erforderliche (siehe Abbildung 3.32, ca. 1×5 Pixel) Speckle-Größe einstellen. Der Abstand der Raublende bis zur Kamera ist zunächst grob abzuschätzen.
2. Den Abstand $z_{B,K}$ entsprechend der Gleichung (3.78) bestimmen und mittels des richtigen Objektivs realisieren.

Mathematisches Extrahieren der Phaseninformationen

Den Ausgangspunkt bildet die eingangs hergeleitete Gleichung (3.7), welche von der Kamera registrierte Intensität I angibt, also

$$I = 2I_0(1 + \gamma \cos \varphi), \quad (3.7)$$

wobei I_0 die Hintergrundintensität, γ die Modulation des Interferenzterms und φ die zufällige Phase bezeichnen.

Die resultierende, von der Kamera aufgenommene Wellenfront setzt sich aus zwei Teilwellen zusammen. Die beiden Teilwellen ergeben sich im Falle der Shearografie auf Grund der Vershearung. Im Falle der Out-of-Plane-Holografie resultiert die zweite Wellenfront aus dem Referenzstrahl. Die Gleichung (3.7) ist auf Grund der Modulation der Wellenfront anzupassen, da zusätzlich die von der Raublende verursachte Trägerfrequenz ($2\pi f_0 x$) eingeführt werden soll [37], also

$$I = 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi + 2\pi f_0 x)), \quad (3.79)$$

wobei f_0 die Trägerfrequenz $\left[\frac{1}{m}\right]$ und x den Raumkoeffizient, der sich aus der Vershearung in x-Richtung (analog zur Zeit t im Ortsraum) ergibt, bezeichnen.

Die Trägerfrequenz kann folgendermaßen für das Michelson-Interferometer mit dem Shearbetrag in x-Richtung angegeben werden [37, 76]:

$$f_0 = \frac{\sin \delta_w}{\lambda}. \quad (3.80)$$

Die Gleichung (3.80) enthält folgende Größen: δ_w Shearwinkel des Spiegels aus dem Michelson-Interferometer und λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers.

Die Grundfrequenz f_G der Hintergrundstrahlung, die von der Nutzinformation (Phase) zu separieren ist, kann wie folgt berechnet werden [37]:

$$f_G = \frac{D}{2\lambda z_B}, \quad (3.81)$$

wobei mit D der Durchmesser der Raublende und z_B die Brennweite des verwendeten Objektivs angegeben werden.

Aus den beiden letzten Gleichungen ist ersichtlich, dass im praktischen Einsatz vor allem der Shearbetrag und der Durchmesser der Raumblyende zur räumlichen Separierung der Informationen Anwendung finden (siehe Abbildung 3.33). Die Gleichungen (3.80) und (3.81) können gleichgesetzt werden. Dabei wird $f_0 = 2 \cdot f_G$ eingeführt, da dies der optimalen Einstellung des Messgerätes, wie in Abbildung 3.33 dargestellt, entspricht. Dies erlaubt beispielsweise eine gezielte Bestimmung des Durchmessers D der Raumblyende, wenn der Shearbetrag bereits durch Randbedingungen oder erforderliche Messempfindlichkeit vorgegeben ist.

Zwecks einer besseren Übersicht soll die Gleichung (3.79) mit Hilfe der Euler-Formel in die Exponentialform überführt werden. Es sind aber einige mathematische Zwischenschritte notwendig, um die gewünschte Darstellung herzuleiten. Auf eine ausführliche Herleitung wird verzichtet, jedoch sollen für den interessierten Leser alle notwendigen Formeln angegeben werden. Das Zerlegen der Cosinus-Funktion ergibt sich aus:

$$\cos(\varphi + 2\pi f_0 x) = \cos(\varphi)\cos(2\pi f_0 x) - \sin(\varphi)\sin(2\pi f_0 x). \quad (3.82)$$

Nun sollen die einzelnen Terme in die Exponentialform überführt werden. Die dafür notwendigen Gleichungen lauten:

$$\cos(\varphi) = \frac{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2}, \quad \sin(\varphi) = \frac{e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}}{2i}. \quad (3.83)$$

Nach dem Einsetzen der eingeführten Gleichungen erhält man den folgenden mathematischen Ausdruck:

$$I = 2I_0 + 2I_0\gamma \left[e^{i\varphi} \left(e^{i2\pi f_0 x} \right) + e^{-i\varphi} \left(e^{-i2\pi f_0 x} \right) \right]. \quad (3.84)$$

Dieser kann weiter vereinfacht werden. Mit

$$k_F = 2I_0\gamma \cdot e^{i\varphi}, \quad k_F^* = 2I_0\gamma \cdot e^{-i\varphi}, \quad I = b \quad \text{und} \quad a_F = 2I_0 \quad (3.85)$$

erhält man die gesuchte Gleichung:

$$b_F(x, y) = a_F(x, y) + k_F(x, y) \cdot e^{i2\pi f_0 x} + k_F^*(x, y) \cdot e^{-i2\pi f_0 x}. \quad (3.86)$$

Die letzte Gleichung (3.86) wird mittels der Fourier-Transformation in den Frequenzbereich überführt:

$$B_F(f_G, y) = A_F(f_G, y) + K_F(f_G - f_0, y) + K_F^*(f_G + f_0, y). \quad (3.87)$$

Man erkennt, dass es mit Hilfe der Trägerfrequenz möglich ist, die Informationen zu separieren (siehe Abbildung 3.33). Dies gelingt aber nur dann, wenn die Trägerfrequenz f_0 und die Grundfrequenz f_G sich um eine geeignete Differenz im Frequenzbereich unterscheiden.

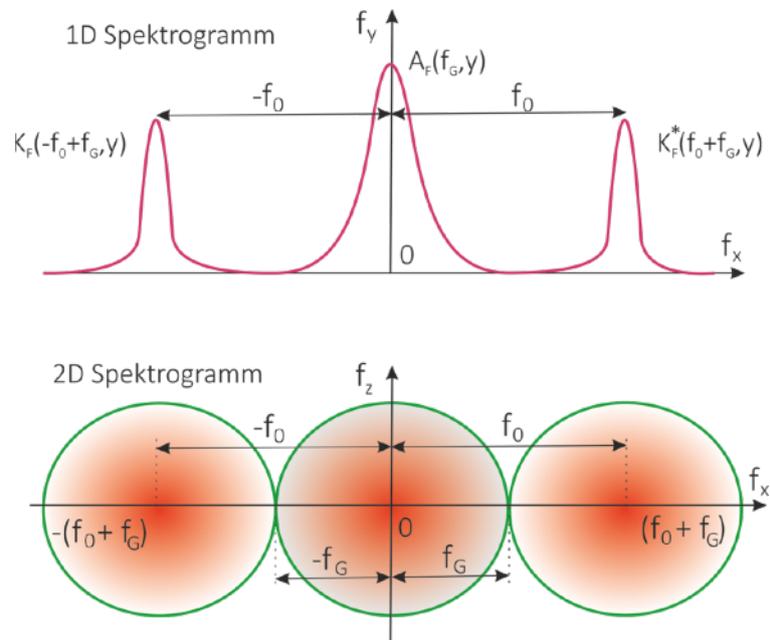


Abbildung 3.33: 1D- und 2D- Spektrogramme in schematischer Darstellung

Auf Grund einer geeigneten Einstellung, des Shearbetrages bei der Shearografie und der Referenzstrahl-Einkopplung bei der Holografie, sind in den Abbildungen 3.33 bzw. 3.35 drei Bereiche deutlich erkennbar. Im Zentrum des Spektrums befindet sich die Hintergrundintensität $A_F(f_G, y)$. Links davon ist $K_F(f_G - f_0, y)$ und rechts $K_F^*(f_G + f_0, y)$. Diese beiden Terme enthalten die gesuchte Phaseninformation. Nun kann aus dem kompletten Spektrum der Bereich mit den Phaseninformationen ausgewählt werden. Nur dieser Bereich wird für die weitere Auswertung benötigt.

Nach der Auswahl des Bereiches mit der Phaseninformation anhand des Spektrums (siehe Abbildung 3.34) erfolgt die inverse Fourier-Transformation der Gleichung (3.87):

$$b_F(f_G, y) = a_F(f_G, y) + k_F(f_G - f_0, y) + k_F^*(f_G + f_0, y). \quad (3.88)$$

Die Verwendung von Fensterfunktionen kann die Qualität der Phasenbilder verbessern [38]. Dies ist nicht unbedingt erforderlich, da eine gute Qualität auch ohne diese zusätzliche, mathematische Datenaufbereitung erzielt werden kann.

Die weitere Verarbeitung der Daten findet wieder im Zeitbereich statt. Zum Berechnen der relativen Phase wird die in vielen Bereichen der Technik angewandte Formel zum Berechnen des Phasenwinkels benutzt:

$$\varphi(x,y) = \arctan \frac{\operatorname{Im}(k_F(x,y))}{\operatorname{Re}(k_F(x,y))}. \quad (3.89)$$

„Im“ und „Re“ bezeichnen den Imaginär- bzw. den Realteil von $k_F(x,y)$. Nach dem Belasten des Messobjektes wird die Messung wiederholt. Es wird also noch eine Aufnahme des Messobjektes vorgenommen und die Phase $\varphi'(x,y)$ berechnet:

$$\varphi'(x,y) = \arctan \frac{\operatorname{Im}(k'_F(x,y))}{\operatorname{Re}(k'_F(x,y))}. \quad (3.90)$$

Die relative Phasendifferenz Δ wird wie auch bei der zeitlichen Phasenschiebung ermittelt. Die eingeführten Limitierungen in Bezug auf die negativen Werte von Δ (siehe Gleichung 3.65) gelten auch hier:

$$\Delta = \varphi' - \varphi.$$

Wie bereits im Kapitel 3.2 gezeigt, können sowohl Dehnungen bei der Shearografie als auch Verformungen bei der Holografie aus der relativen Phasenänderung ermittelt werden.

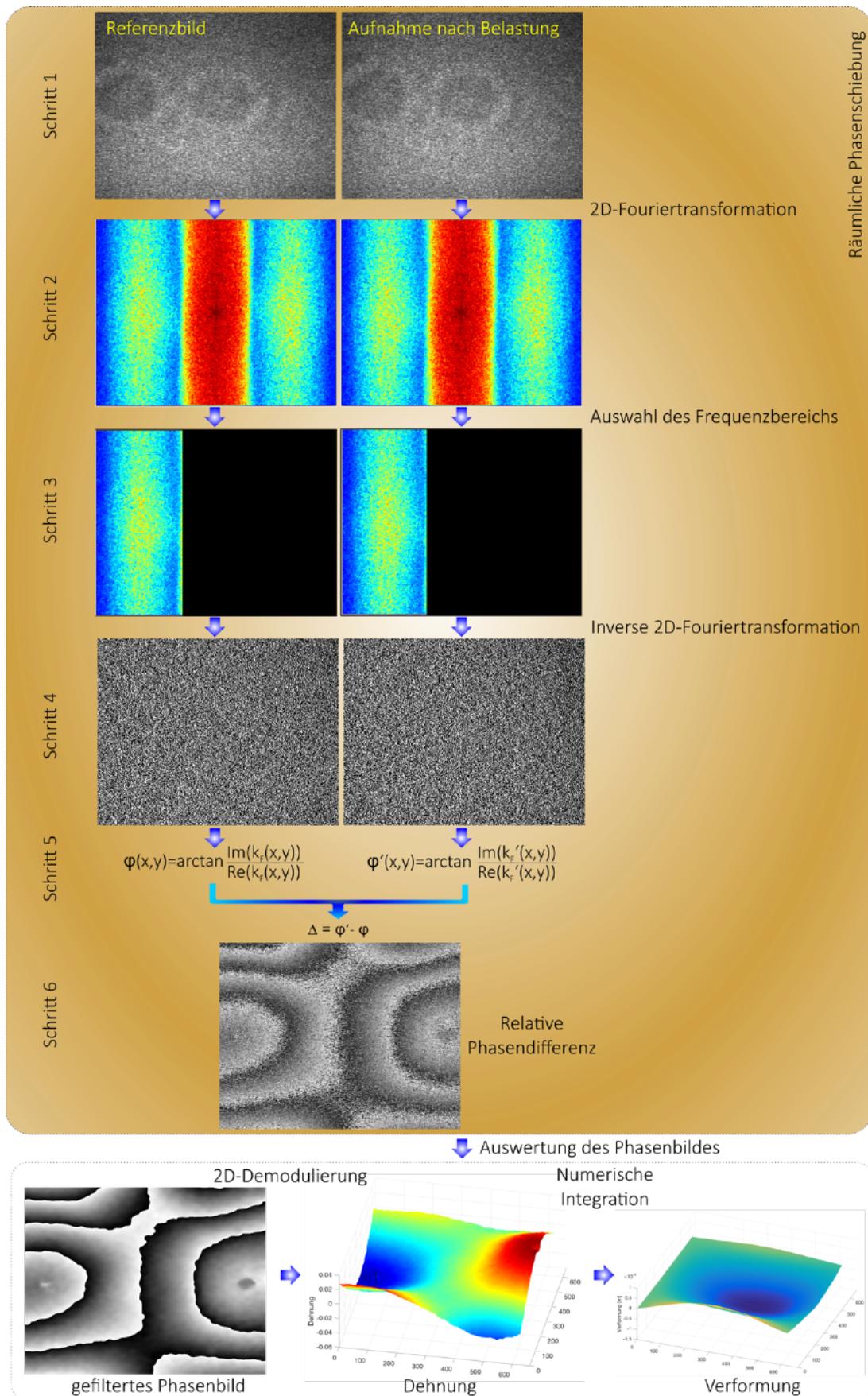


Abbildung 3.34: Schematische Darstellung der Funktionsweise der räumlichen Phasenschiebung basierend auf der Fourier-Transformation mit der Angabe der einzelnen Schritte der Auswertung des Phasenbildes

Vergleich von verschiedenen Raublenden

Die Wahl der richtigen Raublende spielt bei der räumlichen Phasenschiebung in Bezug auf die Güte der Ergebnisse eine sehr wichtige Rolle. Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, kommen grundsätzlich zwei Arten der Raublenden in Frage. Wie in der nächsten Abbildung gezeigt, ist nach der FFT der Unterschied der Spektren der Apertur- und der Spaltblenden sehr deutlich.

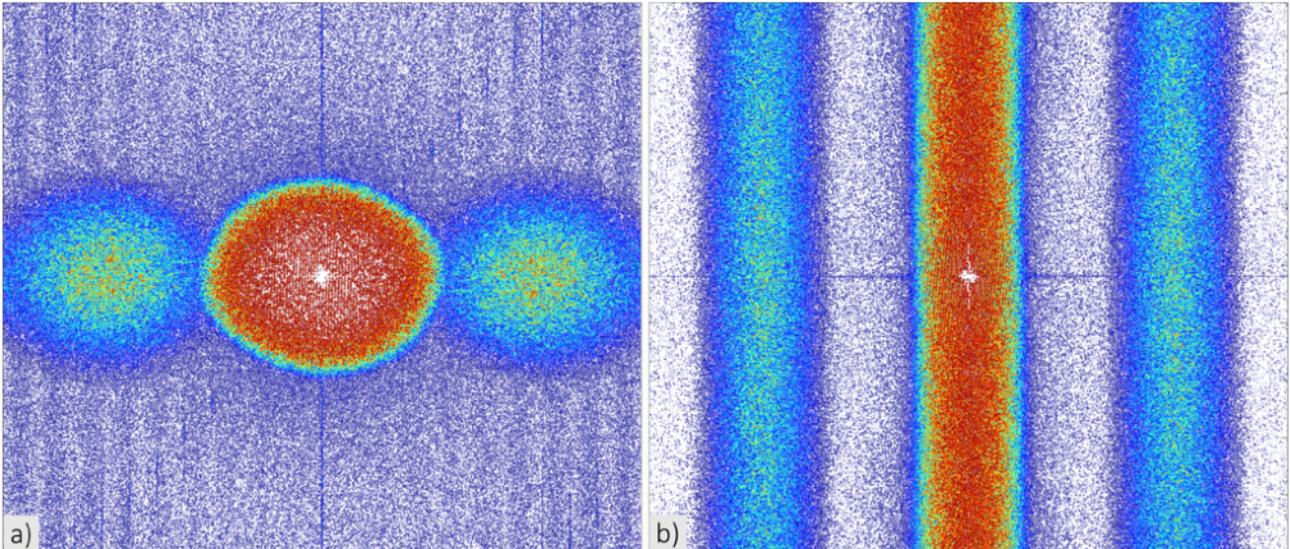


Abbildung 3.35: a) Spektrogramm aufgenommen unter Verwendung einer runden Raublende, b) Spektrogramm aufgenommen unter Verwendung einer Spaltblende

Mit beiden Arten der Raublenden können gut auswertbare Ergebnisse erzielt werden. Jedoch existieren auch signifikante Unterschiede. Um diese besser beurteilen zu können, sollen zunächst einige Kriterien eingeführt werden. Im Einzelnen sind das:

1. Lichtausbeute
2. Verarbeitbarkeit der Daten
3. Einstellmöglichkeiten (praktische Handhabung)
4. Platzbedarf
5. Messfenstergröße
6. Abhängigkeit von der Shearrichtung (bei der Shearografie)
7. Güte der Ergebnisse

Zu Punkt 1 „Lichtausbeute“: Die schlitzförmigen Raublenden lassen bei gleichem Durchmesser viel mehr Licht durch. Beim verwendeten Aufbau beträgt der Unterschied ca. Faktor 6 .

Zu Punkt 2 „Verarbeitbarkeit von Daten“: Nach der Fourier-Transformation erfolgt eine Auswahl des Frequenz-Bereiches für die weitere Verarbeitung. Das Spektrum der schlitzförmigen Raublenden liegt in einer Rechteckform vor, daher lassen sich diese viel einfacher digital verarbeiten. Eine automatische Auswahl (bzw. Bandpassfilterung) des auszuwertenden Bereiches ist einfacher zu realisieren.

Zu Punkt 3 „Einstellmöglichkeiten“: Bei kreisrunden Raumbblenden sind die Einstellung des richtigen Durchmessers und die Ausrichtung etwas einfacher. Bei schlitzförmigen Raumbblenden ist oft die Problematik vorhanden, dass eine Öffnung oder Schließung des Spaltes mit einer Dezentrierung verbunden ist, da die Verstellung einseitig erfolgt. Dies ist aber technisch einfach zu lösen.

Zu Punkt 4 „Platzbedarf“: Die kreisrunden Raumbblenden sind etwas kompakter und lassen sich deshalb viel einfacher in einen interferometrischen Aufbau integrieren.

Zu Punkt 5 „Messfenstergröße“: Analog zum ersten Kriterium ist bei schlitzförmigen Raumbblenden das Messfenster um einiges größer. Anders gesagt, es kann mit einem optischen Spalt ein größerer Bereich vom Messobjekt erfasst werden.

Zu Punkt 6 „Abhängigkeit von der Shearrichtung“: Eine Spaltblende ermöglicht lediglich dann gute Ergebnisse, wenn die Ausrichtung der Raumbblende und die Richtung des Shearbetrages in einem Winkel von 90° zueinander ausgerichtet sind. Für die Holografie hat Punkt 6 keine Bedeutung.

Zu Punkt 7 „Güte der Ergebnisse“: Die Güte der Ergebnisse ist eins der wichtigsten Kriterien. Die schlitzförmigen Raumbblenden ermöglichen kontrastreichere Interferogramme und sind von daher besser geeignet.

Die 7 aufgeführten Kriterien zeigen deutlich, dass die schlitzförmigen Raumbblenden bessere Ergebnisse bei fast keinen Nachteilen im Vergleich zu den runden Aperturbblenden liefern.

Live-Subtraktion bei der räumlichen Phasenschiebung

Die immer noch überwiegend eingesetzte zeitliche Phasenschiebung macht eine Betrachtung der quantitativen Ergebnisse in Echtzeit praktisch unmöglich, da jeweils mindestens 3 Aufnahmen für eine Phasenbild-Berechnung notwendig sind. Stattdessen wird eine qualitative Echtzeit-Subtraktion von zwei Aufnahmen (siehe Kapitel 3.3.1) herangezogen. Die dabei entstehenden Korrelationsstreifen vermitteln dem Benutzer lediglich einen Eindruck bezüglich der quantitativen Ergebnisse, die erst anschließend ermittelt werden. Dabei ist eine gewisse zeitliche Verzögerung zwischen der Echtzeitbeobachtung und der quantitativen Messung vorhanden.

Die räumliche Phasenschiebung ermöglicht einen großen Vorteil in Bezug auf die Betrachtung der Messergebnisse in Echtzeit und eröffnet einen neuen Weg für den industriellen Einsatz der interferometrischen Verfahren. Durch eine optimierte Berechnung der Phaseninformationen mit der anschließenden Filterung des Phasenbildes können die Endergebnisse, Dehnungen bei der Shearografie und Verformungen bei der Holografie, sogar in Echtzeit eingeblendet werden, da dafür lediglich 2 Aufnahmen benötigt werden. Das Referenzbild wird im Zwischenspeicher des Rechners abgelegt und mittels der Fourier-Transformation in den Frequenzbereich überführt, so dass lediglich die jeweils aktuelle Aufnahme zu verarbeiten ist. Dies ist mit Hilfe der heutigen

Rechner in Bruchteilen einer Sekunde möglich. Die anschließende Filterung der Messdaten ist ebenfalls nicht rechenintensiv. Bei einem hohen Kontrast der Phasenbilder ist sogar eine 1D-Demodulierung der relativen Phasenänderung im Echtzeit-Modus möglich. Das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren hat sich im praktischen Einsatz bewährt und ermöglicht sogar einem unerfahrenen Bediener des Messsystems eine einfachere Deutung der Ergebnisse. Auch die erfahrenen Bediener profitieren von der Echtzeitbetrachtung der quantitativen Messergebnisse. Außerdem kann die Anzahl der Fehlmessungen, zum Beispiel auf Grund von nicht optimaler Belastung des Prüflings, auf ein Minimum herabgesetzt werden.

In-Plane-Messungen bei der räumlichen Phasenschiebung

Im Rahmen dieser Arbeit werden überwiegend Out-of-Plane-Messgeräte eingesetzt. Deshalb wurde bisher lediglich die räumliche Phasenschiebung zur Messung von Out-of-plane-Anteilen vorgestellt. Die hergeleiteten mathematischen Zusammenhänge sind auf die In-Plane-Messungen übertragbar. Jedoch existieren Besonderheiten im optischen Aufbau, die an dieser Stelle erläutert werden. Es soll außerdem zwischen der Shearografie und der Holografie bei den In-Plane-Messungen unterschieden werden. Zunächst wird auf die Shearografie und anschließend auf die Holografie eingegangen. Dadurch, dass die Shearografie auch bei den Out-of-Plane-Messungen keinen zusätzlichen Referenzstrahl benötigt, kann der optische Aufbau ohne eine gerätetechnische Veränderung auch für In-Plane-Untersuchungen übernommen werden. Die Besonderheit besteht lediglich darin, dass die Messobjektbeleuchtung nicht mehr senkrecht zur Messobjektoberfläche, sondern aus zwei Richtungen unter dem gleichen Winkelbetrag erfolgt (siehe Kapitel 3.2.5). Der zweite Unterschied zu den im Kapitel 3.2.5 beschriebenen Grundlagen der zeitlichen In-Plane-Messungen besteht darin, dass die Auswertung mittels der Fourier-Transformation entsprechend der Abbildung 3.34 erfolgt. An der prinzipiellen Vorgehensweise ändert sich jedoch nichts.

Die räumliche Phasenschiebung bietet für In-Plane-Untersuchungen mittels der Shearografie ganz neue, sehr interessante Ansätze. Die In-Plane-Messungen sind entsprechend dem beschriebenen Messablauf (Kapitel 3.2.5) viel aufwendiger als die Out-of-Plane-Analysen (Kapitel 3.2.2). Um diesen Nachteil zu eliminieren, kann der klassische Aufbau modifiziert werden, indem zwei Laser mit einer jeweils unterschiedlichen Wellenlänge zur Messobjektbeleuchtung eingesetzt werden. Im Frequenzbereich können die Spektren der beiden Laser, die mittels einer Kamera zu erfassen sind, voneinander getrennt (siehe Abbildung 3.36) werden. Entsprechend der in der Abbildung 3.34 gezeigten Vorgehensweise erfolgt zunächst anhand der beiden Lastzuständen die Bestimmung der gesuchten relativen Phasenänderungen der beiden Beleuchtungswinkeln (Δ_{520nm} und Δ_{633nm}). Die relative Phasenänderung wird für die beiden Richtungen anhand der Auswahl des jeweiligen Spektrums getrennt voneinander berechnet. Anschließend wird die In-Plane-Dehnung von der überlagerten Out-of-Plane-Dehnung analog zu der Gleichung (3.48) bereinigt und zwar insofern, dass von der berechneten Phasenänderung der einen Beleuchtungsrichtung die zweite Beleuchtungsrichtung subtrahiert wird $\Delta_{in-plane} = \Delta_{520nm} - \Delta_{633nm}$.

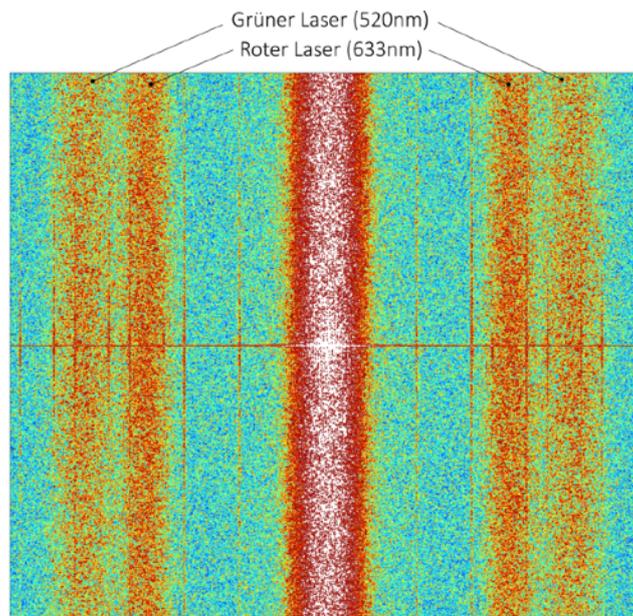


Abbildung 3.36: Spektrogramm aufgenommen mit Hilfe von zwei Lasern mit jeweils unterschiedlichen Wellenlängen

Die Messobjektoberfläche wird aus den beiden Richtungen mittels zwei unterschiedlicher Laser (siehe Abbildung 3.37) gleichzeitig illuminiert, deshalb werden folglich lediglich 2 anstatt 4 Aufnahmen der Messobjektoberfläche benötigt. Die erste Aufnahme erfolgt im Referenzzustand und die zweite nach einer Zustandsänderung des Prüflings. Dadurch entfällt das abwechselnde Öffnen und Schließen der beiden Beleuchtungsarme. Alternativ können mehrere Kameras in den optischen Aufbau integriert und mit entsprechenden Filtern ausgestattet werden, um die Spektren der Laser getrennt voneinander zu erfassen. Das macht aber eine Kalibrierung des Systems erforderlich und verteuert den optischen Aufbau.

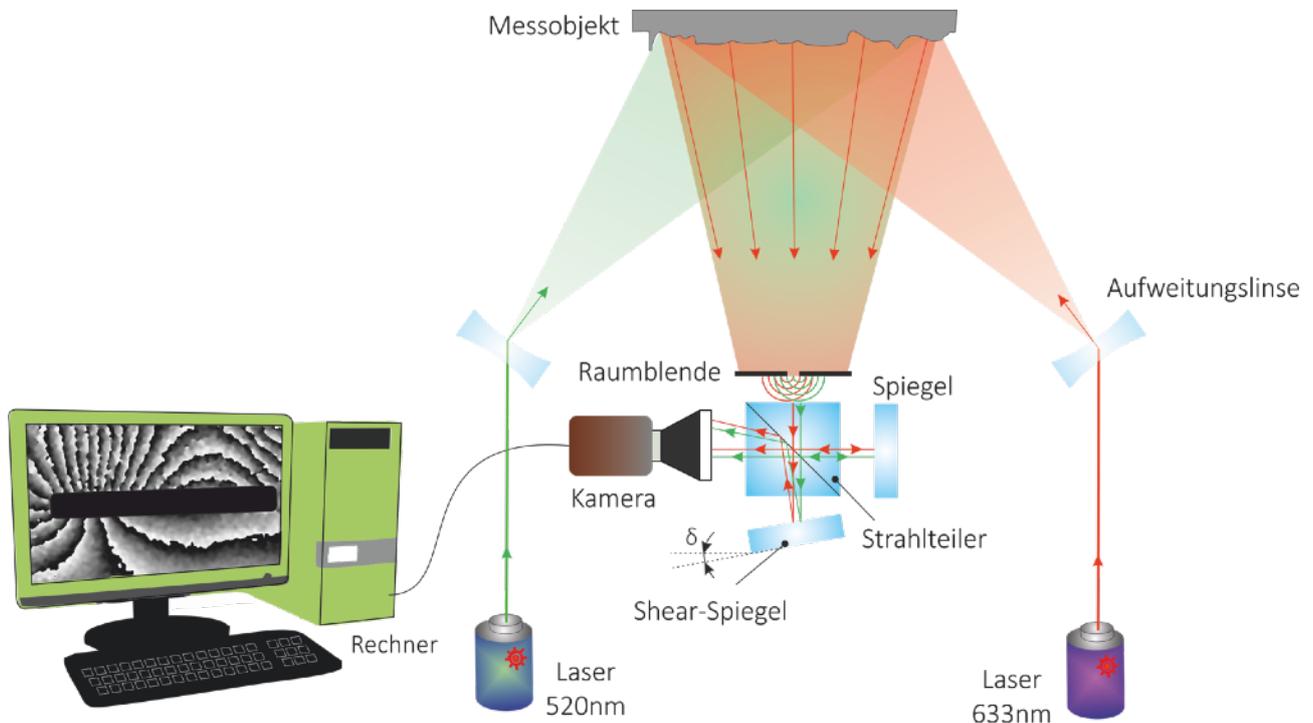


Abbildung 3.37: Schematische Darstellung der shearografischen Messung von In-Plane-Dehnungen mittels der räumlichen Phasenschiebung

Die In-Plane-Holografie basierend auf der räumlichen Phasenschiebung ist nicht so einfach zu realisieren, wie bei dem Messverfahren Shearografie. Dies liegt daran, dass der Referenzstrahl bei In-Plane-Messungen nicht vorhanden ist. Es existieren jedoch Ansätze zur Bestimmung von Verformungen in der Ebene der Messobjektfläche mittels einer modifizierten Duffy-Blende mit zwei Öffnungen [124, 125]. Durch die Doppelblende wird die für die räumliche Phasenschiebung erforderliche Trägerwelle zur räumlichen Trennung der zu bestimmenden Phaseninformationen von der Hintergrundintensität I_H und der Modulation γ im Frequenzbereich erzeugt. Die Messobjektbeleuchtung erfolgt dabei wie gewöhnlich aus zwei Richtungen (Abbildung 3.38). Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit einem Doppelspalt belegen die Wirksamkeit dieses Ansatzes. Die Qualität der Ergebnisse ist aber für quantitative Messungen noch zu steigern.

Die Schwierigkeit bei der räumlichen In-Plane-Holografie besteht vor allem darin, eine optimale Anordnung der Komponenten und der richtigen Abstände experimentell zu ermitteln. Außerdem sind die beiden Öffnungen der Duffy-Blende zueinander, aber auch zum Interferometer so zu positionieren, dass eine quantitative Auswertung möglich wird. Eine weitere variable Größe ist der Durchmesser der Raublenden bzw. die Spaltgröße bei Spaltblenden.

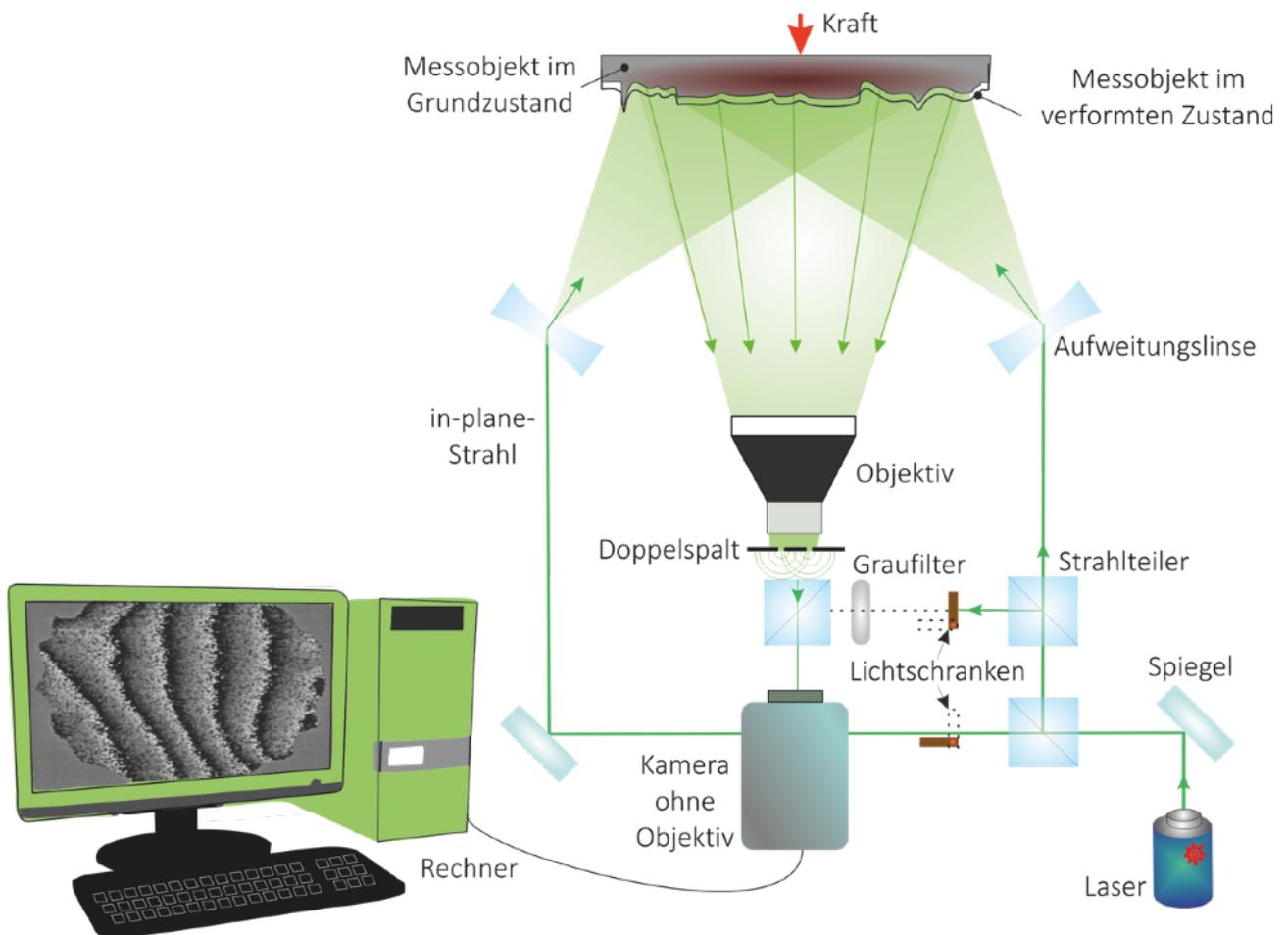


Abbildung 3.38: Schematische Darstellung des Prinzips der In-Plane-Holografie mit der räumlichen Phasenschiebung

Aufbau der Messgeräte basierend auf der räumlichen Phasenschiebung

Der prinzipielle Aufbau der Messgeräte, die auf der räumlichen Phasenschiebung basieren, unterscheiden sich von der klassischen Shearografie bzw. der Holografie auf den ersten Blick kaum. Der modifizierte Aufbau besteht aus weniger Komponenten, da auf eine aktive, zeitliche Phasenschiebung verzichtet wird. Es werden folglich kein Piezoelement und vor allem keine Piezosteuerung benötigt. Der weitere Vorteil besteht darin, dass weniger elektrische Leitungen und keine Synchronisierung der Aktuatoren mit dem Rechner benötigt werden.

Eine Besonderheit der räumlichen Interferometrie stellt die Verwendung einer Raublende dar. Unter Beachtung der im Kapitel 3.3.2.2 eingeführten Grundlagen erfolgt die Berechnung der notwendigen Abmessungen und der Abstände zwischen den optischen Komponenten. Im Falle der Shearografie kann die Raublende vor dem Michelson-Interferometer positioniert werden (siehe Abbildung 3.39). Bei der Holografie ist die Raublende, wie in der Abbildung 3.40 gezeigt, nach dem Objektiv aber vor dem 50 : 50 Strahlteiler zu platzieren. Andere Kombinationen der optischen Komponenten sind jedoch auch möglich.

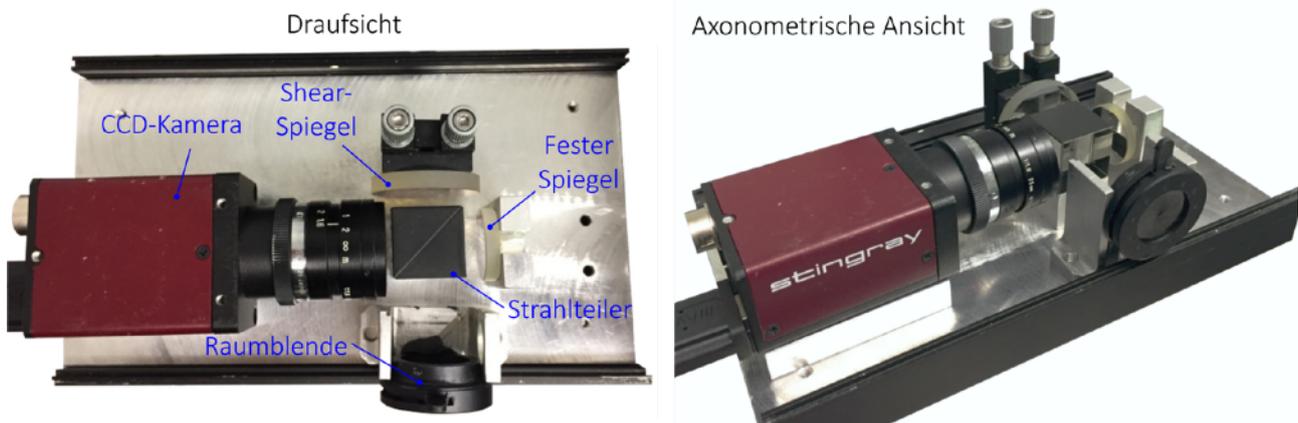


Abbildung 3.39: Aufbau des shearografischen Out-of-Plane-Messgerätes mit der räumlichen Phasenschiebung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das klassische Michelson-Interferometer als Basis des optischen Aufbaus des Shearografie-Messgerätes benutzt. Die CCD-Kamera ist mit einem Objektiv ausgestattet, um eine scharfe Fokussierung zu ermöglichen. Von dem verwendeten Objektiv hängt die Größe des erfassbaren Messobjektbereiches ab. Als kohärente Lichtquelle werden meist Laserdioden, die im roten Spektralbereich die Strahlung imitieren, eingesetzt. Zwecks homogener Ausleuchtung sind mehrere, in Leistung verstellbare und ausrichtbare Laserdioden, in das Messgerät zu integrieren bzw. außerhalb zu platzieren.

Der klassische, holografische Aufbau ist hinsichtlich der Leistung zu optimieren, da wegen der Raublende lediglich ein Bruchteil der Laserstrahlung die Kamera erreicht. Der Referenzstrahl ist daher entsprechend um ein Vielfaches abzuschwächen. Aus diesem Grund werden zwei Strahlteiler mit einem Teilungsverhältnis von jeweils 90 : 10 eingesetzt. Der stärkere Laserstrahl wird zum Beleuchten der Messobjektoberfläche benutzt.

Zusätzlich wird ein variabler Graufilter in den Referenzstrahl integriert, um eine stufenlose Anpassung der Laserleistung des Referenzstrahls an die reflektierte Lichtintensität von der Messobjektoberfläche zu ermöglichen. Die CCD-Kamera wird ohne Objektiv benutzt. Die Raumblyende befindet sich auf der Rückseite des Objektivs, so dass diese in der nächsten Abbildung nicht zu erkennen ist. Die Blyende des verwendeten Objektivs darf dabei nicht mit der Raumblyende, die für die räumliche Phasenschiebung benötigt wird, verwechselt werden. Die Objektiv-Blyende ist vollständig geöffnet. Der Referenz- und der Objektstrahl werden mit Hilfe eines 50 : 50 -Strahlteilers erneut überlagert. Der Referenzstrahl wird vor dem Strahlteiler mit Hilfe einer Streuscheibe aufgeweitet.

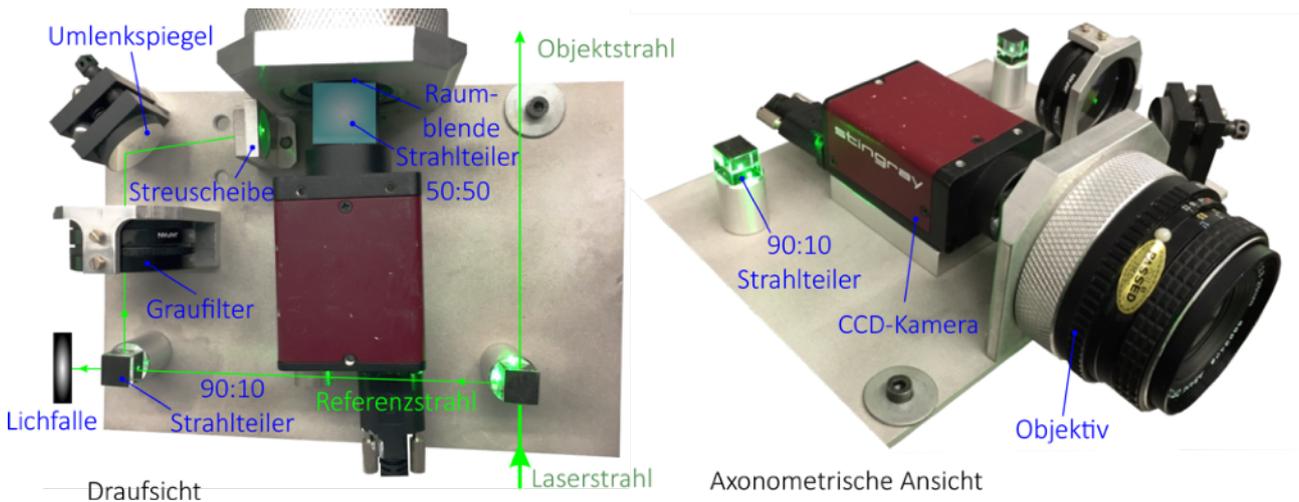


Abbildung 3.40: Aufbau des holografischen Out-of-Plane-Messgerätes mit der räumlichen Phasenschiebung

Im Folgenden werden die beiden vorgestellten Messgeräte (Holografie und Shearografie), wenn nichts anderes erwähnt, für alle Messungen in dieser Arbeit eingesetzt.

3.3.2.3 Vergleich der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebung

Bevor die Güte der Messergebnisse der beiden Phasenschiebe-Methoden angesprochen wird, sollen zunächst andere signifikante Unterschiede diskutiert werden. Die von der Kamera wahrgenommene Intensität wurde im Kapitel 3.1.1 bereits angesprochen. Dies ist ein wesentlicher Aspekt bei der Wahl des richtigen Verfahrens, da nicht immer leistungsstarke Laser zur Verfügung stehen. Messungen mit der räumlichen Shearografie wurden unter Verwendung von 4 Laserdioden mit je $50mW$ an optischer Ausgangsleistung im roten Spektralbereich ($633nm$) eingesetzt. Für die räumliche Holografie wird eine gewisse Kohärenzlänge benötigt, weshalb die preiswerten Laserdioden nicht benutzt werden können. Aus diesem Grund kommt ein Nd:YAG-Laser mit einer optischen Leistung von $150mW$ zum Einsatz. Diese Leistung ist mehr als ausreichend, um kontrastreiche Aufnahmen bei der Untersuchung der Kreisplatte zu erzeugen (vgl. Abbildung 3.41).

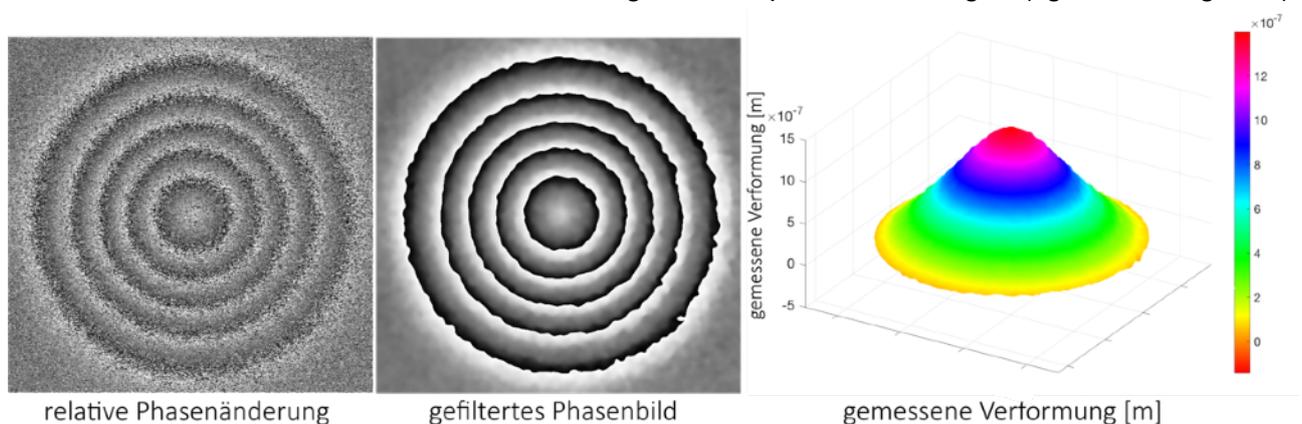


Abbildung 3.41: Ergebnisse der holografischen Untersuchung (bei räumlicher Phasenschiebung) einer zentrisch belasteten Kreisplatte aus Aluminium mit einem Durchmesser von $80mm$

Der zweite Unterschied besteht darin, dass durch die Raumblyende das Sichtfeld der Kamera evtl. verkleinert wird. Das zeigt die Abbildung 3.42 deutlich. Der mit einer Messung erfassbare Bereich wird bedeutend kleiner und es müssen folglich bei der räumlichen Phasenschiebung mehr Messungen vorgenommen werden, um die gleiche Fläche analysieren zu können, die im Falle der zeitlichen Phasenschiebung mit weniger Aufnahmen erfasst wird. Bei dem entwickelten Messgerät beträgt die Differenz der Messfeldgröße mit und ohne Spalt-Raumblyende ca. 18% .

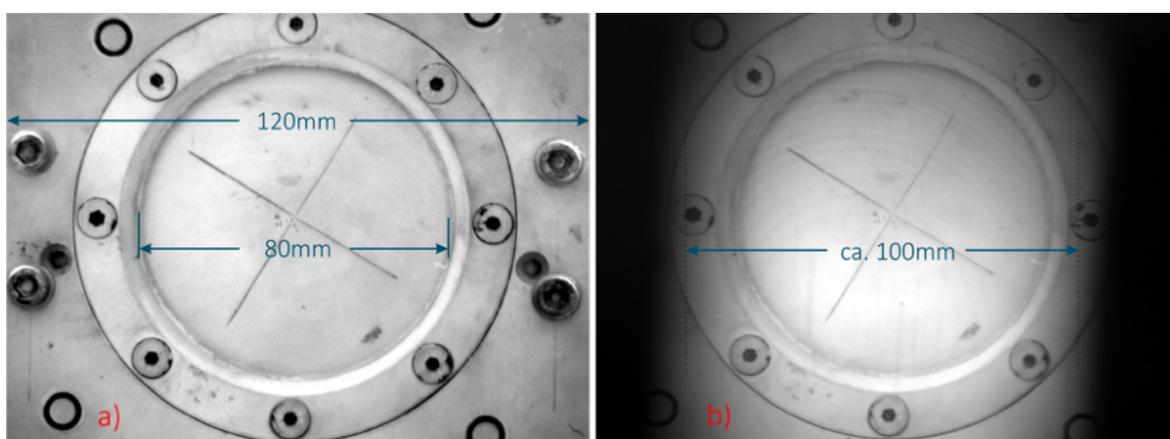


Abbildung 3.42: Vergleich des Messfeldes des Messgerätes mit (a) und ohne Raumblyende (b) (Spaltbreite $1mm$), aufgenommen aus ca. $50cm$ Entfernung

Es ist jedoch möglich, das auf der räumlichen Phasenschiebung basierende Messgerät derart einzustellen und aufzubauen, dass das Sichtfeld nicht eingeeengt wird. Der Nachteil bezüglich der kleineren Messfeldgröße kann also vollständig eliminiert werden.

Bei der Messung von Verformungen bzw. Dehnungen, die unter der maximal auflösbaren Anzahl an Korrelationsstreifen liegen, sind keine signifikanten Unterschiede in der Qualität der Ergebnisse der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebung vorhanden (siehe Abbildung 3.44). Dadurch, dass bei der räumlichen Phasenschiebung die Speckles um einiges größer sind, ist die Anzahl der auflösbaren Interferenzstreifen, die eng beieinander liegen, entsprechend geringer. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, soll ein einfacher Kragarm, der durch einen verschiebbaren Keil gestützt und mittels einer Mikrometerschraube belastet wird, untersucht werden. Die nachfolgende Abbildung 3.43 zeigt den Aufbau.

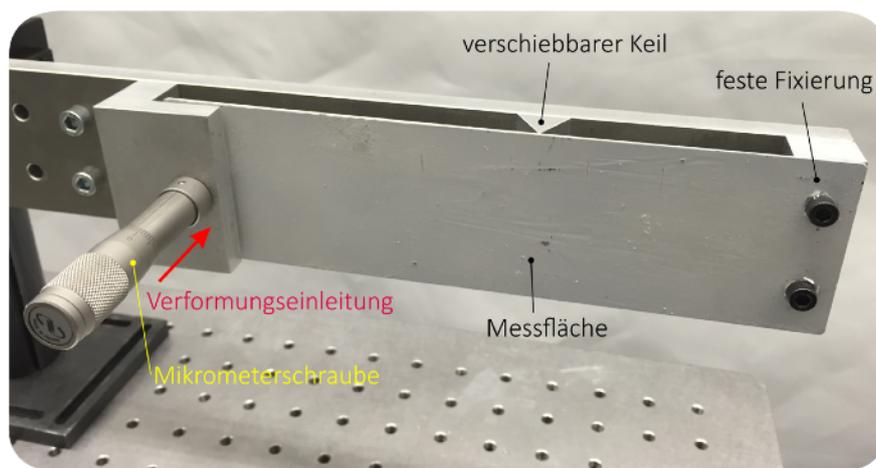


Abbildung 3.43: Bei dem Vergleich der räumlichen und der zeitlichen Phasenschiebung verwendete Belastungsvorrichtung

Die Verformung wird von Messung zu Messung mittels einer Mikrometerschraube in $1\mu m$ Schritten erhöht, bis eine quantitative Auswertung der Streifen nicht mehr möglich ist. Der Abstand zwischen dem Messsystem und der Belastungsvorrichtung beträgt jeweils $0,6m$ und der Shearbetrag jeweils $18mm$. Wie bereits gezeigt, ergibt sich bei der räumlichen Phasenschiebung ein kleineres Messfeld. Ab einer Verformung von ca. $5\mu m$ ist das Shearogramm der räumlichen Phasenschiebung nicht mehr auswertbar (siehe Abbildung 3.44), da ein Teil der Streifen im Speckle-Rauschen untergeht. Bei der zeitlichen Phasenschiebung ist eine quantitative Analyse der gemessenen Verformungsgradienten bei der Verformung bis $5\mu m$ noch möglich. Eine noch größere Verformung ist aber ebenfalls nicht mehr auswertbar.

Dieser Vergleich zeigt deutlich, dass in Bezug auf die Messfeldgröße und die maximal erfassbaren Verformungen bzw. Dehnungen zwischen der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebung zwar einige Unterschiede existieren, aber für den größten Teil der Messungen nicht mehr ausschlaggebend sind. Diese Nachteile sind mit Hilfe von beispielsweise höher aufgelösten Kamerasensoren zu eliminieren. Deshalb können die räumliche Shearografie bzw. die räumliche

Holografie durchaus die Verfahren, die auf der zeitlichen Phasenschiebung beruhen, abgesehen von der erfassbaren Messfeldgröße, ohne nennenswerte Nachteile ersetzen.

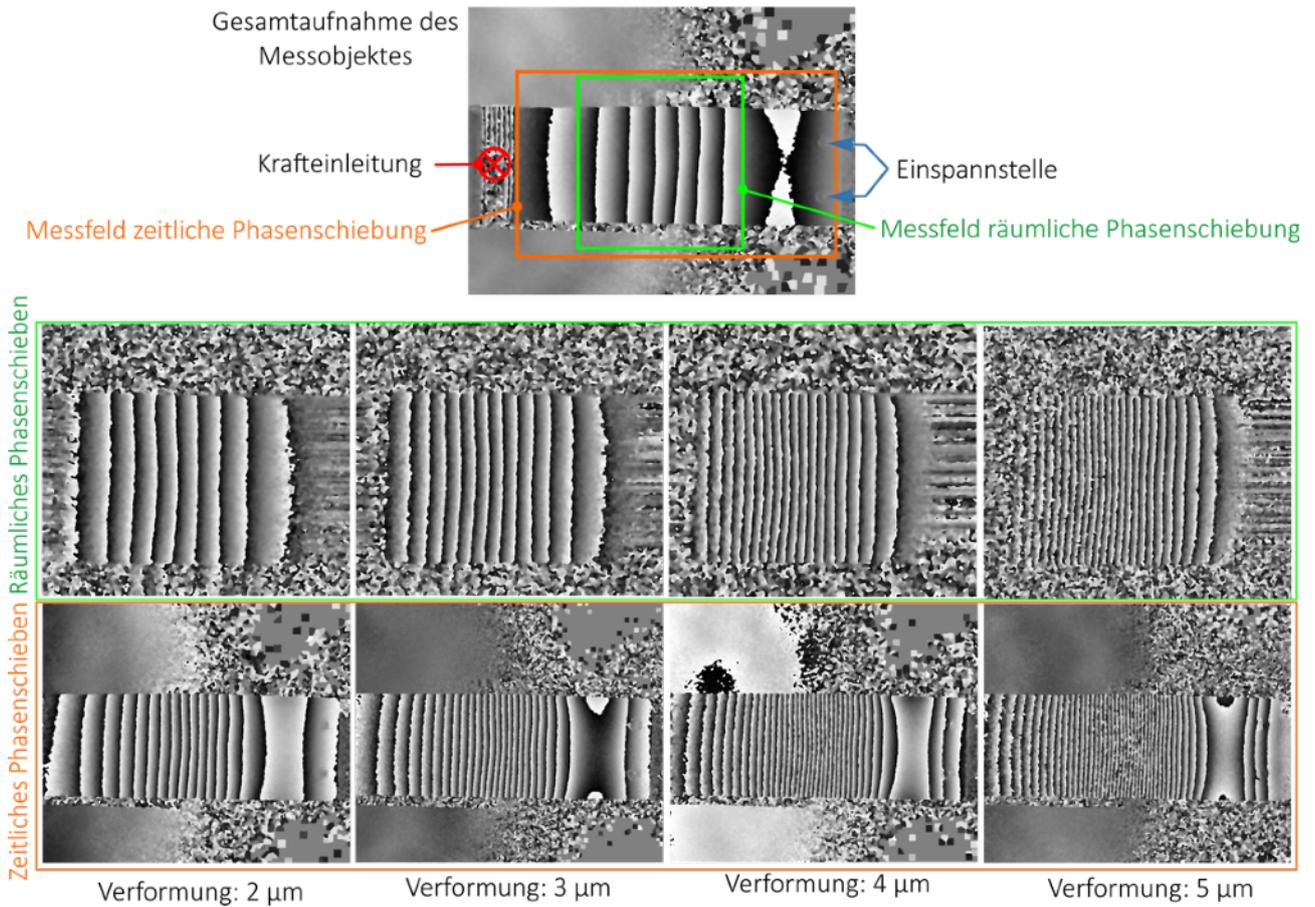


Abbildung 3.44: Vergleich der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebung anhand der Messung eines einseitig eingespannten Kragarms unter Belastung mittels einer Mikrometerschraube

3.3.3 Filterung der Messdaten

Das Ziel der Filterung ist die Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Die mittels der Speckle-Messtechnik berechnete, relative Phasenänderung ist modulo 2π gefaltet und mit Rauschen behaftet (siehe Abbildung 3.45). Das Rauschen resultiert, wie eingangs erläutert, aus der im Mittel geringen Intensität der Speckle, den äußeren Einflüssen und dem Rauschen der Kamera. Vor der Weiterverarbeitung der Interferogramme ist es deshalb notwendig, dieses Rauschen möglichst vollständig zu eliminieren.

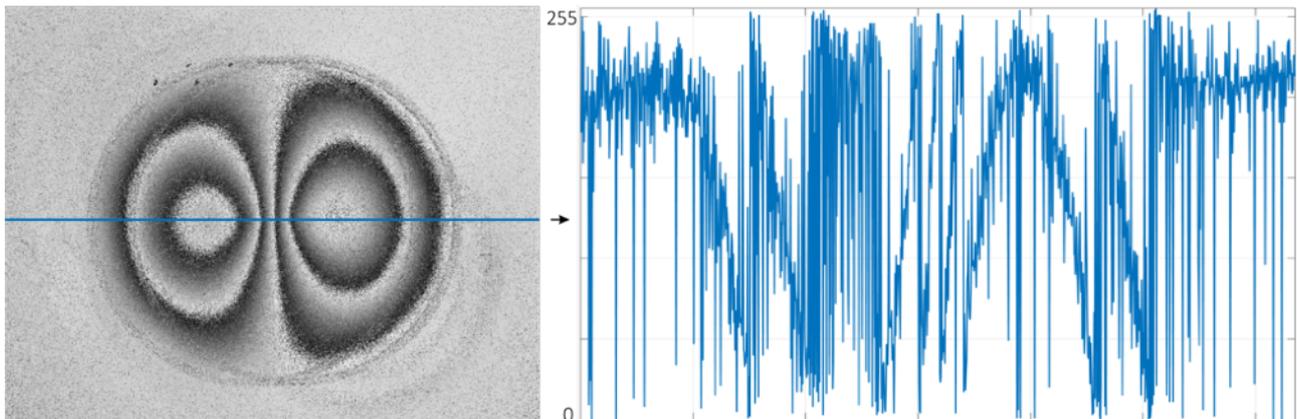


Abbildung 3.45: Ungefiltertes Phasenbild (links) und das Rauschen entlang der eingezeichneten Linie (rechts), aufgenommen mittels der zeitlichen Phasenschiebung

Das berechnete Phasenbild darf nicht direkt gefiltert werden, da dies sonst zum Verlust der modulo 2π gefalteten Informationen führen wird. Deshalb werden die Nenner und die Zähler der Gleichungen (3.61), (3.69) oder (3.89) (je nach Phasenschiebemethode) getrennt gefiltert, bevor der Arcustangens berechnet wird. Wenn die Filterung nach dem Berechnen der relativen Phasenänderung erfolgt, werden die Interferogramme in einen Sinus- und einen Cosinus-Term zerlegt. Erst nach der getrennten Filterung der beiden Terme erfolgt anschließend die Berechnung der Arcustangens-Funktion.

Grundsätzlich kommen bei Speckle-Messverfahren zwei Arten der Tiefpass-Filter zum Einsatz. Das sind der Mittelwert- und der Median-Filter.

Dem Filter wird ein Filterkern zugrunde gelegt [44]. Unter dem Filterkern versteht man eine Pixel-Matrix, die zum Berechnen eines Wertes, welcher sich im Mittelpunkt der Matrix befindet, benutzt wird (siehe Abbildung 3.46). Die Größe des Filterkerns ist jeweils der Filteraufgabe anzupassen. Allgemein gilt, dass je größer der Filterkern bzw. das Filterfenster ist, desto stärker ist der Glättungseffekt. Das ist oft beim Filtern von Interferogrammen kontraproduktiv. Die Größe des Filterkerns beträgt in der Regel 3×3 bzw. 5×5 Pixel. Der Filter hat oftmals eine quadratische Form. Während eines Filtervorgangs wird das Filterfenster solange verschoben, bis das gesamte Bild erfasst ist. Im Falle des räumlichen Phasenschiebens ist die Filtergröße, wie noch gezeigt wird, anders zu wählen, da das Rauschen (vgl. Abbildung 3.29) eine andere Struktur aufweist.

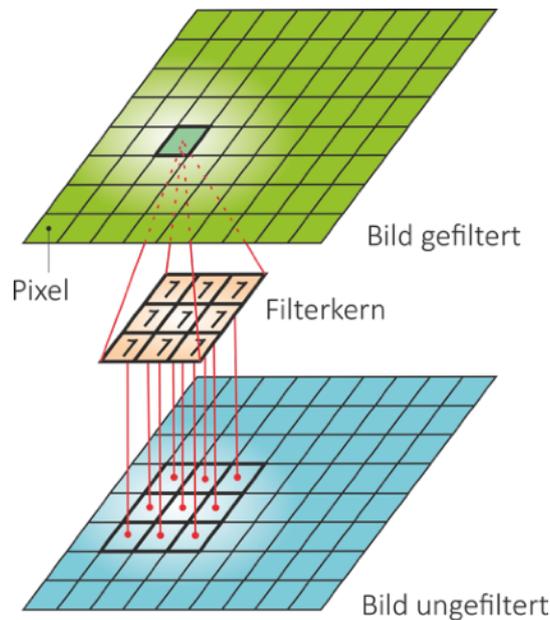


Abbildung 3.46: Schematische Darstellung des Prinzips der Filterung

Die Gewichtungsfaktoren innerhalb des Filterkerns können der jeweiligen Filter-Aufgabe angepasst werden. Standardmäßig haben alle Pixel der Matrix die gleiche Gewichtung und werden folglich mit dem gleichen Wert multipliziert. Für einen 3×3 Filterkern gilt also

$$\underline{\underline{K}}_{Filter} = \frac{1}{9} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.91)$$

Der Filterkern kann zu einem Gauß-Filter modifiziert werden. Dieser Filter ist für die Speckle-Messtechnik ebenfalls von Bedeutung [11]. Der mittlere Intensitätswert wird dabei höher gewichtet, als die Nachbarpunkte. Dadurch wird die Gleichung (3.91) wie folgt modifiziert:

$$\underline{\underline{K}}_{Filter, Gauss} = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.92)$$

3.3.3.1 Mittelwert-Filter

Die Bildung der Mittelwerte \bar{g} ergibt sich innerhalb eines Bildabschnittes aus der Summation der einzelnen Grauwerte g_{Pixel} multipliziert mit den jeweiligen Gewichtungsfaktoren $\underline{\underline{K}}_{Filter}$ des Filterkerns und Division durch die Summe S_G der Gewichtungsfaktoren. Der Mittelwert-Filter ist also wie folgt definiert [45]:

$$\bar{g} = \frac{1}{S_G} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m K_{Filter}(i,j) \cdot g_{Pixel}(i,j). \quad (3.93)$$

Mit dem Faktor S_G wird sichergestellt, dass kein Überlaufen bei der Verwendung von großen Gewichtungsfaktoren auftreten kann. Die Abbildung 3.47 verdeutlicht die Funktionsweise des Mittelwert-Filters.

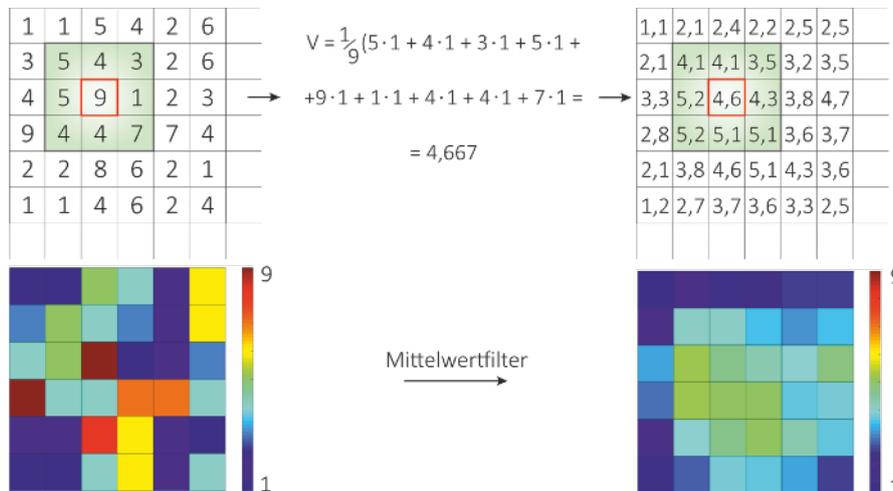


Abbildung 3.47: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Mittelwert-Filters, oben Zahlenbeispiel, unten grafisches Beispiel

Bei punktuell starken Abweichungen entstehen Glättungseffekte, da alle Werte in die Berechnung miteinfließen. Diesen Nachteil hat der Median-Filter nicht.

3.3.3.2 Median-Filter

Der Median-Filter gehört im Gegensatz zum Mittelwert-Filter nicht zur Klasse der linearen Filter und spielt in der Bildverarbeitung eine sehr wichtige Rolle. Zur Berechnung des neuen Wertes werden die Pixelwerte innerhalb des Filterfensters entsprechend der gemessenen Intensität sortiert (siehe Abbildung 3.48). Der neue Wert befindet sich nun in der Mitte dieser Reihe. Die Eckpunkte des Phasenbildes werden als 0 festgelegt, da diese von dem Filter nicht erfasst werden können.

Zu den Vorteilen dieses Filters zählt die Möglichkeit der Elimination von punktuellen Ausreißern ohne eine Beeinflussung von Nachbarpunkten. Der Zeitaufwand pro Berechnung ist mit dem der Mittelwertfilterung vergleichbar.

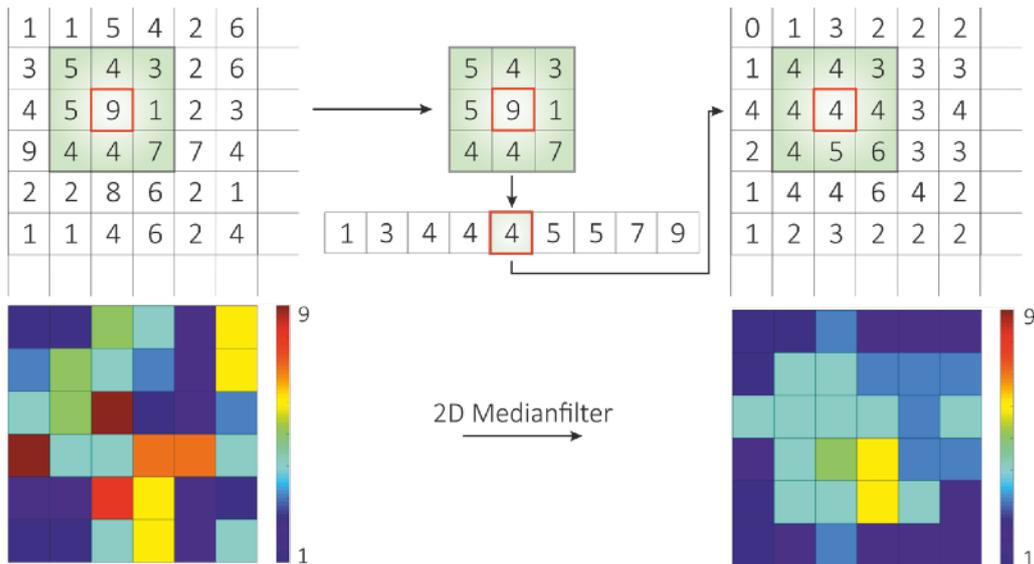


Abbildung 3.48: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Median-Filters, oben Zahlenbeispiel, unten grafisches Beispiel

Der Einfluss der Filter-Matrix wurde zwar bereits angesprochen, jedoch soll an dieser Stelle ein grafisches Beispiel der Verdeutlichung wegen vorgestellt werden. Als Messobjekt dient eine dynamisch belastete Metallscheibe, die mittels der Shearografie und einer stroboskopischen Beleuchtung untersucht wurde. Die Phasenschiebung erfolgte räumlich. Aus der nächsten Abbildung ist ersichtlich, dass je größer die Filter-Matrix ist, desto stärker ist der Filterungseffekt. Eine mehrmalige Wiederholung des Filtervorgangs ist besonders effektiv. Dabei ist jedoch Vorsicht geboten, da die Filterung immer mit Informationsverlusten verbunden ist. Es wird also immer ein Kompromiss zwischen einem möglichst geringen Informationsverlust und dem möglichst vollständigen Eliminieren von Störungen eingegangen.

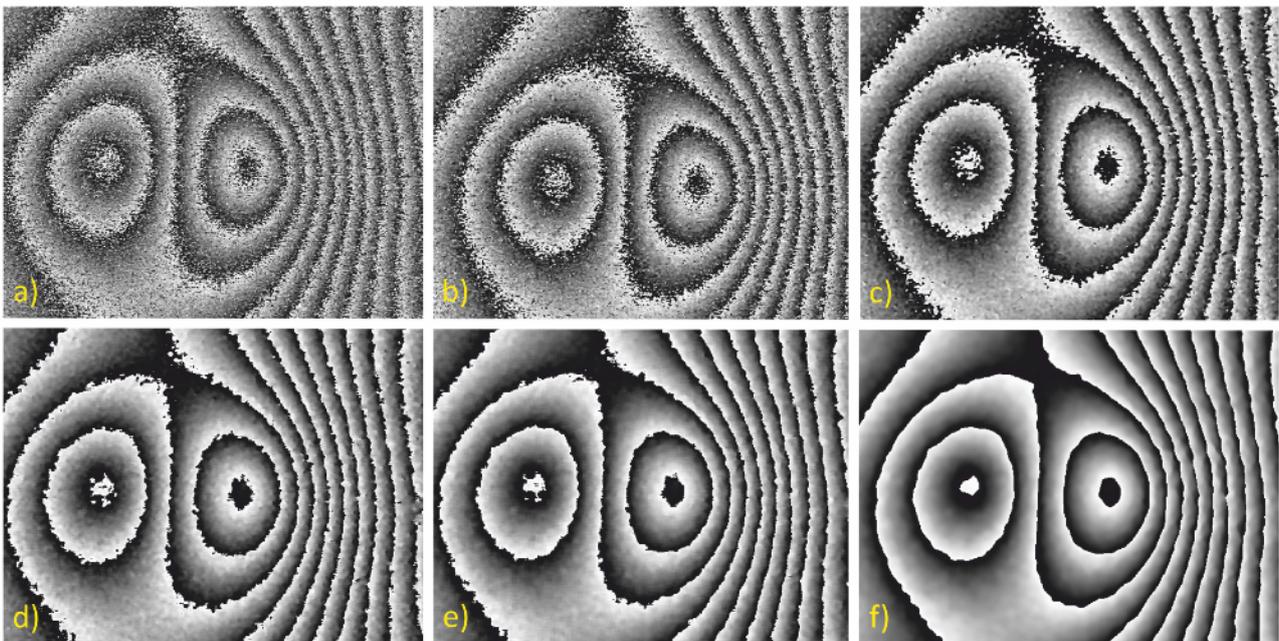


Abbildung 3.49: Einfluss der Größe der Filter-Matrix auf das Ergebnis: a) ungefiltert, b) 2×2 Pixel, c) 4×4 Pixel, d) 6×6 Pixel, e) 8×8 Pixel, f) zweimalige Filterung 8×8

Die nachfolgende Abbildung (3.50) soll nochmals den Ablauf der Filterung inklusive aller Zwischenschritte verdeutlichen und anhand der Untersuchung einer zentrisch belasteten Kreisplatte die Auswirkungen nach der jeweiligen Zwischenoperation grafisch aufzeigen. Die Phasenschiebung erfolgte räumlich. Im ersten Schritt wird das berechnete Shearogramm in einen Cosinus- und einen Sinus-Term zerlegt. Diese werden unabhängig voneinander mit Hilfe eines Median-Filters bearbeitet. Anschließend wird das gefilterte Phasenbild mit Hilfe der Arcustangens-Funktion berechnet.

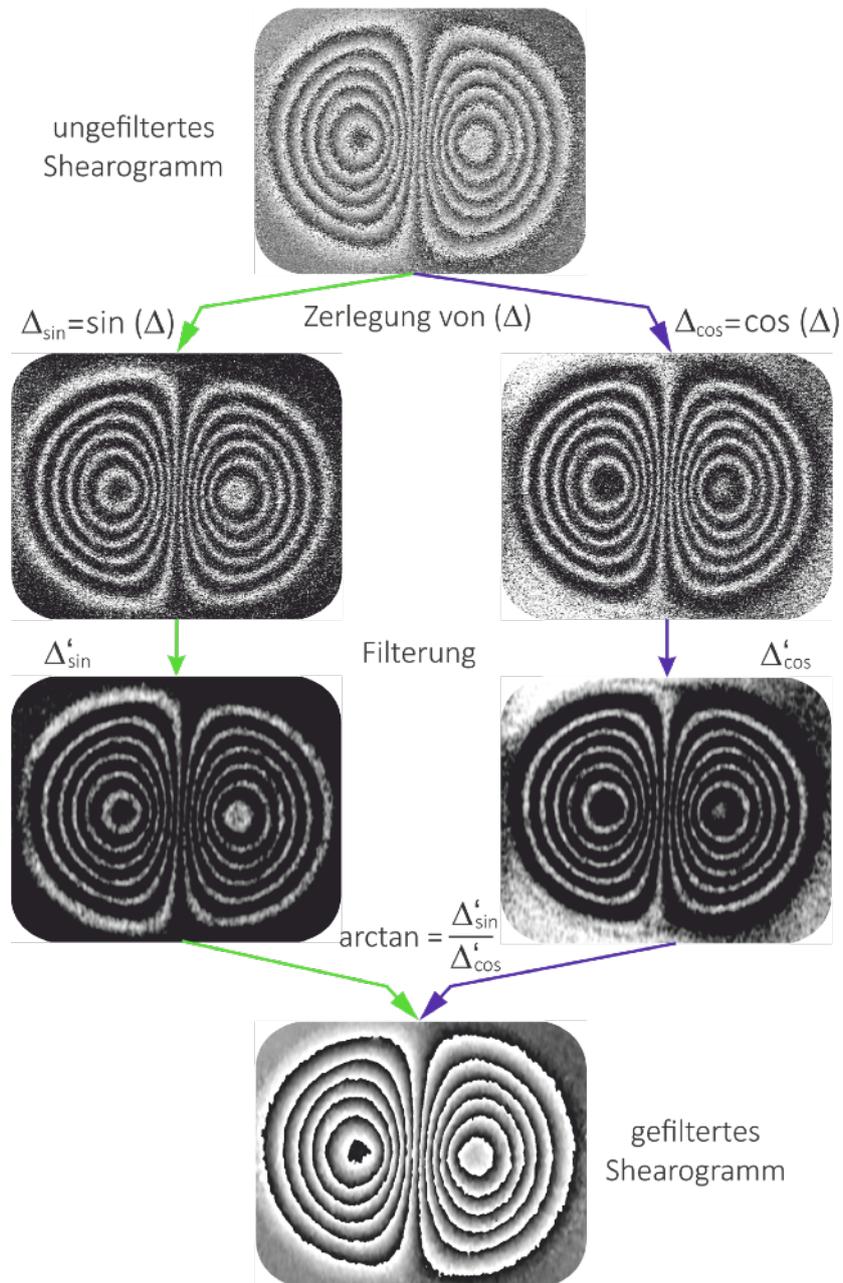


Abbildung 3.50: Schematische Darstellung des Ablaufs der Filterung eines mittels der räumlichen Phasenschiebung aufgenommenen Interferogramms

3.3.3.3 Filterung bei der räumlichen Phasenschiebung

Bei der Filterung von Shearogrammen oder auch Hologrammen, die mittels der räumlichen Phasenschiebung erfasst werden, ist die Besonderheit in Bezug auf die Struktur des Rauschens zu beachten. Die Speckles haben eine langgezogene Form (siehe Abbildungen 3.29). Dies führt zu einer entsprechenden Struktur des Rauschens der Messergebnisse (vgl. Abbildung 3.51).

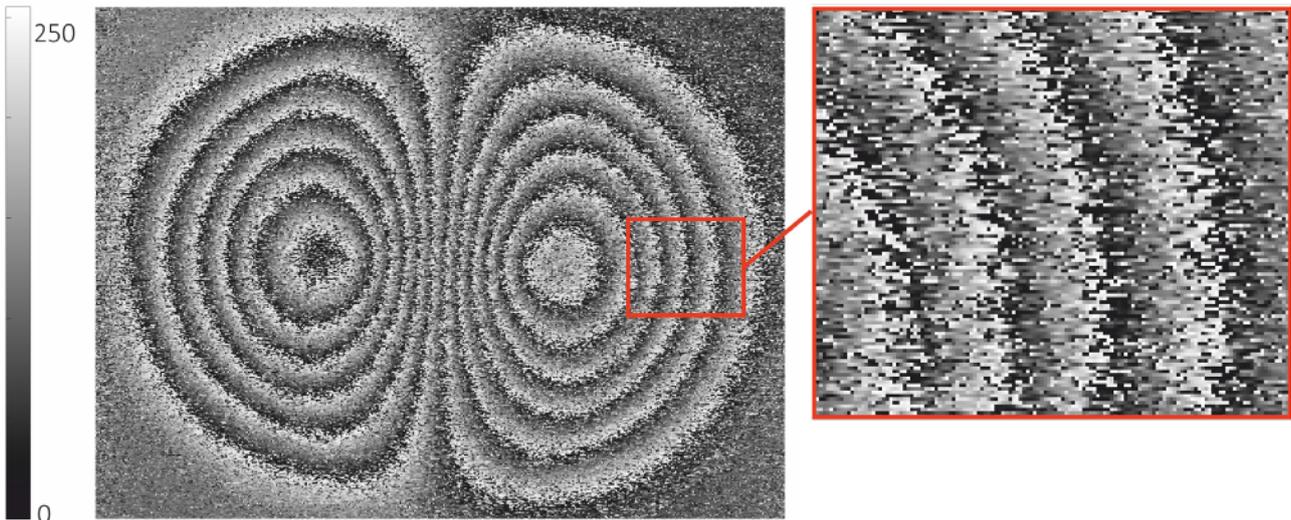


Abbildung 3.51: Shearogramm einer zentrisch belasteten Kreisplatte (links), vergrößerte Darstellung der Feinstruktur mit Rauschen (rechts)

Der Einsatz der klassischen Filtermethoden ist hier offenbar nicht optimal, da eine quadratische Filtermatrix zu einer „Verschmierung“ des Phasenbildes führen wird. Dies entsteht dadurch, dass die Ausreißer nicht mehr punktuell, sondern in einer Linienform vorkommen. Innerhalb eines Filterfensters sind somit immer mehrere zu eliminierende Extremwerte enthalten. Eine Verkleinerung der Filtermaske ist nicht zielführend, da das Rauschen nicht effektiv beseitigt wird. Eine große Filtermatrix führt dagegen oft zum Verlust von Phaseninformationen (vgl. Abbildung 3.52). Der Streifenverlauf wird oft unterbrochen und kann deshalb nicht mehr entfaltet werden.

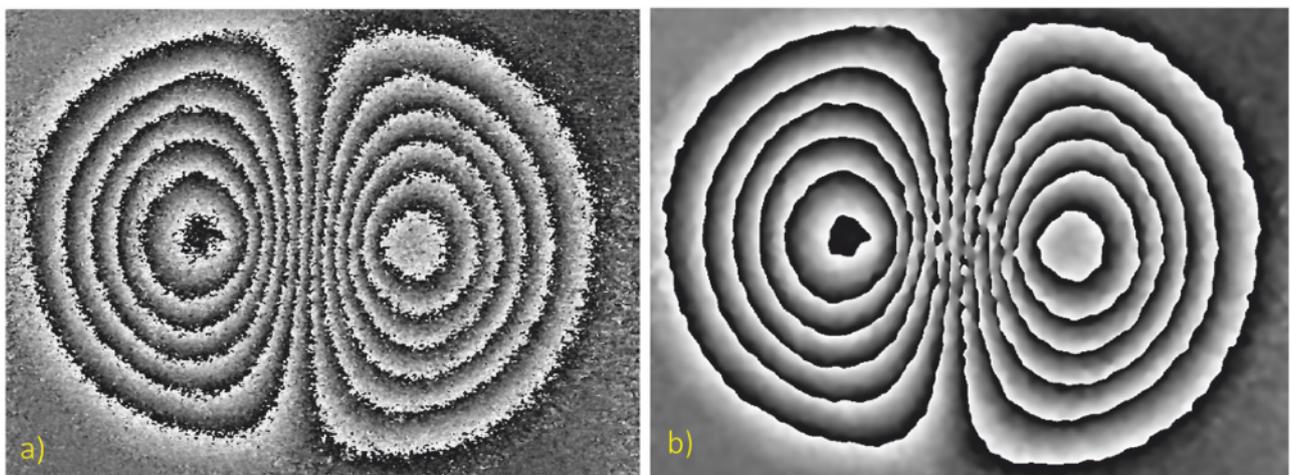


Abbildung 3.52: a) Zweimalige Filterung mit einer 2×2 Maske, b) dreimalige Filterung mit einer 7×7 Maske

Die erste Zahl in der Filtermaske gibt die Anzahl der Pixel-Zeilen und die zweite die Anzahl der Pixel-Spalten an. Bei einer geringen Anzahl an Streifen bzw. einem großen räumlichen Abstand zwischen den einzelnen Streifen liefert eine rechteckige Filter-Matrix gute Ergebnisse. Dies ist anhand der Abbildung 3.52 im rechten Teil des Bildes an den äußeren Bereichen erkennbar. Bei dicht benachbarten Korrelationsstreifen führt diese Vorgehensweise oftmals zu einem massiven Informationsverlust. Dies ist deutlich in der Mitte der Abbildung 3.52 zu sehen.

Eine gezielte Modifikation der Filter-Maske kann zu einem besseren Filterergebnis führen, wenn die Form der Filtermatrix von quadratisch auf rechteckig geändert wird. Die Richtung der Filterung ist derart zu wählen, dass möglichst wenige Ausreißer bei einem Filtervorgang erfasst werden. Dies bedeutet für das Beispiel von oben, dass die Filterung senkrecht zu den waagrechten Linien des Rauschens (vgl. Abbildung 3.51), die bei der Berechnung der relativen Phasenänderung aus der Form der Speckles entstanden sind, stattfinden soll.

Aus der Abbildung 3.53 (links) ist zu erkennen, dass das linienförmige Rauschen nach der einmaligen Filterung mit der modifizierten Filter-Maske effizient eliminiert wird. Dies bedeutet, dass anschließend eine quadratische Filtermaske eingesetzt werden kann, um die noch vorhandenen Störungen zu beseitigen. Für diese Aufgabe können sowohl der Median-, als auch der Mittelwert-Filter effizient eingesetzt werden. Der Median-Filter liefert jedoch in der Regel bessere Ergebnisse.

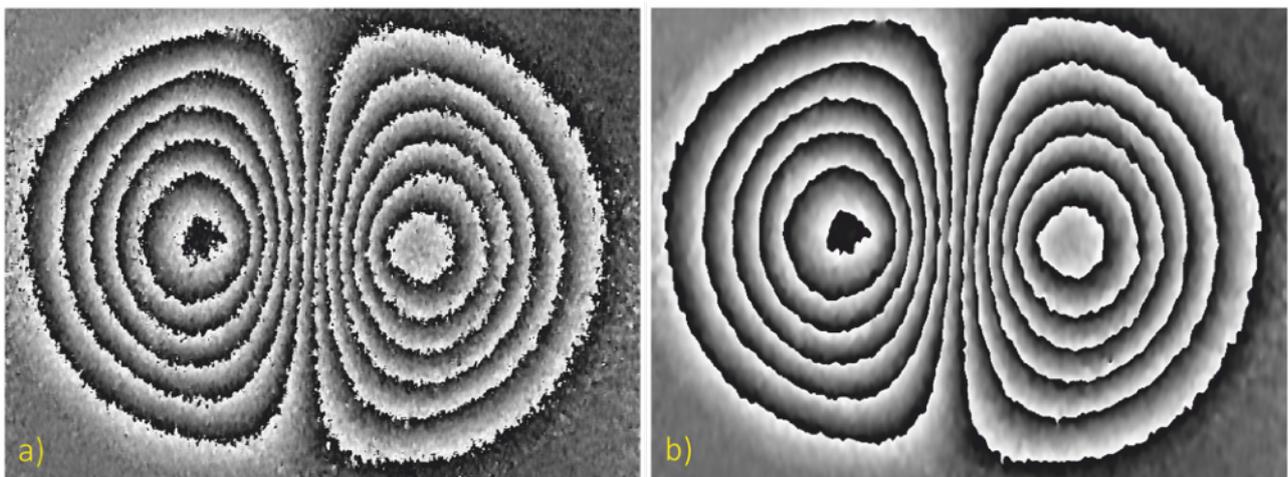


Abbildung 3.53: a) Einmalige Filterung mittels einer 6×3 Filtermatrix, b) anschließende dreimalige Filterung mit einer 7×7 Maske

Für die weitere Verwertbarkeit der gefilterten Messdaten ist das Kriterium der Detektierbarkeit der geschlossenen Verläufe der Korrelationsstreifen zu erfüllen. Bei der Filterung der Daten soll die Geschlossenheit der Korrelationsstreifen ständig im Auge behalten werden. Einige wenige Unterbrechungen im Streifenverlauf können mittels der zweidimensionalen Demodulierungs-Algorithmen (engl. unwrap) geschlossen und somit korrekt ausgewertet werden. Bei vielen bzw. großräumigen Unterbrechungen sind die in gefalteter Form vorliegenden Informationen oftmals nicht mehr auswertbar. Eine schnelle und effiziente Methode zur Beurteilung der Güte der Filterung liefern die sogenannten Kantenerkennungs-Algorithmen. Diese erlauben außerdem eine schnelle Visualisierung und somit Begutachtung von Streifenverläufen (siehe Abbildung 3.54).

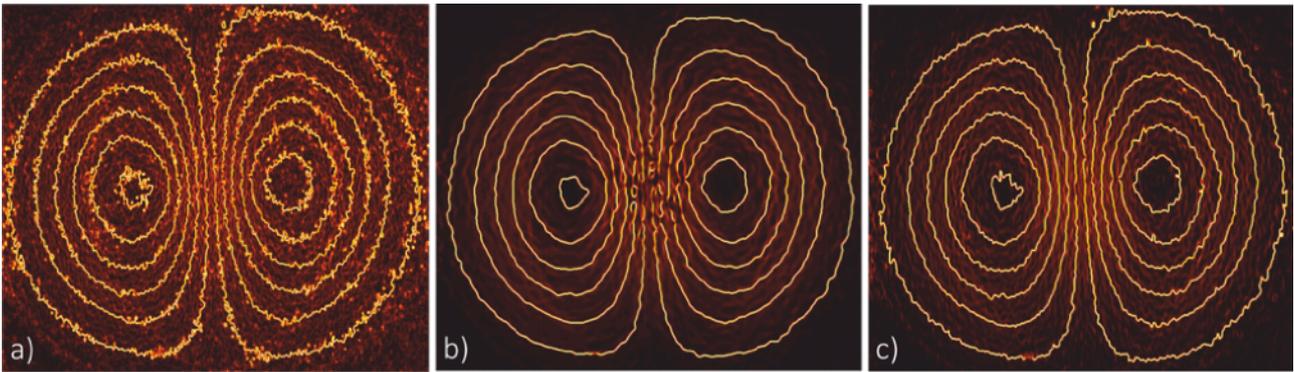


Abbildung 3.54: Mittels der Kantenerkennung detektierte Phasen-Übergänge, a) vor der Filterung des Interferogramms, b) falsche Filterung der Messdaten mit unterbrochenen Streifenverläufen, c) korrekte Filterung der Messdaten mit vereinten Streifenverläufen

3.3.4 Demodulierung von Interferogrammen

Zur Bezeichnung der Rekonstruktion von Verformungs- bzw. Dehnungsinformationen sind mehrere Begriffe üblich. Neben der Demodulierung werden die Begriffe Entfaltung und Unwrap benutzt. Ein Phasenbild besteht immer aus mehreren 2π -Phasensprüngen, die mathematisch entfaltet werden sollen, um einen stetigen Verlauf zu erhalten. Erst der demodulierte Phasenverlauf kann in die Verformung bzw. die Dehnung umgerechnet werden. Nach der Filterung sind die Phasenbilder vom hochfrequenten Rauschen bereinigt und das Nutzsignal steht im Idealfall in Form von klaren Phasenübergängen zur Verfügung, wie in der Abbildung 3.55 dargestellt.

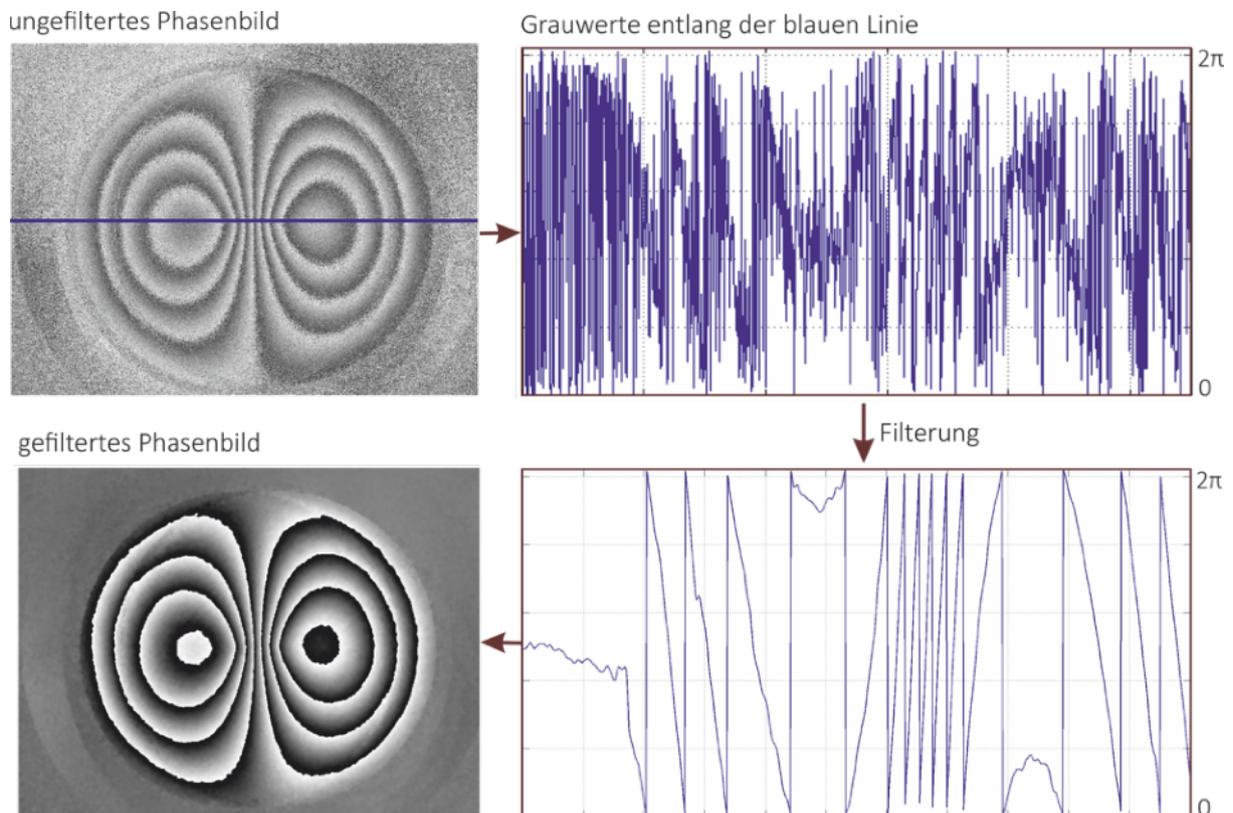


Abbildung 3.55: Phasenverläufe entlang einer Linie vor und nach der Filterung des Interferogramms einer zentrisch belasteten Kreisplatte (aufgenommen mittels der zeitlichen Phasenschiebung, 3 Aufnahmen-Methode)

Algorithmen für die Demodulierung von Phaseninformationen werden bereits seit über 30 Jahren entwickelt. Die ersten Ansätze wurden in [47] veröffentlicht. Seitdem wurden viele neue Algorithmen für den praktischen Einsatz veröffentlicht und erfolgreich im industriellen Einsatz getestet [55, 56]. Eine gute Übersicht verschiedener Verfahren ist in [46] zu finden. Die Entfaltung von Phasen-Informationen findet nicht nur im Bereich der optischen Messtechnik Anwendung. In der Medizin werden beispielsweise beim Magnet-Resonanz-Verfahren die Messdaten ebenfalls entfaltet [48]. Ein weiteres Anwendungsgebiet der Demodulierungs-Algorithmen stellt die Radarinterferometrie dar [49].

Der Zusammenhang zwischen den zu demodulierenden und den entfalteten Phasen kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\Delta'(x,y) = \Delta(x,y) + 2\pi N. \quad (3.94)$$

Dabei geben Δ' die entfaltete relative Phasenänderung, Δ die gefaltete relative Phasenänderung und N die Anzahl der Phasenübergänge (Streifenordnung) an.

Im Falle der Holografie ergibt sich also der Zusammenhang zwischen der Verformung Δs und der gefalteten Phasenänderung aus

$$|\Delta s| = (\Delta + 2\pi N) \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (3.95)$$

Mit λ wird die Wellenlänge des verwendeten Lasers angegeben. Die Unterscheidung der Demodulierungs-Algorithmen erfolgt in erster Linie in Abhängigkeit von der Anzahl der bei der Entfaltung zu berücksichtigenden Dimensionen. Bei den 3D-Algorithmen werden allerdings nicht 3 Raumdimensionen berücksichtigt, da ein Bild über lediglich 2 Dimensionen verfügt, sondern die 2 Raumdimensionen und zusätzlich die Zeitinformation. Die erste Methode zur Einbeziehung der Zeitinformation in die Entfaltung wurde im Jahre 2001 veröffentlicht [50].

3.3.4.1 1D-Demodulierung

Den einfachsten Fall stellt die 1D-Demodulierung dar. Die 1D-Entfaltung zählt zu den pfadabhängigen Verfahren. Die Auswertung erfolgt bei dieser Methode entweder spalten- oder zeilenweise. Ausgehend von einem Startpunkt erfolgt die Entfaltung von einem Pixelpunkt zum nächsten entlang des Pfades. Dadurch, dass die Nachbarpunkte des Pfades bei der Entfaltung nicht berücksichtigt werden, ist diese Methode extrem schnell. In der Abbildung 3.56 beginnt die Entfaltung im Koordinatenursprung und erfolgt ausgehend von diesem Punkt nach rechts.

Zu den Nachteilen dieses Verfahrens zählt die extreme Fehleranfälligkeit. Wird fälschlicherweise zum Beispiel auf Grund des Rauschens oder der unterbrochenen Streifenverläufe ein Phasensprung registriert, so überlagert diese Fehlinformation die komplette Spalte oder Zeile.

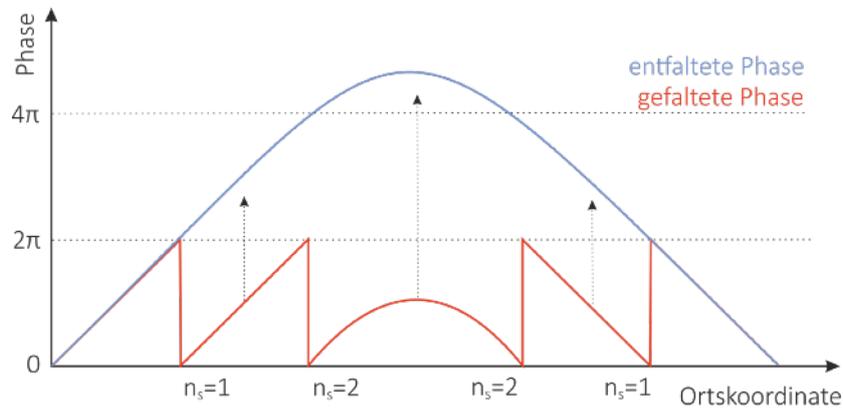


Abbildung 3.56: Schematische Darstellung des Prinzips der 1D-Demodulierung

Durch die Mitnahme der entfalteten Information für die ganze Spalte oder Zeile wird kein lokaler Fehler, welcher sich lediglich in Form eines Ausreißers bemerkbar macht, sondern ein globaler Fehler, der sich über das gesamte Phasenbild erstreckt, generiert (vgl. Abbildung 3.57). Zum Eliminieren dieses Nachteils wurden zahlreiche 2D-Demodulierungs-Algorithmen entwickelt.

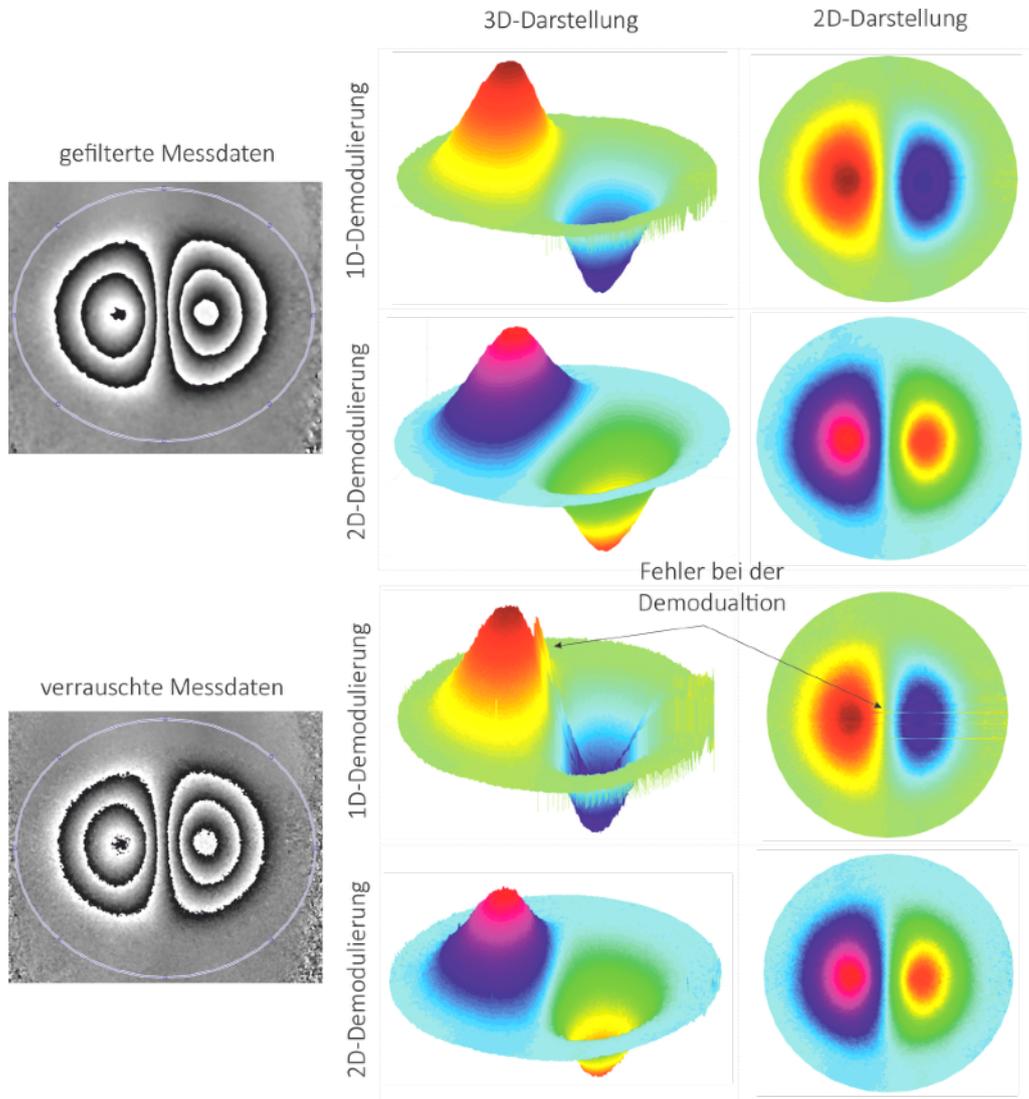


Abbildung 3.57: Vergleich der 1D- und 2D-Demodulierung anhand der Phasenbilder einer zentrisch belasteten Kreisplatte bei der räumlichen Phasenschiebung

Aus der letzten Abbildung ist ersichtlich, dass die 1D-Methode sogar bei wenig Rauschen zur falschen Entfaltung führt. Die 2D-Demodulierung eliminiert dagegen das Rauschen effektiver und berechnet korrekt die entfaltete Phaseninformation. Bei perfekten Messdaten sind die Ergebnisse der 1D-Methode und der 2D-Auswertung vergleichbar.

3.3.4.2 2D-Demodulierung

Die 2D-Entfaltung zählt entweder zu den pfadabhängigen oder auch zu den pfadunabhängigen Methoden. Die Verfahren der 2D-Demodulierung berechnen die entfaltete Phaseninformation iterativ. Aus diesem Grund resultiert eine viel längere Berechnungszeit. Je nach Methode, Bildgröße, Qualität des Bildes bzw. Anzahl an zu entfaltenden Phasenbildern kann die Demodulierung sogar bis zu einigen Stunden in Anspruch nehmen. Zusätzlich werden die 2D-Verfahren in lokale bzw. globale Methoden eingeteilt.

Die Phasenbilder enthalten oftmals lokale Problempunkte, die im Folgenden als Residuen bezeichnet werden. Die Aufgabe besteht also darin, die Residuen derart zu behandeln, dass diese die Entfaltung möglichst wenig beeinflussen. Den Ausgangspunkt der Demodulierung stellt das Wegintegral dar [46]

$$\psi_P(p) = \psi_P(p_0) + \int_C \underline{\nabla} \psi_P \cdot dp. \quad (3.96)$$

Das Wegintegral hängt also von der Phase eines Punktes $\psi_P(p)$, der Phase des Startpunktes $\psi_P(p_0)$ und dem Gradientenoperator $\underline{\nabla}$ ab.

Falls Diskontinuitäten innerhalb eines bestimmten Kurvenintegrals auftreten, so ist das Ergebnis des Wegintegrals ungleich Null. In so einem Fall ist ein Residuum vorhanden (siehe Abbildung 3.58). Das Ergebnis ist deshalb pfadabhängig. Die Residuen können sowohl positiv als auch negativ sein, sie können also die folgenden Werte annehmen: 0, -1 oder +1. Der Gradient wird dabei wie folgt berechnet [51]:

$$\underline{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \underline{i}_E + \frac{\partial}{\partial y} \underline{j}_E. \quad (3.97)$$

Mit $\underline{i}_E, \underline{j}_E$ werden die Einheitsvektoren in x- bzw. y-Richtung angegeben. Die Residuen der demodulierten Phase sind zunächst unbekannt. Aus diesem Grund wird im ersten Schritt das Residuenfeld $\underline{r}_{i,j}$ der gefalteten Gradienten $\Delta \underline{\phi}^w$, also

$$\underline{r}_{i,j} = \Delta_i \underline{\phi}_{i,j}^w + \Delta_j \underline{\phi}_{i+1,j}^w - \Delta_i \underline{\phi}_{i,j+1}^w - \Delta_j \underline{\phi}_{i,j}^w \quad (3.98)$$

berechnet [52].

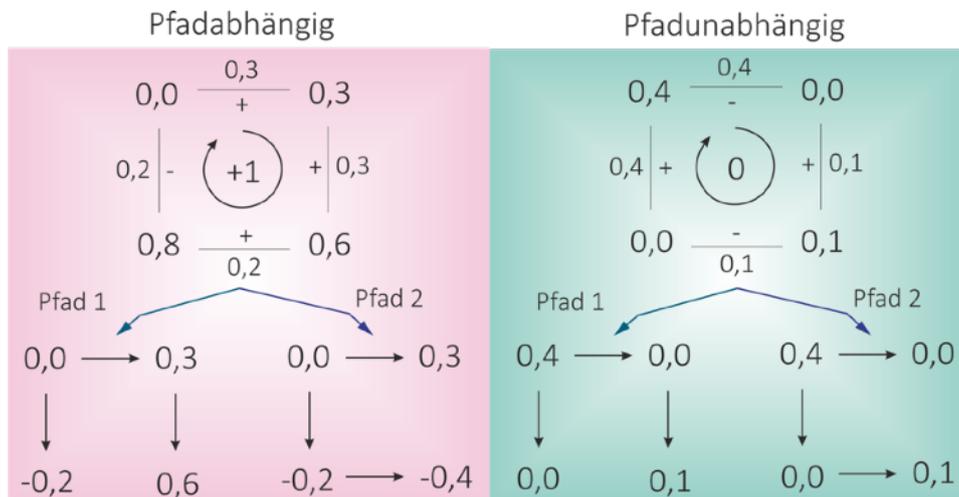


Abbildung 3.58: Prinzip der Lokalisierung von Residuen, links Residuum ($r \neq 0$) und rechts kein Residuum $r = 0$

Wird ein Residuum mit Hilfe der letzten Gleichung registriert, muss dieses bei der Entfaltung umgangen werden, um einen Fehler zu vermeiden. Für diesen Zweck gibt es mehrere Verfahren.

Lokale Verfahren

Die lokalen Verfahren gleichen die Residuen derart aus, dass das Wegintegral zu Null wird. Es werden also Pfade gesucht, die wegunabhängig sind. Zwischen den identifizierten Residuen können für die Auswertung nicht zugängliche Pfade angelegt werden. Zu den bekanntesten lokalen Verfahren zählen die Methode von Goldstein (Branch Cut), der Quality Guided Algorithm und der Mask Cut Algorithm [46].

Im Rahmen dieser Arbeit werden in der Regel lokale 2D-Demodulierungs-Verfahren (Goldstein's Branch Cut Algorithm) eingesetzt.

Goldstein's Branch Cut Algorithm

Diese Methode zählt zu den ältesten Demodulierungs-Algorithmen. Dieses Verfahren wurde bereits im Jahre 1988 veröffentlicht [54]. Im ersten Schritt werden, wie bei den anderen Verfahren auch, Residuen ermittelt. Zwei Residuen mit unterschiedlichen Vorzeichen sind anschließend mittels der sogenannten Branch Cuts zu verbinden. Die verbundenen Residuen gleichen sich also aus. In der Abbildung 3.59 sind die verbundenen Branch Cuts als weiße Linien dargestellt. Beim Anlegen von Branch Cuts wird versucht, den Abstand zwischen den zu verbindenden Residuen möglichst kurz zu halten.

Beim anschließenden Demodulieren werden die Branch Cuts umgangen. Die Verbindungslinien zwischen den positiven und den negativen Residuen werden auch als Trees bezeichnet. Goldstein's Branch Cut Algorithm liefert in der Regel gute bis sehr gute Ergebnisse. Die Rechenzeit ist im Vergleich zu den anderen 2D-Verfahren kurz.

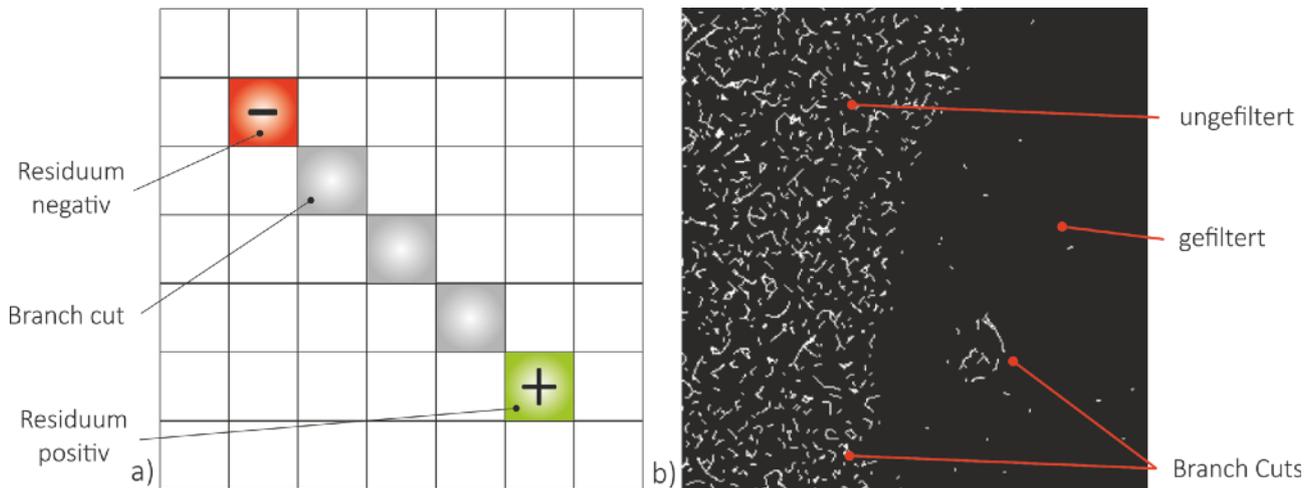


Abbildung 3.59: a) Schematische Darstellung der Goldsteins Branch Cut Methode, b) anhand der realen Messdaten ermittelte Branch Cuts; im ungefilterten Bereich ist die Anzahl der Residuen ungleich höher

Globale Verfahren

Die globalen Verfahren betrachten das Phasenbild als Ganzes. Es handelt sich also um ein Optimierungsproblem. Es wird nach einer Lösung gesucht, bei der die Gradienten der gefalteten Phase eine möglichst geringe Abweichung zu den Gradienten der entfalteten Phase haben. Die Ergebnisse der globalen Verfahren sind zwar homogen, aber die Abweichungen sind meist höher als bei den lokalen Verfahren [52]. Zu dem bekanntesten Verfahren zählt das sogenannte LP-Norm-Verfahren.

Mathematisch gesehen gilt es, eine Funktion zu finden, bei der das Integral J

$$J = \iint \left(\left| \Delta \underline{\varphi}_x^w - \underline{\psi}_{E,x} \right|^p + \left| \Delta \underline{\varphi}_y^w - \underline{\psi}_{E,y} \right|^p \right) dx dy \quad (3.99)$$

ein Minimum annimmt [46, 53, 57]. Mit $\Delta \underline{\varphi}_{x,y}^w$ werden die Gradienten der gefalteten Phase und mit $\underline{\psi}_{E,x,y}$ die Gradienten der entfalteten Phase angegeben.

Die Lösung der Gleichung (3.99) kann besonders effizient im Frequenzbereich vorgenommen werden.

3.3.4.3 3D-Demodulierung

Diese Methode wurde für die Untersuchung von dynamischen Vorgängen entwickelt. Bei der Aufzeichnung von Messdaten über einen längeren Zeitraum entsteht ein Datenstapel (siehe Abbildung 3.60). Prinzipiell ist es möglich, mit Hilfe der 2D-Demodulierung jede Aufnahme einzeln zu entfalten. Diese Vorgehensweise ist jedoch ziemlich zeitintensiv. Deshalb erfolgt die Demodulierung durch einzelne Schnitte entlang der Zeitachse [20].

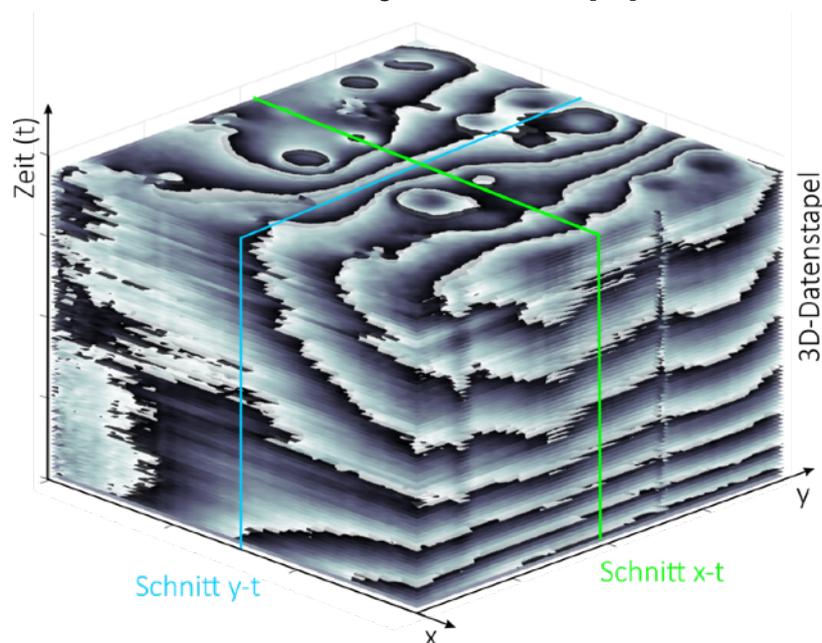


Abbildung 3.60: Schematische Darstellung des Prinzips der zeitlichen Demodulierung entlang der Zeitachsen

Zu den Nachteilen dieses Verfahrens zählt die Mitnahme von falscher Demodulierung für den kompletten Bildstapel. Die interferometrische Aufnahme der Zustandsänderung des Messobjektes soll außerdem schnell genug erfolgen. Dadurch wird die Entstehung von vielen neuen Streifen von einem Interferogramm zum Nächsten vermieden. Wenn dies nicht verhindert werden kann, wird eine falsche Verformung bzw. Dehnung berechnet [41].

3.3.4.4 Nullpunktbestimmung

Die interferometrischen Messverfahren Shearografie und Holografie erfassen die relative Verformung bzw. die relative Dehnung. Es ist deshalb anhand der Messdaten unbekannt, welche absolute Streifenordnung vorliegt. Um diesen Nachteil zu eliminieren, wurde eine Reihe von Methoden entwickelt. Die einfachste Möglichkeit ist die Verwendung von Referenzpunkten, deren absolute Verformung bekannt ist. Bei einer zentrisch belasteten Kreisplatte können zum Beispiel Randbereiche der Belastungsvorrichtung bei kleinen Belastungskräften als Startpunkte für die Demodulierung benutzt werden. Außerdem können die Referenzpunkte mittels zusätzlicher Applikationen, beispielsweise aufgeklebte Referenzflächen, die sich im Kamerabild befinden, erzeugt werden.

Bei schwingenden Messobjekten können für diesen Zweck die Schwingungsknoten ausgewählt werden. Dies ist jedoch nicht immer präzise möglich und muss bei jeder Messung manuell erfolgen. Bei der Untersuchung von kleinen Ausschnitten eines größeren Messobjektes sind die vorgestellten Methoden nicht mehr anwendbar. In solchen Fällen wird entweder die Zwei-Wellenlängen- oder die Trägerstreifen-Methode eingesetzt [58].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Nullpunktbestimmung anhand von Randbedingungen vorgenommen. Die Auswahl der Punkte, die während der Messung nicht verformt werden und somit als Referenz dienen, erfolgt manuell. Für diese Bereiche werden die Phasenwerte ebenfalls berechnet und gefiltert. Anschließend wird eine Ebene berechnet, die durch die ausgewählten Punkte des nicht verformten Bereiches aufgespannt wird. Durch die Subtraktion der mittels der Demodulierung berechneten Phasenwerte von der aufgespannten Referenzebene, die dem unverformten Zustand entspricht, erhält man anschließend die korrekte Verformung bzw. Dehnung des Prüflings. In der Abbildung 3.61 ist der Einfluss einer korrekten Berücksichtigung der Randbedingungen auf die Berechnung der Verformung mittels der Shearografie gezeigt. Bei der Nichtberücksichtigung von Randbedingungen wird eine falsche Verformung bestimmt.

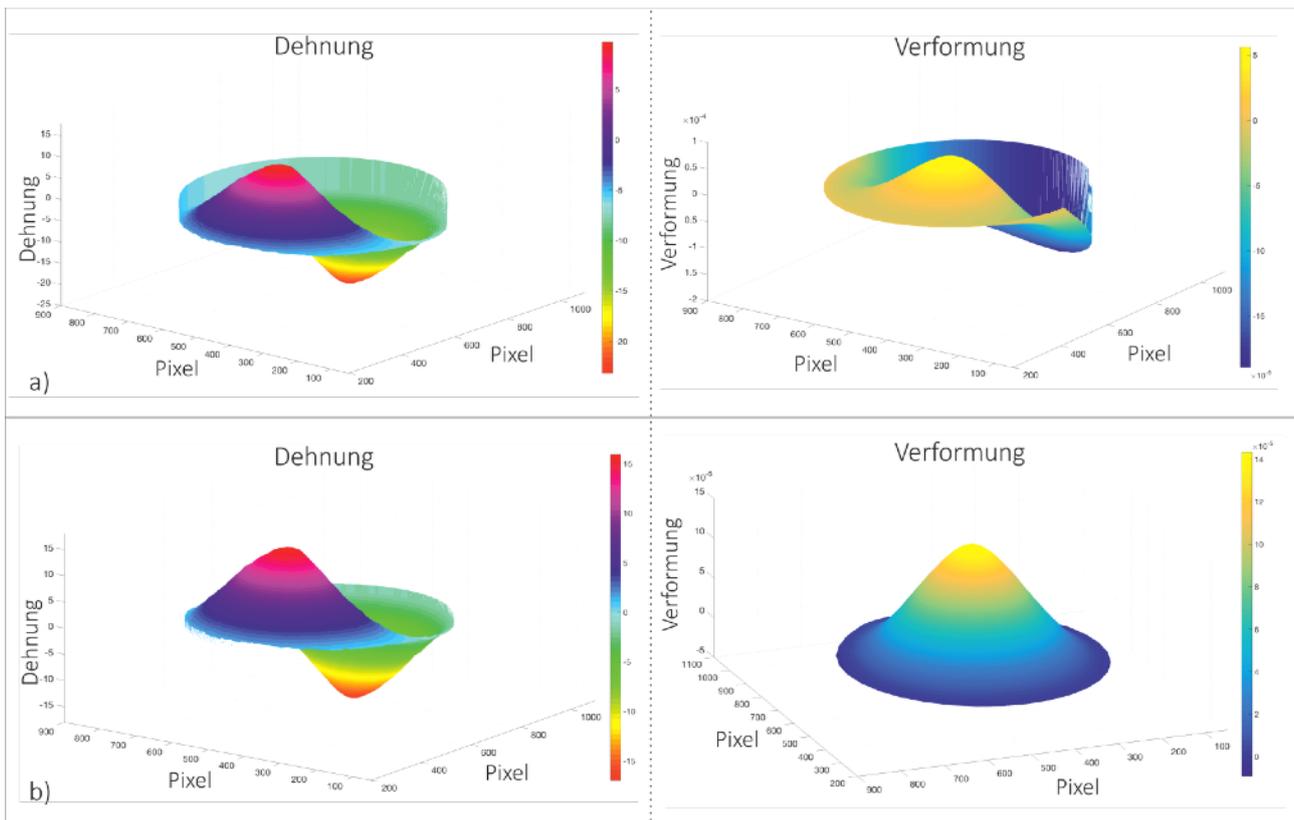


Abbildung 3.61: Einfluss der korrekten Nullpunktbestimmung auf die Ergebnisse der shearografischen Messungen, a) keine Berücksichtigung der Randbedingungen mit falscher Dehnungs- und vor allem anschließender Verformungsbestimmung (jeweils rechts), b) korrekte Berücksichtigung der Randbedingungen

3.3.5 Verformungsmessung mittels der Shearografie

Die Shearografie wird primär zur Bestimmung von Dehnungen und Neigungen eingesetzt. Mittels der numerischen Integration oder des Summationsverfahrens ist es aber auch möglich, aus den gemessenen Dehnungen und Neigungen die Verformungen zu bestimmen. Dies ist zum Beispiel bei Schwingungsanalysen von großer Bedeutung, da dadurch die Schwingungsamplituden oder auch die Schwingungsmoden visualisiert werden können.

Ausgehend von den Gleichungen (3.33 bzw. 3.36) erhält man mittels der Integration [11] die Verformungen

$$w(x,y) = \int_{x_S}^x \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta_x(x,y)}{\delta_x} dx + w_S(x_S,y) . \quad (3.100)$$

Bei der Definition der Integrationsgrenzen ist der Startpunkt x_S (in x-Richtung) zu berücksichtigen. Weiterhin enthält die Gleichung (3.100) die folgenden Größen: λ -Wellenlänge des verwendeten Lasers, Δ_x -relative Phasenänderung bei Vershearung in x-Richtung, δ_x -Shearbetrag in x-Richtung, w_S -bekannte Verformung im Punkt (x_S, y) .

Für die Vershearung in y-Richtung wird die Verformung analog berechnet:

$$w(x,y) = \int_{y_S}^y \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta_y(x,y)}{\delta_y} dy + w_S(x,y_S) . \quad (3.101)$$

Die Verwendung eines Rechners setzt numerische Integrations-Verfahren voraus. Es existiert eine Reihe an verschiedenen Methoden. Zu den bekanntesten Verfahren zählen die Trapez- und die Simpsonsche-Regel [59]. Im Rahmen dieser Arbeit wird vor allem die Trapez-Regel zur Berechnung der Verformung eingesetzt.

Die numerische Integration führt bei sehr großen Shearbeträgen zu Abweichungen [11]. Dies liegt an der linearen Approximation der nicht linearen Verformung. Dieser Umstand hängt also nicht mit dem Integrations-Verfahren, sondern mit der Funktionsweise der Shearografie und zwar der Gradientenberechnung zwischen zwei vershearten Messobjektpunkten, zusammen. Bei kleineren Shearbeträgen (unter ca. 40 mm) ist die Approximation hinreichend genau. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass bei den klassischen Messungen keine größeren Shearbeträge notwendig sind.

Eine der Alternativen zu der klassischen, numerischen Integration stellt das Summationsverfahren dar. Die Größe des Shearbetrages spielt bei diesem Verfahren in Bezug auf die Genauigkeit keine Rolle mehr [60].

Bei dem Summationsverfahren wird die Verformung von einem Startpunkt (x_s, y_s) ausgehend für jeden Punkt, der mit dem n-fachen Shearbetrag vom Startpunkt entfernt ist, gemäß

$$w(x_s + (n+1)\delta_x, y_s) = \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{m=0}^n \Delta_x(x_s + (n+1-m)\delta_x, y_s) + w_s(x_s, y_s) \quad (3.102)$$

berechnet [11].

Die Gleichung (3.102) gilt für die Vershearung in x-Richtung und für Punkte, die sich rechts vom Startpunkt befinden. Die Gleichung gilt analog für die Richtung, die nach links vom Startpunkt zeigt. Dafür müssen lediglich die Vorzeichen umgekehrt werden, so dass folgende Gleichung entsteht:

$$w(x_s - (n+1)\delta_x, y_s) = w_s(x_s, y_s) - \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{m=0}^n \Delta_x(x_s - (m)\delta_x, y_s). \quad (3.103)$$

Für die Vershearung in y-Richtung wird die Gleichung 3.102 folgendermaßen modifiziert [11]:

$$w(x_s, y_s + (n+1)\delta_y) = \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{m=0}^n \Delta_y(x_s, y_s + (n+1-m)\delta_y) + w_s(x_s, y_s). \quad (3.104)$$

Für die Berechnung der Verformung eines beliebigen Punktes werden also immer lediglich die Punkte benutzt, die dem n-fachen ($n = 0, 1, 2, \dots$) Abstand der Sheargröße δ entsprechen. Es ist ersichtlich, dass eine ganze Reihe von Startpunkten für dieses Verfahren notwendig ist. Die im Kapitel „Nullpunktbestimmung“ vorgestellten Methoden sind also auch an dieser Stelle anzuwenden, um auf einer Seite des Messobjektes eine ganze Reihe von Punkten mit bekannter Verformung zu erzeugen. Die nächste Abbildung soll grafisch die Funktionsweise des Summationsverfahrens verdeutlichen.

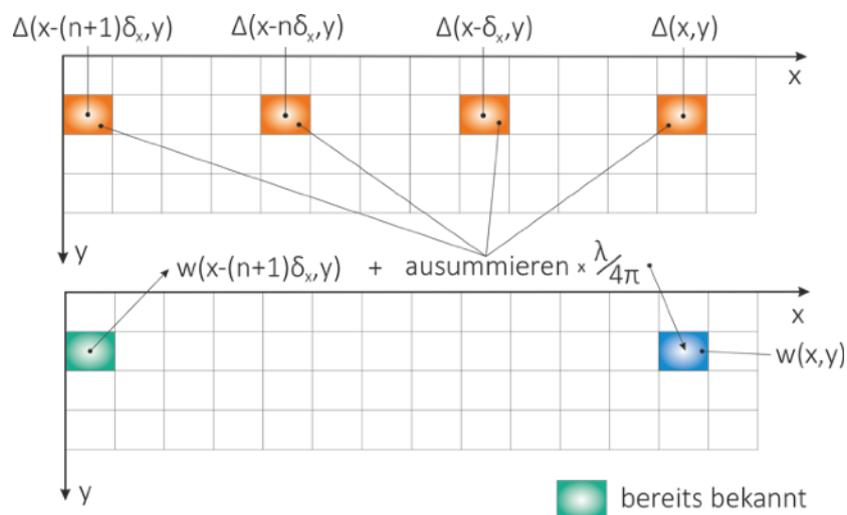


Abbildung 3.62: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Summationsverfahrens

Es existieren weitere Verfahren, z. B. Rückrechnung mittels der Polynominterpolation, die zur Bestimmung von Verformungen aus den Shearogrammen eingesetzt werden können. Diese haben jedoch keine Vorteile gegenüber den bereits vorgestellten Methoden und spielen deshalb keine Rolle für industrielle Messungen.

Bei realen Messungen wird als erstes ein Shearogramm aufgenommen, welches gefiltert und anschließend entfaltet wird. Die demodulierte Phaseninformation wird in Dehnungen umgerechnet. An dieser Stelle kommen die vorgestellten, numerischen Integrations-Methoden zum Einsatz, um die gesuchte Verformung zu bestimmen, wie in der nächsten Abbildung anhand realer Messdaten gezeigt.

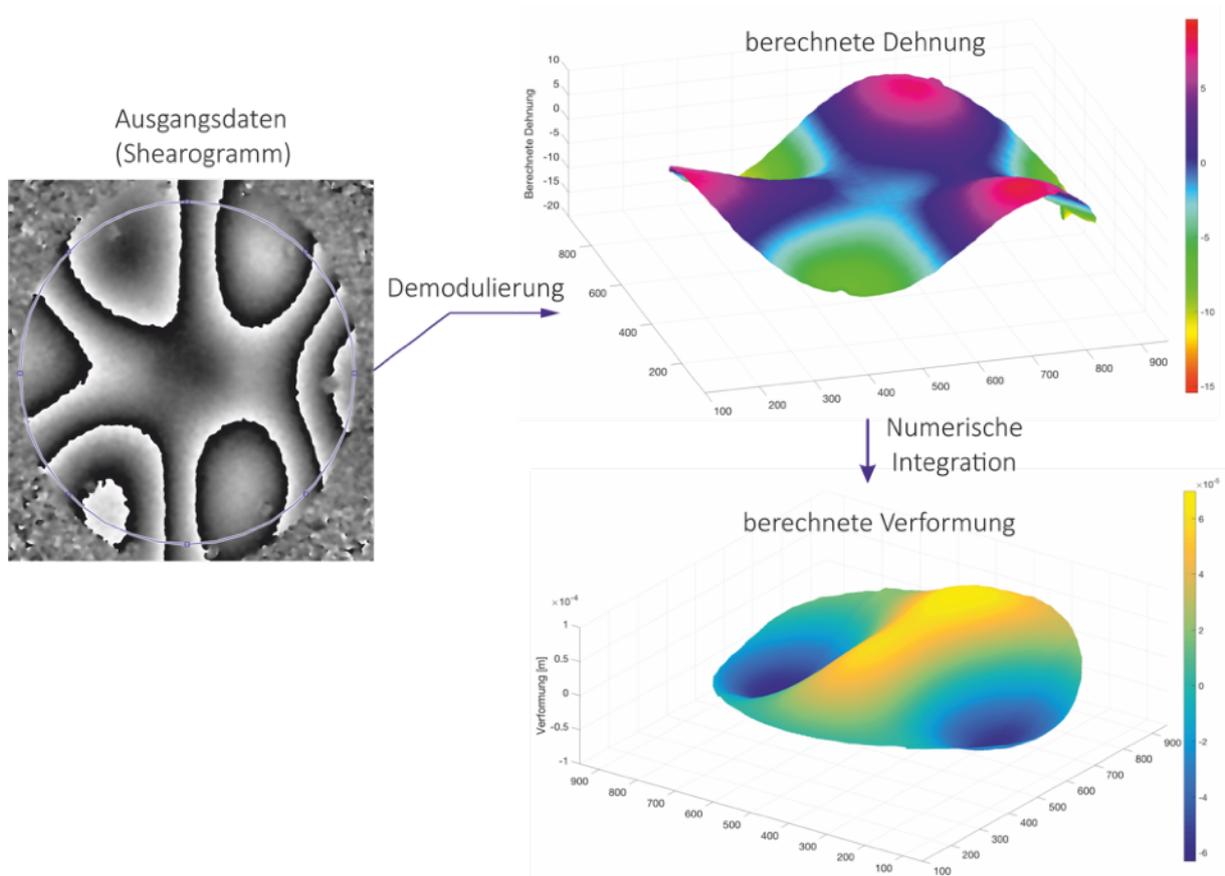


Abbildung 3.63: Ablauf der Berechnung von Verformungen anhand shearografischer Messergebnisse, als Messobjekt diente eine schwingende Aluplatte mit einem Durchmesser von 190mm und einer Dicke von 1mm

4. Detektion von Fehlstellen mittels der Shearografie und der Holografie

Die Zeiten der rein visuellen Überprüfung von Werkstücken gehören der Vergangenheit an. Moderne Systeme prüfen nicht nur von außen, sondern können Fehlstellen und Abweichungen auch im Inneren von Bauteilen detektieren. Der Trend der letzten Jahre geht ganz klar in Richtung der 100%-Kontrolle. Zusätzlich soll oft die Prüfung in den Produktionszyklus der Fertigung integriert werden können und einfacher zu handhaben sein. Bauteile sowie ganze Systeme müssen in immer kürzeren Zeitabständen entwickelt und zur Serienreife gebracht werden. Für monatelange, aufwendige Erprobungen von Prototypen fehlt heutzutage die Zeit. Aussagen über die Beschaffenheit, die Einsatzfähigkeit und somit über die Qualität einzelner Komponenten sowie ganzer Strukturen müssen in kürzester Zeit getroffen werden können.

Die zerstörungsfreie Prüfung (ZfP) erlaubt die Qualitätsüberprüfung von Werkstücken, ohne diese zu beschädigen, so dass die spätere Verwendung davon nicht beeinflusst wird. Im Laufe des letzten Jahrhunderts aber vor allem in den letzten 30-40 Jahren entstand eine ganze Reihe von Verfahren zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung (vgl. Abbildung 4.1). Für die Prüfung werden verschiedene physikalische Effekte ausgenutzt, um bestimmte Eigenschaften eines Werkstückes zu analysieren. Die Prüfung der Messobjekte kann sowohl in der Produktion, nach der Produktion als auch während des späteren Einsatzes erfolgen. Dabei werden sowohl an der Oberfläche des Prüflings sichtbare Fehlstellen, als auch verborgene Defekte detektiert und hinsichtlich des möglichen Versagens begutachtet. In allen Industriebereichen ist die ZfP unverzichtbar geworden und in vielen Branchen nicht mehr wegzudenken. Ohne die ständige Kontrolle mittels der Verfahren der ZfP würden heutzutage keine Bauwerke mehr errichtet, keine Autos produziert, keine Kraftwerke betrieben und keine Flugzeuge fliegen.

Zu den ersten klassischen Methoden der ZfP, nach den heutigen Standards, gehört das sogenannte Reißlackverfahren. Im Jahre 1932 wurde das Reißlackverfahren, oder auch Dehnungslinienverfahren genannt, von O. Dietrich und E. Lehr vorgestellt [61]. Dabei wird ein besonderer Lack mit einem wesentlich höheren Elastizitätsmodul als das zu untersuchende Bauteil auf die Oberfläche aufgetragen. Bei Belastung des Objekts reißt der Lack entsprechend der Oberflächendehnung auf und bildet die sogenannten Dehnungslinien aus, die anschließend analysiert werden. Diese Methode stellt aber auf Grund der zahlreichen Nachteile gegenüber den moderneren Verfahren in der heutigen Zeit lediglich ein Nischenprodukt dar. Zu dem bekanntesten Verfahren der ZfP gehört mit Sicherheit die klassische Ultraschallprüfung. Dieses Verfahren ist jedoch vergleichsweise nicht einfach in die laufende Produktion zu integrieren.

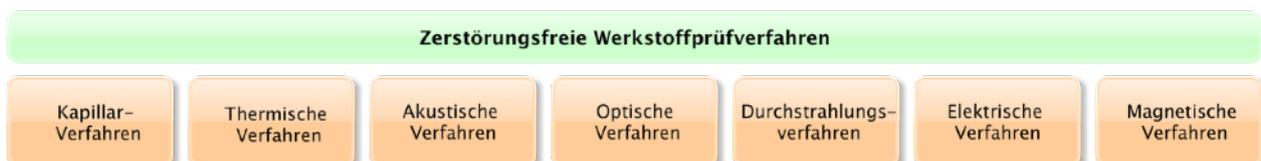


Abbildung 4.1: Einteilung der Verfahren der ZfP

Vor allem bildgebende Verfahren werden zunehmend für die Detektion von Fehlstellen eingesetzt. Zu diesen Methoden zählen im Wesentlichen verschiedene Verfahren der optischen Messtechnik, Röntgen-Computertomografie, die bildgebende Ultraschallprüfung und die Terahertz-Technik. In der Abbildung 4.2 ist eine Übersicht der bildgebenden Verfahren dargestellt. Alle Verfahren haben ihre Stärken und Schwächen, deshalb erfolgt die Auswahl des richtigen Messverfahrens je nach Messaufgabe und Beschaffenheit des Prüflings.

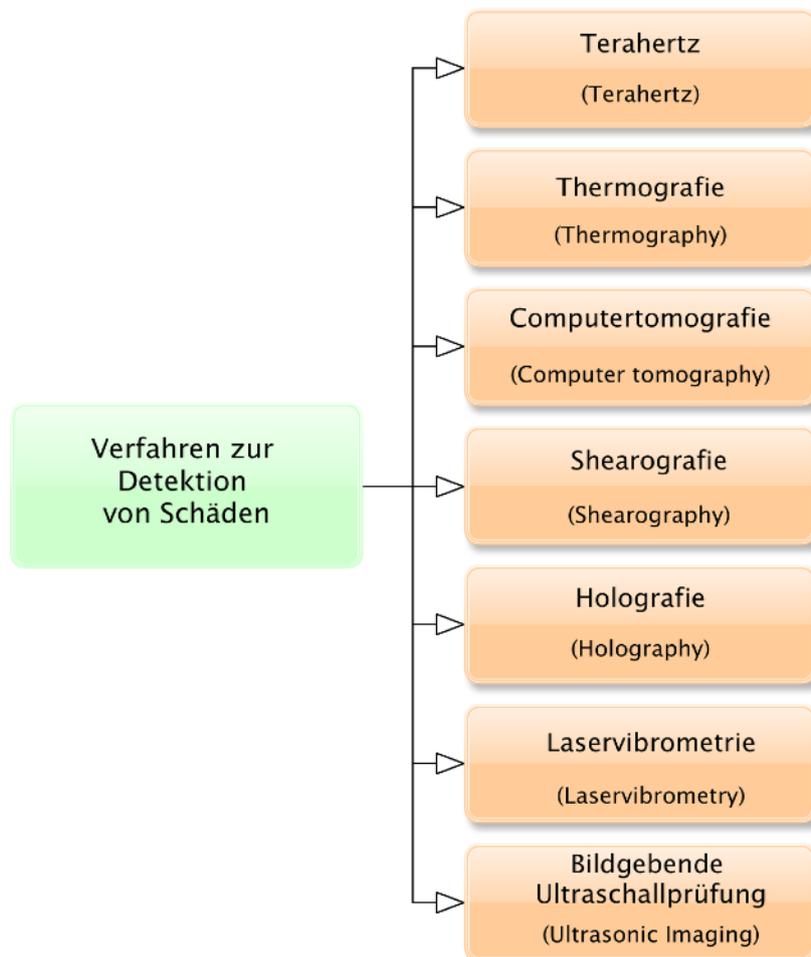


Abbildung 4.2: Übersicht der wichtigsten bildgebenden Verfahren zur Detektion von Fehlstellen

Die beiden interferometrischen Verfahren Holografie und Shearografie werden zwar bereits seit einigen Jahren im Bereich der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung erfolgreich eingesetzt, es besteht aber weiterhin Forschungspotential. Dies liegt einerseits an dem enormen Potential dieser Verfahren, welches noch nicht ausgeschöpft wurde und andererseits an der verstärkten industriellen Nutzung von neuen Materialien, die mit anderen Verfahren der ZfP entweder gar nicht oder sehr eingeschränkt untersucht werden können.

Zwar werden beide Verfahren zur Detektion von Fehlstellen eingesetzt, aber die Shearografie ist auf Grund der relativ hohen Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen besser dafür geeignet. Außerdem führen geringe Starrkörperverschiebungen des Messobjektes nicht zwangsläufig zur Dekorrelation. Ausschlaggebend für die Detektierbarkeit von Fehlstellen ist aber eine geeignete Anregung des Messobjektes, da für die Detektion von Fehlstellen die inneren Defekte sich an der Bauteiloberfläche bemerkbar machen müssen.

4.1 Anregungsarten

Seit vielen Jahren werden zur Bauteilbelastung in der Regel mechanische Kräfte oder thermische Wellen eingesetzt. Dennoch werden ständig weitere Methoden zur Bauteilbelastung entwickelt. Zu den neuesten Methoden zählen beispielsweise die induktiv angeregte Lockin-Anregung [41] und die ultraschallangeregte Shearografie.

Bei der Shearografie, als auch bei der Holografie muss dem Messobjekt Energie zugeführt werden, damit eine messbare Verformungsänderung auftritt. Das Ziel ist es, das Messobjekt derart zu belasten, dass die im Defektbereich vom Rest des Bauteils abweichende Steifigkeit der Struktur zu einer messbaren Anomalie an der Oberfläche des Bauteils führt. Im Folgenden werden die für die industrielle Praxis wichtigsten Anregungsarten näher vorgestellt. Die nachfolgende Abbildung 4.3 zeigt eine Übersicht der Anregungsarten, die für die Speckle-Messtechnik eine wichtige Rolle spielen.

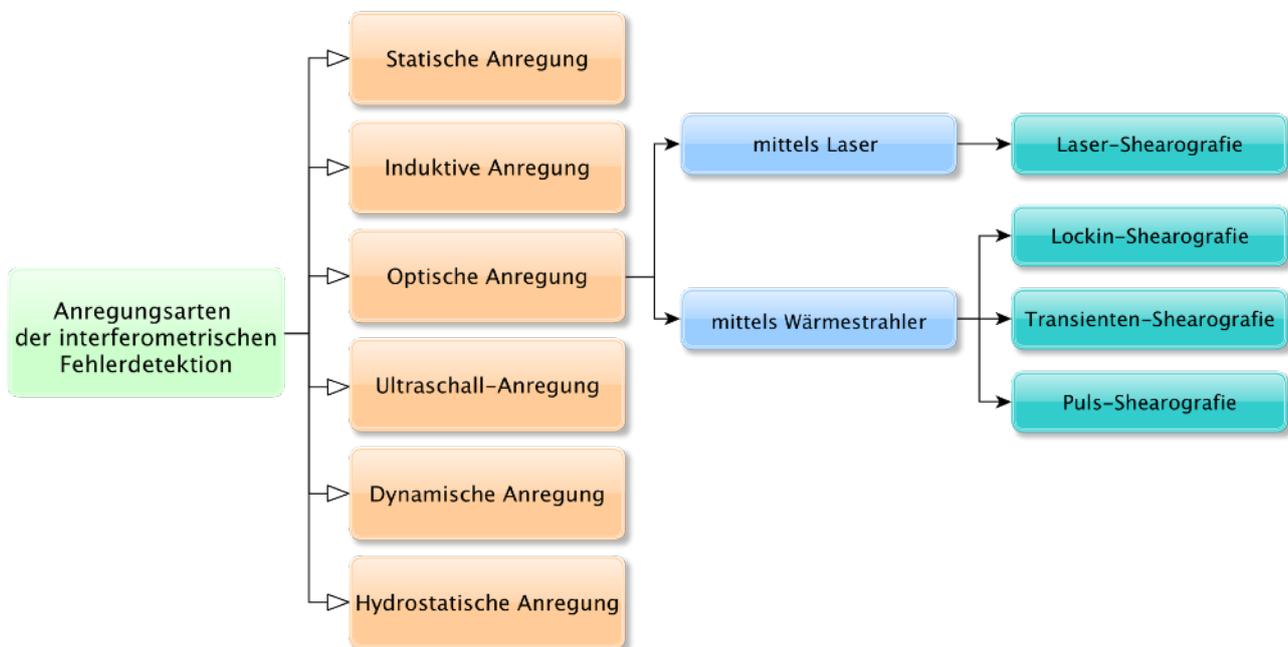


Abbildung 4.3: Übersicht der Methoden der Bauteilanregung bei der interferometrischen Fehlerrückmeldung

4.1.1 Statische Anregung

Im einfachsten Fall wird das Messobjekt mittels einer statischen Kräfteanregung belastet (siehe Abbildung 4.4). Diese Anregungsart wird seit der Erfindung der Speckle-Messtechnik eingesetzt. Dies liegt nicht zuletzt daran, dass diese Anregung besonders einfach zu realisieren ist. Zur Belastung des Messobjektes wird lediglich eine mechanische Kraft benötigt. Dabei können zum Beispiel verschiedene Gewichte, Federn, Schrauben und sogar industrielle Zug-, Druckmaschinen zur Kräfteinleitung verwendet werden. Auf Grund der Schwächung der Bauteilstruktur im Bereich der Fehlstelle kommt es lokal zu einer größeren Verformung des Messobjektes. Diese größere Verformung verrät die Position der an der Oberfläche visuell nicht sichtbaren Fehlstelle.

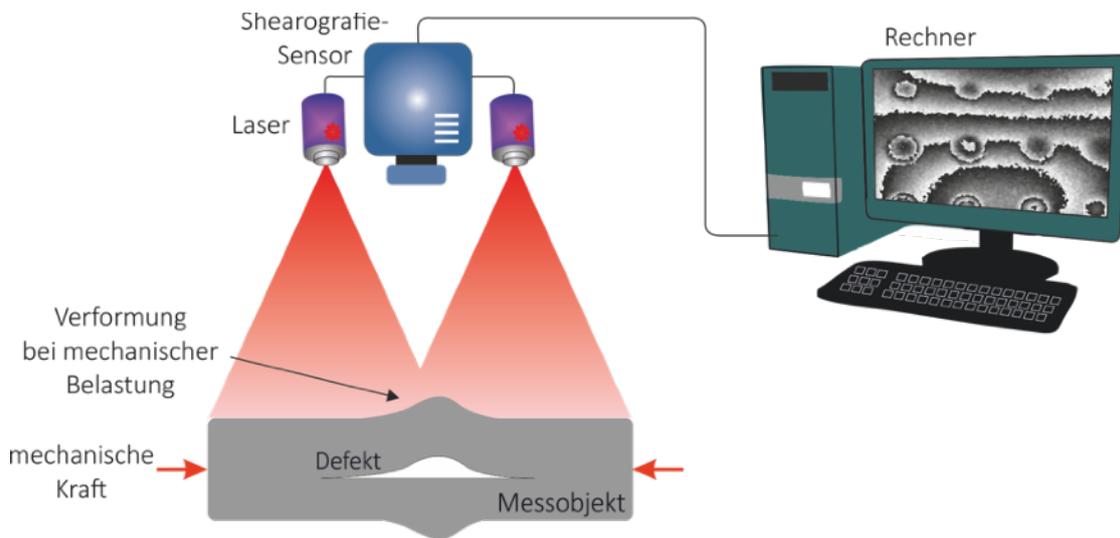


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Prinzips der statischen Belastung

Eine große Limitierung dieser Anregungsart resultiert aus der begrenzten Möglichkeit der geeigneten Kräfteinleitung zur Fehlerdetektion, da nicht alle Messobjekte eine einfache Geometrie mit kompakten Abmessungen aufweisen und die genaue Position und die räumliche Ausrichtung der Fehlstelle in der Regel unbekannt sind. Vor allem kleinere Defekte sind mit dieser Anregung kaum nachzuweisen. Außerdem erfordert diese Methode einen vergleichsweise hohen Zeitaufwand für die Vorbereitung der Messung.

4.1.2 Induktive Anregung

Diese Methode ist noch nicht lange bekannt und hat bisher keine große Verbreitung. Mittels einer Induktionsspule, die in Oberflächennähe des Prüflings zu platzieren ist, wird ein Magnetfeld (siehe Abbildung 4.5) erzeugt. In elektrisch leitenden Materialien entstehen durch das Magnetfeld elektrische Wirbelströme. Diese Wirbelströme führen zu einer Erwärmung des Bauteils. Wie bei allen Anregungsarten wird die geringere Struktursteifigkeit im Bereich der Fehlstelle zur Detektion ausgenutzt.

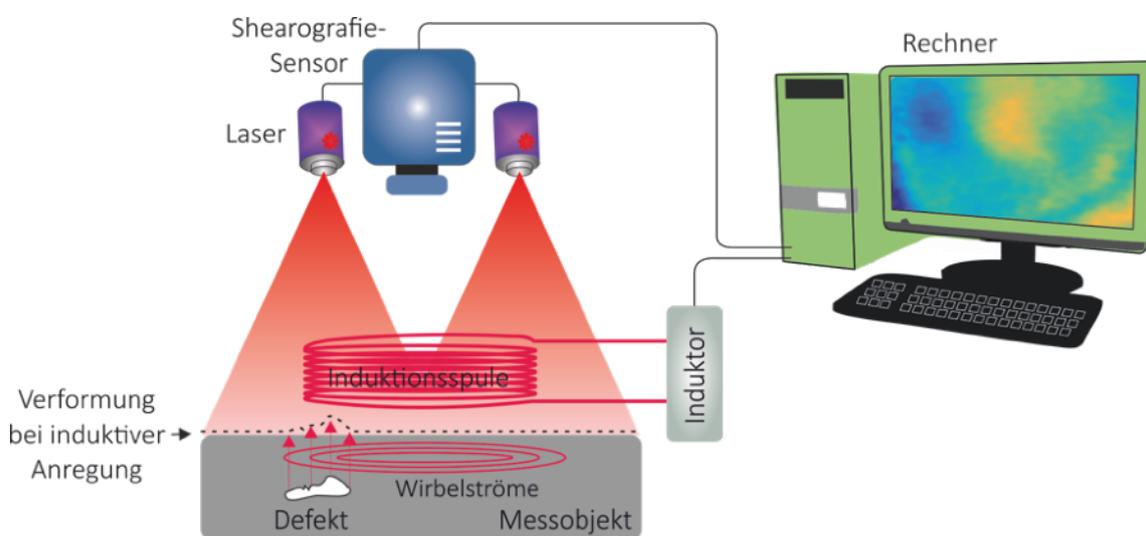


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Prinzips der induktiven Anregung

Die Leitfähigkeit des Prüfwerkstoffes muss nicht sonderlich hoch sein, da die Shearografie eine sehr hohe Empfindlichkeit aufweist. Komplexe Verbundwerkstoffe wie CFK können somit auch mit Hilfe der induktiven Anregung untersucht werden [41]. Nicht leitende Materialien sind aber mit dieser Methode nicht analysierbar. Es bleibt noch abzuwarten, ob diese Anregungsart für die industrielle Praxis Vorteile bietet.

4.1.3 Optische Anregung

Die optische Bauteilanregung gehört zu einer der verbreitetsten Anregungsarten bei der interferometrischen Fehlerdetektion. Die Anregung erfolgt berührungslos und in der Regel mittels Halogenlampen. Die elektromagnetische Strahlung wird vom Messobjekt in Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Oberfläche absorbiert. Die Absorption thermischer Energie wird mittels des Absorptionsgrades α_A beschrieben und entspricht dem Verhältnis der vom Körper absorbierten Strahlung zur Gesamtstrahlung.

Die ankommenden thermischen Wellen führen zu einer Temperaturerhöhung zunächst an der Oberfläche des Prüflings. Anschließend dringt die Strahlung in das Bauteilinnere ein. Dabei sollte beachtet werden, dass nicht alle Werkstoffe gleichermaßen die Strahlung absorbieren. Blanke Metalle oder spiegelnde Oberflächen reflektieren das Licht sehr stark, so dass lediglich ein Bruchteil der ausgesandten thermischen Energie vom Messobjekt absorbiert wird. Das Reflexionsverhalten solcher sogenannter unkooperativen Oberflächen ist nicht im gesamten Spektralbereich der optischen Anregung konstant, so dass eine deutliche Steigerung der Absorption durch eine abgestimmte optische Belastung erzielt werden kann. Bei Aluminium sollte beispielsweise die thermische Anregung im Nah-Infrarotbereich vorgenommen werden, da in diesem Spektralbereich das Verhältnis aus der absorbierten und der reflektierten Strahlungen am höchsten ist. Die Wärmediffusion kann mit Hilfe der folgenden Gleichung beschrieben werden [62]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha_L} \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = 0. \quad (4.1)$$

Mit z wird die Tiefenrichtung der Ausbreitung der thermischen Welle (ins Bauteilinnere) angegeben. Außerdem hängt die Wärmediffusion von der Zeitkomponente t , der Temperatur T und der Temperaturleitfähigkeit α_L ab. Bei einer periodischen Temperaturänderung und eindimensionaler Eindringrichtung kann die Gleichung (4.1) als „thermische Welle“, die sich ins Bauteilinnere ausbreitet, beschrieben werden. Dies ist ein Spezialfall der Lösung der folgenden Wärmediffusionsgleichung [63]:

$$T(z,t) = T_0 e^{-z/\mu} e^{i(\omega_L t - z/\mu)}, \quad (4.2)$$

wobei μ die thermische Diffusionslänge und ω_L die Lockin-Kreisfrequenz angeben.

Als thermische Eindringtiefe wird der Abstand von der Oberfläche des Messobjektes bis zu jener Tiefe bezeichnet, in der die Amplitude der Welle auf ca. 37% der ursprünglichen Größe abgefallen ist. Die thermische Eindringtiefe μ hängt von der Lockin-Frequenz ab und kann deshalb gezielt beeinflusst werden [20]. Die Berechnung der thermischen Eindringtiefe erfolgt mittels der folgenden Gleichung:

$$\mu = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha_L}{\omega_L}} = \sqrt{\frac{\alpha_L}{\pi f_L}} . \quad (4.3)$$

Die tatsächliche Tiefe, in der die Detektierbarkeit von Fehlstellen noch gelingt, entspricht nicht ganz der thermischen Eindringtiefe μ . Erfahrungsgemäß beträgt die maximale Tiefe, bis zu der Fehlstellen noch nachgewiesen werden können, je nach Verfahren das 1,5 bis 2,5-fache von μ .

Auf Grund der hohen Sensitivität der Shearografie im μm - Bereich und insbesondere der Holografie im nm -Bereich reicht bereits eine Temperaturerhöhung des Messobjektes um wenige Grad Kelvin aus, um Fehlstellen zu lokalisieren. Dabei spielt die Wärmeausdehnung der zu untersuchenden Festkörper eine wichtige Rolle. Werkstoffe, die über einen eher geringen Wärmeausdehnungskoeffizient verfügen, müssen folglich stärker angeregt werden, so dass eine höhere Temperaturdifferenz erreicht wird.

Der Wärmeausdehnungskoeffizient α_T ist stoffspezifisch und ist für Volumenkörper V folgendermaßen definiert [64]:

$$\frac{\Delta V}{V} = 3\alpha_T \Delta T . \quad (4.4)$$

Der Wärmeausdehnungskoeffizient von Aluminium beträgt: $\alpha_{TAl} = 23,1 \cdot 10^{-6} K^{-1}$.

4.1.3.1 Ausbreitung und Interferenz von thermischen Wellen

Die optische Anregung der Messobjektoberfläche führt dazu, dass ein Teil der Strahlung absorbiert wird und eine thermische Welle entsteht. Die thermische Welle breitet sich in das Bauteilinnere aus. Auf Grund der thermischen Impedanz Z wird diese Welle an Grenzflächen bzw. Fehlstellen reflektiert [65]. Die Berechnung der thermischen Impedanz erfolgt nach folgender Formel:

$$Z = \frac{A_T}{\underline{j}} . \quad (4.5)$$

Die thermische Impedanz setzt sich aus dem Quotient der eingeleiteten Temperaturamplitude A_T und der erzeugten Amplitude der Wärmestromdichte \underline{j} zusammen. Zur Beschreibung der

Reflexion der thermischen Welle an der Grenzfläche zweier Medien 1 und 2 kann der Reflexionskoeffizient R_{12} , der durch die thermische Impedanz Z beschrieben wird, also

$$R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4.6)$$

eingesetzt werden.

Hinzu kommt noch der Einfluss der möglichen Fehlstellen. Zur Berücksichtigung des von Defekten verursachten Wärmeflusses wird der thermische Kontaktwiderstand W_D eingeführt [65]. Die Gleichung (4.6) kann somit erweitert werden:

$$R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1 - W_D}{Z_2 + Z_1 + W_D}. \quad (4.7)$$

Nach der Einführung des Einflusses einer möglichen Fehlstelle und der Grenzflächen sollen nun Überlagerungseffekte im Bauteilinneren der zum Teil mehrfachreflektierten thermischen Wellen (siehe Abbildung 4.6) diskutiert werden. Die thermischen Wellen verhalten sich ähnlich der elektromagnetischen Strahlung und können folglich miteinander interferieren.

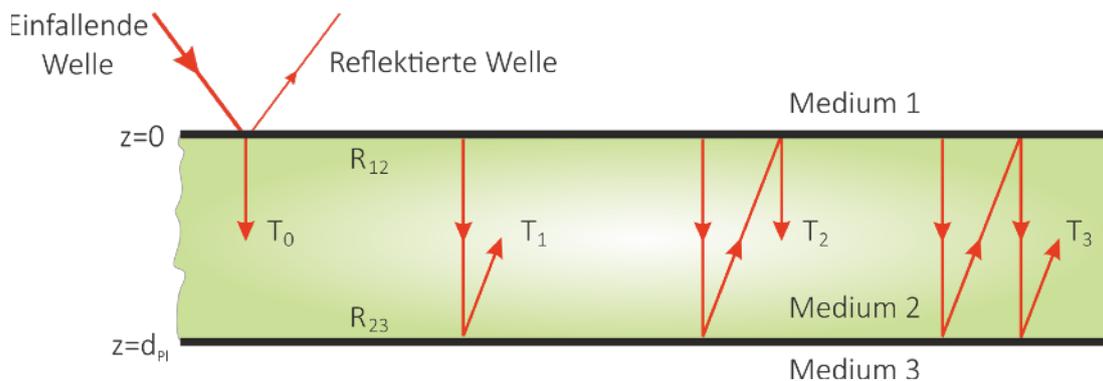


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Ausbreitung von thermischen Wellen im Bauteilinneren nach einer mehrfachen Reflexion an den Grenzflächen der Medien 1 und 3

Die Gleichung der thermischen Welle ergibt sich aus der Lösung der Gleichung (4.2) [66]:

$$T(z,t) = T_0 e^{-\sigma z} e^{i\omega t}. \quad (4.8)$$

Die komplexe thermische Wellenzahl wird mit σ angegeben. Mit Hilfe der Gleichung (4.8) können nun in Abhängigkeit vom Transmissionskoeffizient T_K und dem Reflexionskoeffizient R die an der Grenzfläche auftretenden Effekte, wie beispielsweise Transmission und Reflexion, beschrieben werden. Die Gleichung (4.8) entspricht der einfallenden Lichtwelle, die an der Grenzfläche zweigeteilt wird. Und zwar in eine reflektierte und eine transmittierte Welle. Die Berechnung der reflektierten Welle wird mit Hilfe der folgenden Gleichung bestimmt:

$$T_R(z,t) = T_0 R e^{\sigma z} e^{i\omega t}. \quad (4.9)$$

Die transmittierte Welle hängt vom Transmissionskoeffizienten T_K ab und ist wie folgt definiert:

$$T_T(z,t) = T_0 T_K e^{-\sigma z} e^{i\omega t}. \quad (4.10)$$

Im Folgenden wird nun die transmittierte thermischen Welle weiter betrachtet, die ihrerseits an den Grenzflächen im Bauteilinneren mehrfach reflektiert wird. In Abhängigkeit der Plattendicke d_{pl} und der Zeitkomponente t entsteht eine dreifache Reflexion:

$$\begin{aligned} T_0(z,t) &= T_0 e^{-\sigma z} e^{i\omega t}, \\ T_1(z,t) &= T_0 R_{23} e^{-\sigma(2d-z)} e^{i\omega t}, \\ T_2(z,t) &= T_0 R_{12} R_{23} e^{-\sigma(2d+z)} e^{i\omega t}, \\ T_3(z,t) &= T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-\sigma(4d-z)} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Von Relevanz sind lediglich die Anteile an der Messobjektoberfläche ($z = 0$). Dadurch können die letzten 4 Gleichungen entsprechend vereinfacht werden, also

$$\begin{aligned} T_0(0,t) &= T_0 e^{-\sigma z} e^{i\omega t}, \\ T_1(0,t) &= T_0 R_{23} e^{-2d\sigma} e^{i\omega t}, \\ T_2(0,t) &= T_0 R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma} e^{i\omega t}, \\ T_3(0,t) &= T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-4d\sigma} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Die Gleichungen (4.12) lassen sich als geometrische Reihen darstellen und anschließend aufsummieren. Eine Grenzwertbildung führt letztendlich, wie von Bennett und Patty im Jahre 1982 gezeigt, zu der gesuchten Gleichung für die Oberflächentemperatur [67]:

$$T(0,t) = T_0 e^{i\omega t} \frac{1 + R_{23} e^{-2d\sigma}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma}}. \quad (4.13)$$

Falls die Platte von beiden Seiten mit Luft umgeben ist, sind die Reflexionskoeffizienten R_{12} und R_{23} gleich, so dass die Gleichung (4.13) vereinfacht werden kann und die Oberflächentemperatur folgendermaßen zu bestimmen ist:

$$T(0,t) = T_0 e^{i\omega t} \frac{1 + R e^{-2d\sigma}}{1 - R^2 e^{-2d\sigma}}. \quad (4.14)$$

Im Falle der optischen Anregung wurden mehrere Methoden zur interferometrischen Messobjekt-Untersuchung entwickelt. Im Folgenden werden die vier wichtigsten einzeln vorgestellt.

4.1.3.2 Optische Laser-Anregung

Die Besonderheit der Laser-Shearografie bzw. der Laser-Holografie besteht darin, dass anstatt eines Halogen-Strahlers zur optischen Anregung ein Laser eingesetzt wird. In der Regel werden für die optische Anregung und für die interferometrische Bilderfassung mehrere Laser mit unterschiedlichen Wellenlängen verwendet (siehe Abbildung 4.7). Bei Messverfahren, die eine sehr hohe Empfindlichkeit (z. B. Holografie) aufweisen, kann sowohl die Bauteilanregung als auch die interferometrische Messung mit einem einzigen Laser durchgeführt werden.

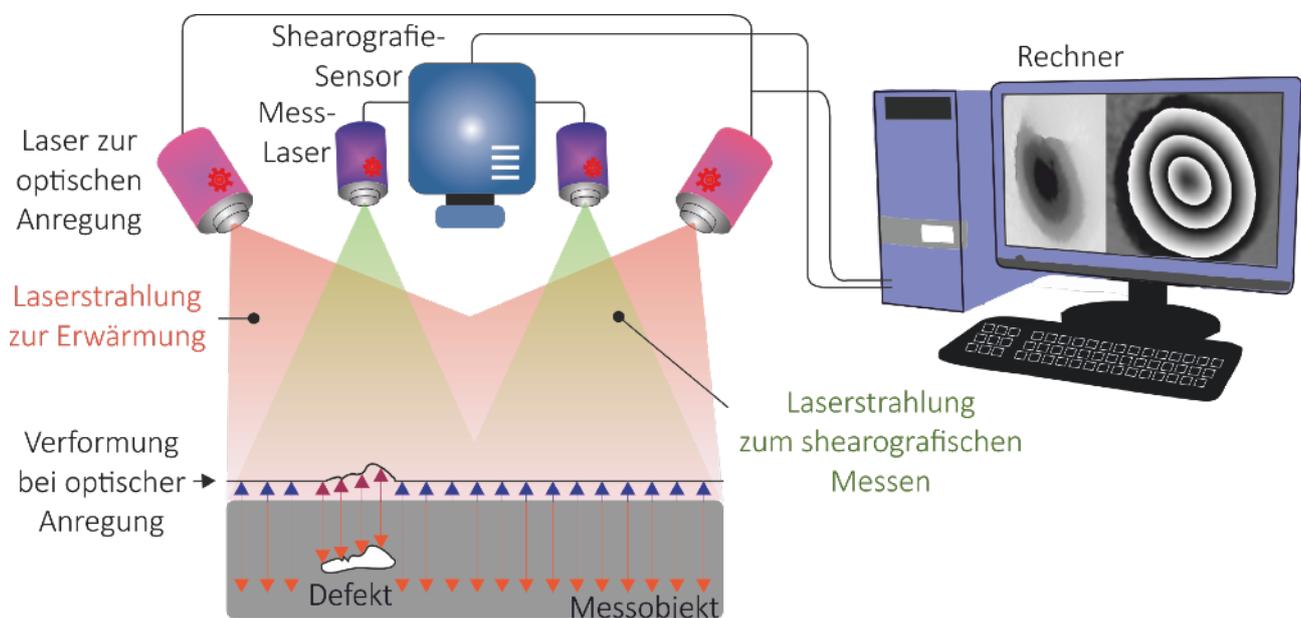


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Prinzips der optischen Laser-Anregung

Das Spektrum des Laserlichtes ist sehr schmalbandig, dadurch werden die Messungen durch den zweiten Laser mit einer anderen Wellenlänge nicht beeinträchtigt. Diese Methode hat den Vorteil, dass einige Werkstoffe auf Grund des höheren Absorptionskoeffizienten im Spektralbereich der Laseranregung besser angeregt werden können. Bei der optischen Laser-Anregung beträgt die Erwärmung des Bauteils in der Regel lediglich wenige Grad Kelvin. Der Grund dafür liegt darin, dass das Laserlicht aufgeweitet werden muss, um die Oberfläche des Prüflings gleichmäßig auszuleuchten. Somit verteilt sich die optische Leistung des Anregungslasers auf eine größere Fläche. Zum Erreichen von für die interferometrischen Messungen geeigneten Verformungen wird deshalb ein ziemlich leistungsstarker Laser benötigt, der einige Watt an Leistung haben sollte. Dabei müssen die besonderen Laserschutzbestimmungen beachtet werden.

Ein Halogen-Strahler bei thermischen Untersuchungen hat üblicherweise deutlich über 500 Watt an Leistung. Um eine derart hohe optische Leistung mit einem Laser zu erreichen, werden sehr leistungsfähige und somit teure Laser und Laser-Komponenten benötigt. Deshalb ist diese Art der

Anregung lediglich für kleinere Messobjekte von Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Belastungsart zur thermischen Anregung von sehr kleinen Messproben (wenige cm^2) mittels eines holografischen Messgerätes, mit der Bezeichnung Mikroferoskop, eingesetzt. Im Kapitel 4.2.2 wird dies näher erläutert.

Die Erwärmung führt in der Regel bei vorhandenen Defekten zu einer ungleichmäßigen Verformung der Bauteiloberfläche. Diese wird mit einem interferometrischen Messsystem erfasst und in Form einer Anomalie dargestellt.

4.1.3.3 Optische Puls-Anregung

Bei der optischen Puls-Anregung wird das zu untersuchende Objekt mit einem kurzzeitigen optischen Energiepuls bestrahlt. Als Wärmequellen kommen hauptsächlich Hochenergie-Blitzsysteme zum Einsatz. Der für die Messungen erforderliche Messaufbau ist in der nächsten Abbildung dargestellt.

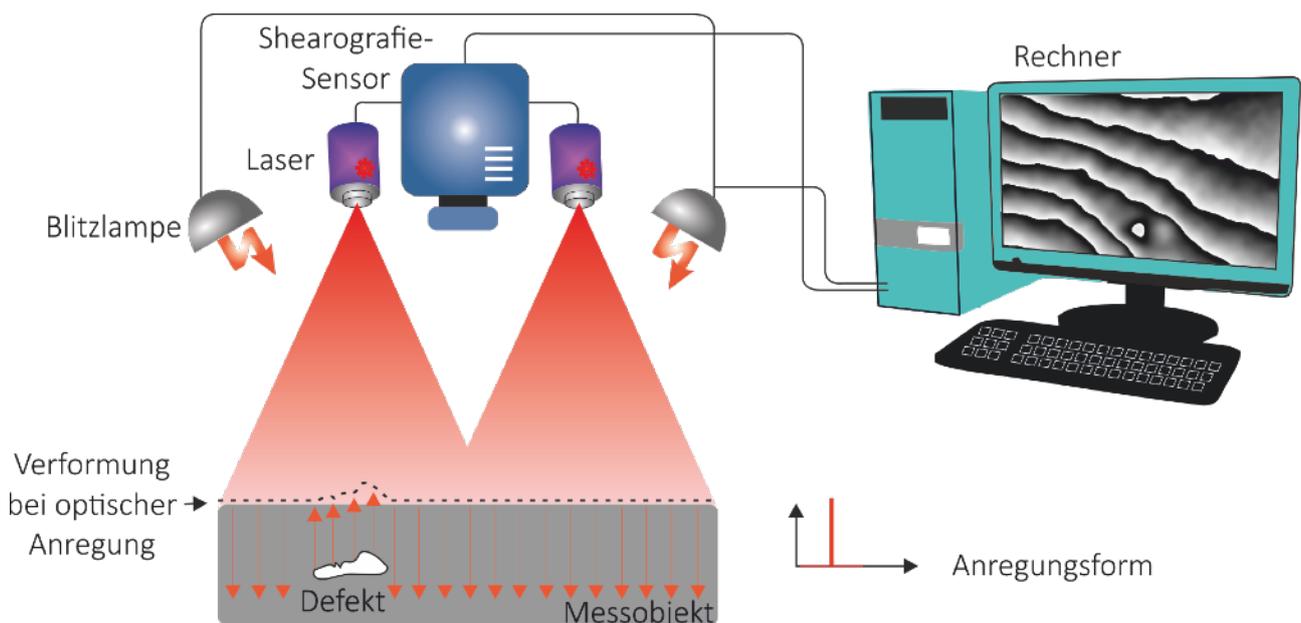


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Prinzips der optischen Puls-Anregung

Von der Oberfläche her dringt die Wärmefront in das Bauteil ein, die Wärmeleitung erfolgt zunächst eindimensional. Erreicht die Wärmefront einen Defekt, so wird hier der Wärmeleitmechanismus gestört. Die Wärme muss um den Defekt herum diffundieren. Die Wärmeleitung erfolgt nun zweidimensional. Dies hat entsprechende Auswirkungen auf die lokale Oberflächentemperatur. Der Defekt wirkt sich hier wie eine innere Wärmequelle aus. Die Oberflächentemperatur um die Fehlstelle herum hat einen anderen zeitlichen Verlauf. Nach dem Passieren des Defektes ist der Wärmeleitmechanismus der Wärmefront wieder eindimensional. Bei der Messung kommt es darauf an, den Zeitraum der zweidimensionalen Wärmeleitung zu erfassen. Dieser kann, insbesondere bei guten Wärmeleitern, sehr kurz sein. Diese Anregungsart erfordert also ein

entsprechend schnell arbeitendes Messsystem und der Zeitpunkt der Anregung muss genau mit dem Zeitpunkt der Bildaufnahme synchronisiert werden.

Diese Anregungsart ist insbesondere für die Anwendungen interessant, die besonders schnell durchzuführen sind. Das können z. B. Messungen unter nicht optimalen Umgebungsbedingungen sein. Bei Untersuchung von großen Flächen oder hohen Stückzahlen ist diese Methode ebenfalls von Vorteil. In Bezug auf die Detektierbarkeit von Fehlstellen ist die Puls-Anregung jedoch vergleichsweise suboptimal. Bei der transienten Anregung oder den Lockin-Messungen fließen vergleichsweise viele Aufnahmen in die Auswertung ein und werden bei der Fehlerdetektion somit auch berücksichtigt. Eine hohe Anzahl an Einzelmessungen erhöht signifikant die Fehlerauffindwahrscheinlichkeit.

4.1.3.4 Optisch transiente Anregung

Die optisch angeregten, transienten Messungen beruhen auf einem ähnlichen Prinzip wie die Puls-Anregung. Man verzichtet hier jedoch auf eine möglichst kurzzeitige Einbringung der Energie in Form eines Impulses. Stattdessen wird die Energie über einen gewissen Zeitraum in Form eines Rechtecksignals zugeführt. Hierdurch können, ähnlich wie bei der Lockin-Thermografie, einfache Wärmequellen, wie zum Beispiel Halogenstrahler, verwendet werden. Die nachfolgende Abbildung 4.9 zeigt den Messaufbau bei transienter Anregung.

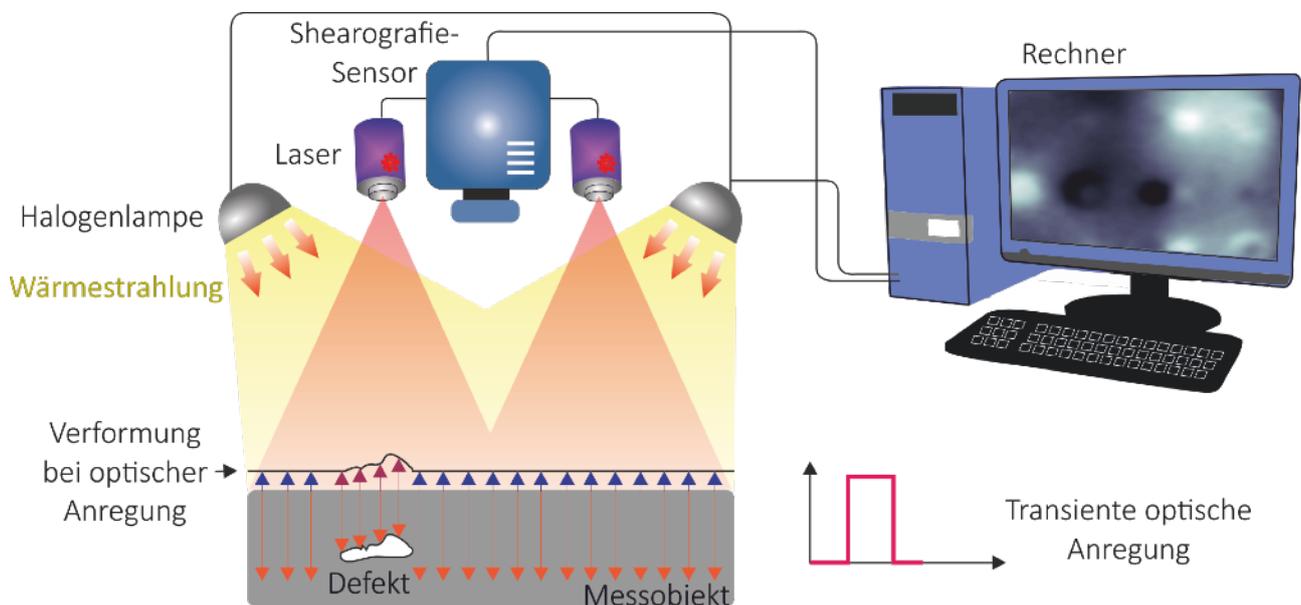


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des Prinzips der optisch transienten Anregung

Bei der transienten Belastung spielen zwei unterschiedliche Mechanismen eine Rolle. Während der Belastung tritt im Bereich der Fehlstelle örtlich eine höhere Oberflächenverformung auf Grund der lokal geringeren Steifigkeit auf. Nach einer kurzen Abkühlphase ist die Verformung nicht mehr detektierbar. Der zweite Effekt ist erst danach zu beobachten. Zwar wird die Wärme großflächig eingeleitet, aber die Defekte im Bauteilinneren führen dazu, dass die Wärmeabfuhr nicht überall gleichmäßig möglich ist. Im Bereich der Fehlstelle ist eine höhere Temperatur und somit auch eine

überproportional große Verformung der Messobjektoberfläche zu beobachten. Die beiden Mechanismen führen zu einer zeitlich längeren Detektierbarkeit von zum Beispiel inneren Impactschäden.

Während des Abkühlvorgangs kann die Referenzaufnahme erneuert werden, so dass ein Vergleich nicht mit dem unbelasteten Zustand erfolgt, sondern der ganze Vorgang in einzelne Messungen zerlegt und auf diese Weise untersucht wird. Aus der aufgenommenen Reihe an Interferogrammen können anschließend die besonders aussagekräftigen Ergebnisse ausgewählt und zum Nachweis von Fehlstellen herangezogen werden (siehe Abbildung 4.10). Durch eine ständige Aktualisierung des Referenzzustandes geht jedoch die Information bezüglich der Tiefe des Defektes verloren.

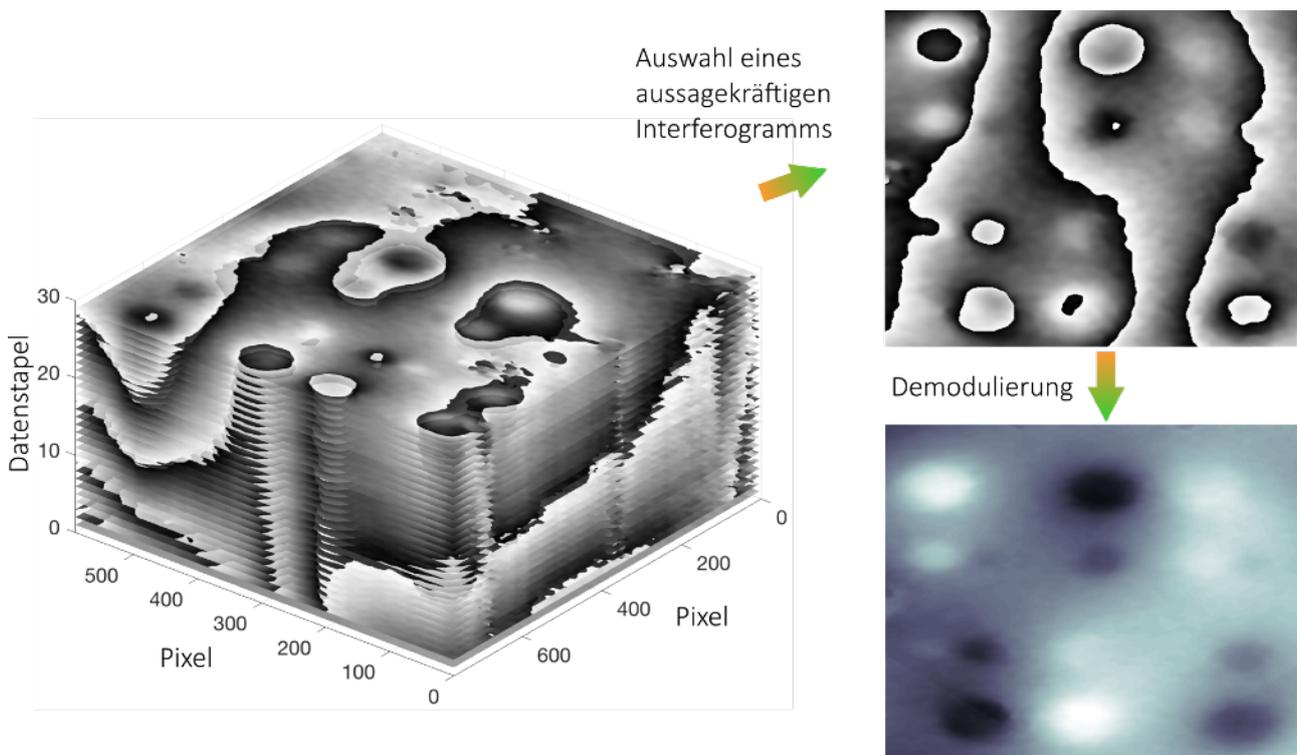


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Prinzips der transienten Anregung zwecks Fehlstellendetektion. Aus dem interferometrisch aufgenommenen Datenstapel erfolgt die Auswahl eines aussagekräftigen Interferogramms mit anschließender Filterung und Entfaltung. Untersucht wurde eine Aluminiumplatte mit den Abmessungen $165 \times 165 \text{ mm}^2$ und einer Dicke von 10 mm mit diversen Sacklochbohrungen unterschiedlicher Tiefe

4.1.3.5 Optische Dual-Burst-Anregung

In der Praxis kann bei der vorhandenen Möglichkeit, das Bauteil über einen längeren Zeitraum zu untersuchen, eine etwas andere Vorgehensweise angewandt werden. Zunächst erfolgt eine starke Aufheizung des Messobjektes. Dabei kann der Messbereich der Shearografie bzw. der Holografie sogar überschritten werden. Anschließend wird die optische Wärmezufuhr unterbrochen, so dass das Messobjekt nach einer gewissen Zeit die ursprüngliche Ausgangstemperatur erreicht. Bevor jedoch das passieren kann, wird während des Abkühlvorganges der momentane Zustand interferometrisch aufgenommen (siehe Abbildung 4.11). Der Prüfling wird nun erneut langsam mittels eines Strahlers erwärmt. Die Erwärmung erfolgt aber nicht mehr ganz so schnell wie in der ersten Untersuchungs-Phase. Das Messobjekt erreicht nach einer gewissen Zeit eine homogene und konstante Temperaturverteilung und wird erneut interferometrisch erfasst. Der shearografische bzw. holografische Vergleich erfolgt also zwischen zwei belasteten Zuständen.

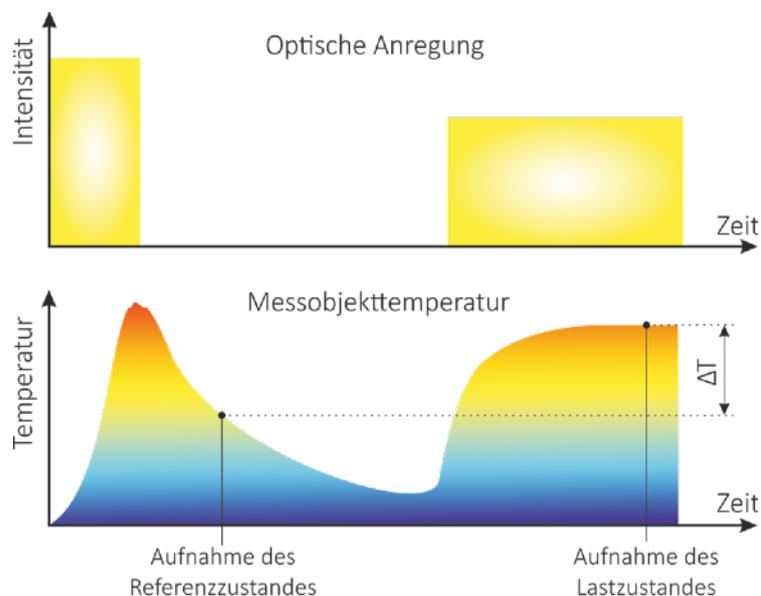


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung des Prinzips der optischen Dual-Burst-Anregung

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die gleichmäßige Messobjektausdehnung aus dem Messergebnis weitestgehend eliminiert wird. Daraus resultiert ein höherer Kontrast und dementsprechend eine deutlich verbesserte Fehlerauffindwahrscheinlichkeit. Diese Methode wird als Dual-Burst-Shearografie bzw. -Holografie bezeichnet [41].

Die klassische Messung mittels der zeitlichen Phasenschiebung soll möglichst schnell, mehr als 15 Bilder pro Sekunde, zunächst den Referenzzustand und anschließend den Lastzustand erfassen. Dies liegt daran, dass ein dynamischer Vorgang aufgenommen wird und zwischen den einzelnen Aufnahmen nicht viel Zeit vergehen darf.

4.1.3.6 Optische Lockin-Anregung

Diese Anregungsmethode ist vor allem als optisch angeregte Lockin-Thermografie bekannt. Es ist aber möglich, nicht die Temperaturverteilung an der Messobjektoberfläche, sondern die durch die thermische Anregung verursachte Verformung zu analysieren, um die inneren Fehlstellen zu detektieren. Bei der optisch angeregten Lockin-Shearografie bzw. -Holografie wird die Oberfläche des Messobjektes mit einer harmonisch modulierten Energie, beispielsweise in Sinus-Form, periodisch beaufschlagt. Vom Prinzip her ist es ebenfalls möglich, bei der Lockin-Methode anstatt der optischen Anregung beispielsweise hydrostatische oder auch jede andere modulierbare Anregungsform einzusetzen.

Die Auswertung der interferometrisch aufgenommenen Informationen erfolgt mittels der Fourier-Transformation. Das Ziel ist die Bestimmung des Phasenbildes und des Amplitudenbildes. Besonders die Phasenbilder sind aussagekräftig und liefern Informationen bezüglich der Tiefe der verborgenen Fehlstellen [63]. Die nächste Abbildung 4.12 zeigt den optischen Messaufbau bei einer Lockin-Anregung.

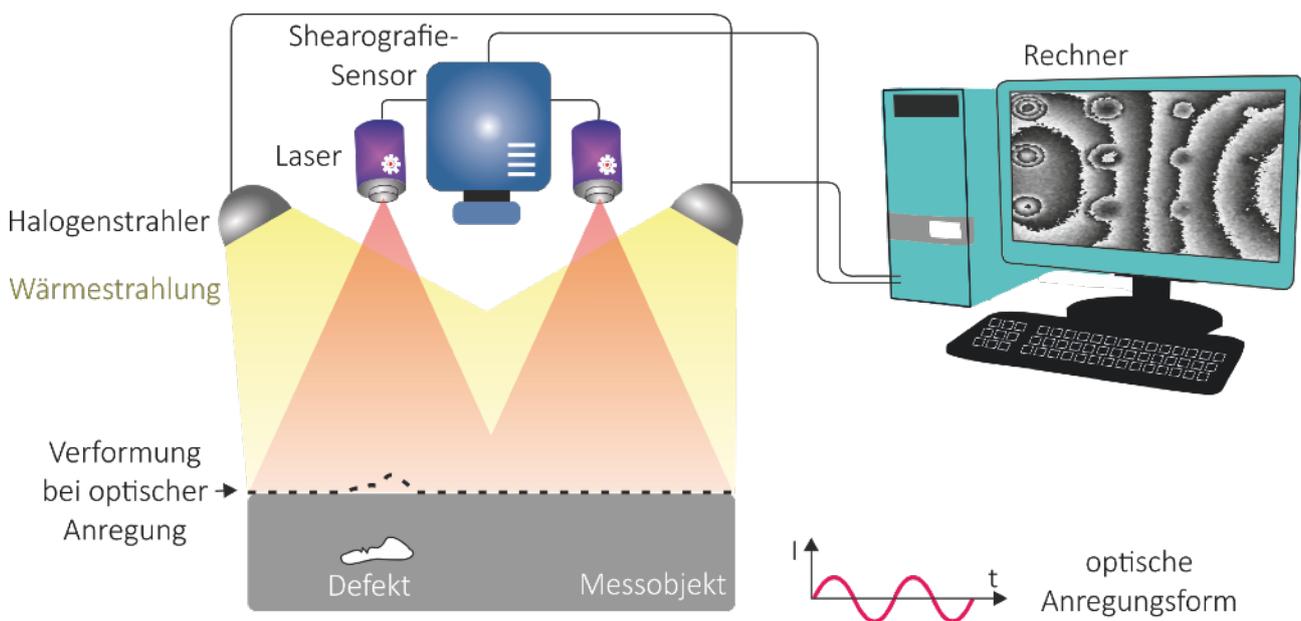


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Prinzips der optischen Lockin-Anregung

Als Wärmequellen dienen meistens normale Halogenlampen. Von der Oberfläche aus setzt sich die aufgeprägte Temperaturmodulation als thermische Welle in das Innere des Bauteils fort. Dabei wird sie gedämpft und negativ phasenverschoben. An Grenzflächen oder Defekten wird die thermische Welle teilweise reflektiert. An der Bauteiloberfläche findet anschließend eine Überlagerung der vom Defekt reflektierten thermischen Welle und der äußeren periodischen Anregung. Dadurch entsteht eine lokal vom Rest des Bauteils abweichende, modulierte Verformung der Messobjektoberfläche und die Fehlstelle kann als eine Anomalie im Phasenbild registriert werden. Zusätzlich entstehen eine Phasen- und eine Amplituden-Modulation der ankommenden thermischen Wellen durch die vom Defekt reflektierten Welle.

Der interferometrische Sensor und die Wärme-Strahler sind mit entsprechenden Filtern auszustatten, damit die optische Anregung die Messung auf Grund inkohärenter Strahlung nicht stört. Dies ist dadurch begründet, dass die Anregung und die Messung zeitgleich ablaufen und zum Teil im gleichen Spektralbereich arbeiten.

Messablauf und Auswertung der mittels der Lockin-Anregung erfassten Informationen

Die Anregung des Prüflings erfolgt moduliert. Von der Frequenz der Anregung f_L hängt die maximale Tiefe ab, in der die Fehlstelle noch nachgewiesen werden kann (siehe Gleichung 4.3). Während der thermischen Anregung erfolgt kontinuierlich eine hinreichend schnelle, mehr als 20 Bilder pro Sekunde, interferometrische Erfassung der Oberflächenverformung mittels der Holografie bzw. der Verformungsgradienten mittels der Shearografie.

Die aufgenommenen Interferogramme, also die relative Phasenänderung, werden im nächsten Schritt demoduliert. Nach dem Entfalten erfolgt eine Fourier-Transformation des zeitlichen Signals $f(t)$ [65] und zwar mit Hilfe der folgenden Gleichung:

$$F_{\omega} = \int_0^T f(t) e^{-i\omega_0 t} dt. \quad (4.15)$$

Das Integral ist als Summe darstellbar, da es sich im Falle der interferometrischen Messung um einzelne Aufnahmen handelt [41], so dass gilt

$$F_{\omega_0} \approx \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N f(t_n) (\cos(\omega_0 t_n) + i \sin(\omega_0 t_n)) = \operatorname{Re} F_{\omega_0}^2 + i \operatorname{Im} F_{\omega_0}^2. \quad (4.16)$$

Mit ω_0 wird die Anregungskreisfrequenz angegeben. Nun können das Amplituden- A_L und das Phasenbild φ_L berechnet werden:

$$A_L = \sqrt{\operatorname{Re}(F_{\omega_0}^2) + \operatorname{Im}(F_{\omega_0}^2)}, \quad (4.17)$$

$$\varphi_L = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im}(F_{\omega_0})}{\operatorname{Re}(F_{\omega_0})} \right). \quad (4.18)$$

Das Amplitudenbild A_L gibt die Auslenkung der thermisch erzeugten Verformung an. Das Phasenbild φ_L extrahiert die Verzögerung zwischen der Anregung und der Antwort des Messobjektes als resultierende Verformung. Auf Grund der gewichteten Mittelung des ganzen Bildstapels sind die resultierenden Bilder wesentlich weniger mit Rauschen behaftet [20]. Die optisch angeregte Lockin-Shearografie ist insbesondere für die Untersuchung von großen Bauteilen aus Faserverbundwerkstoffen geeignet.

4.1.4 Ultraschall-Anregung

Als Ultraschall werden üblicherweise Frequenzen oberhalb des Hörvermögens ($\sim 16 - 20\text{kHz}$) des Menschen bezeichnet. Die Ultraschall-Prüfung ist unter anderem eine Methode, um Aussagen bezüglich von im Bauteil verborgenen Defekten zu erhalten. Beim klassischen Ultraschallverfahren werden mechanische Wellen mit Hilfe von Ultraschallköpfen in das Bauteil eingeleitet. Die Schallwellen breiten sich in unterschiedlichen Medien mit verschiedenen Geschwindigkeiten aus. An Grenzflächen werden die Wellen teilweise reflektiert. Trifft also die Schallwelle auf die Rückwand des Bauteils, wird sie reflektiert und vom Empfänger, der meistens im Prüfkopf integriert ist, registriert. Anhand der bekannten Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls und der gemessenen Zeit zwischen dem Senden und dem Empfangen des Signals kann der zurückgelegte Weg bestimmt werden.

Fehlstellen im Bauteilinneren reflektieren den Schallimpuls ebenfalls. Auf Grund der kürzeren Laufzeit, da die Schallwelle nicht bis zur Rückwand läuft, sind die Defekte von den Reflexionen von der Rückwand des Prüflings in der Regel deutlich unterscheidbar und somit als solche detektierbar.

Die interferometrischen Messverfahren mit der Ultraschall-Anregung verzichten auf den Empfänger und somit auf eine direkte Registrierung des rückgestreuten Schalls. Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Methoden zur Detektion von Fehlstellen mittels der Ultraschall-Anregung in Verbindung mit der Speckle-Messtechnik. Die erste Methode basiert auf der Rissuferreibung von einigen Defektarten bei Beschallung mit Ultraschall-Wellen. Durch die Reibung entstehen lokale Erwärmungen und somit Verformungen, die interferometrisch erfasst werden. Die zweite Methode beruht auf der Erzeugung von elastischen Wellen (z.B. Lamb-Wellen) in Plattenstrukturen, die als solche an der Messobjektoberfläche visualisiert werden können. Trifft eine elastische Welle auf einen Defekt wird sie gestreut und überlagert sich mit den anderen Wellen. Dadurch kann der innere Defekt visualisiert werden.

4.1.4.1 Ultraschall-Anregung zwecks Defektuferreibung

Bei der Erzeugung von Schallwellen können sowohl klassische als auch luftgekoppelte Ultraschall-Anreger eingesetzt werden. Eine Anregung mit einer Ultraschall-Sonotrode führt bei kraftschlüssigen Defekten zur Reibung von Randbereichen und zum Entstehen von lokalen Wärme- und somit Dehnungskonzentrationen. Die entstehenden Hotspots können sowohl mittels der Thermografie, als auch mit den interferometrischen Verfahren, wie der Shearografie bzw. der Holografie, defektselektiv lokalisiert werden [69, 20].

Der prinzipielle Messaufbau unterscheidet sich lediglich unwesentlich von den bereits vorgestellten Anregungsarten. Der Hauptunterschied besteht darin, dass die Belastung mittels eines Ultraschall-Anregers erfolgt (siehe Abbildung 4.13), der mit dem Rechner in der Regel nicht verbunden wird.

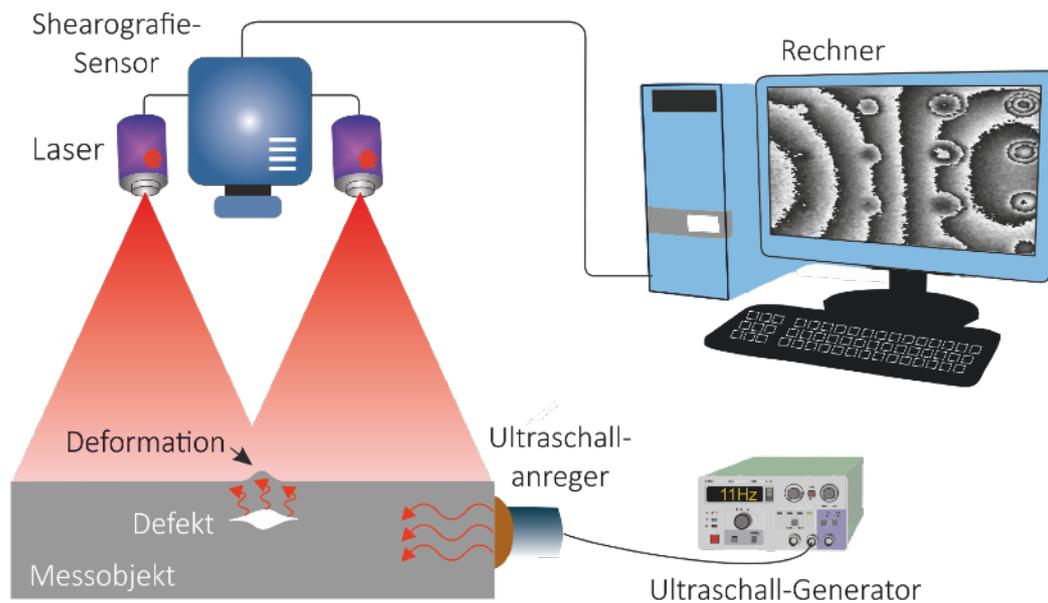


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Prinzips der Ultraschallanregung (bei Rissuferreibung)

Um die Bildung von stehenden Wellen zu vermeiden, die bei einer monofrequenten Anregung entstehen, wird während der Messung eine ständige Frequenzänderung vorgenommen. Stehende Wellen führen einerseits zum Entstehen von Schwingungsknoten, die lokal auf Grund der sehr kleinen Amplitude eine Anregung und somit Detektion von Fehlstellen in diesen Bereichen unmöglich machen. Andererseits wird im Bereich der Schwingungsbäuche eine lokale, störende Erwärmung auf Grund der hohen Amplituden verursacht.

Der Vorteil dieses Verfahrens besteht primär darin, dass keine störende Starrkörperverformung bzw. -verschiebung durch die Anregung, während der Messung, verursacht werden. Lediglich im Bereich der Fehlstelle entstehen Verformungen bzw. Dehnungen. Der Nachteil dieser Methode resultiert daraus, dass nicht alle Defektarten auf Grund der fehlenden Interaktion der Randbezirke und somit der notwendigen mechanischen Verluste im Bereich der Fehlstelle detektiert werden können.

Zur Detektion von Fehlstellen mittels der Ultraschall-Anregung sind sowohl die Shearografie als auch die Holografie geeignet. Auf Grund der geringen Verformung im Bereich des Defektes ist die Holografie jedoch besser geeignet. Die Schwingungsamplitude ist während der Anregung jedoch oftmals zu groß, um simultan Messungen vorzunehmen. Das Messobjekt wird also zunächst im Grundzustand interferometrisch aufgenommen und anschließend mittels des Ultraschalls belastet. Je nach Anregungsenergie dauert die Belastungsphase einige Sekunden. Nach der Belastung wird sofort eine zweite Aufnahme durchgeführt und die relative Phasenänderung bestimmt. Erst jetzt ist die Beurteilung und Detektion der Fehlstellen anhand der Interferogramme möglich. Es ist ersichtlich, dass im praktischen Einsatz einige Messungen vorzunehmen sind, um eine einigermaßen zuverlässige Aussage treffen zu können. Ein neuer Ansatz wird in [20] vorgeschlagen. Die neue Methode unterscheidet sich dadurch, dass die Anregung mittels eines Ultraschall-Impulses erfolgen soll, um die Messdauer signifikant zu verkürzen.

4.1.4.2 Ultraschall-Anregung zwecks Erzeugung von Lamb-Wellen

Geführte Plattenwellen werden als Lamb-Wellen bezeichnet. Die Lamb-Wellen sind eine Überlagerung aus Kompressions- bzw. Druckwellen und zur Platte vertikalen Scherwellen. Die beiden Wellenarten sind in der Abbildung 4.14 dargestellt. Die Entdeckung gelang im Jahre 1917 H. Lamb [68, 70]. Die Lamb-Wellen werden zum Nachweis von verborgenen Defekten in spezifischen Fällen eingesetzt. Wegen der kleinen Amplitude und der zum Teil großen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von geführten Wellen wird üblicherweise ein Laservibrometer zum Visualisieren der Wellenfelder eingesetzt [71, 74]. Bildgebende Ultraschallprüfung ist ebenfalls eine der Möglichkeiten zur Visualisierung von Lamb-Wellen [72]. Die ersten Ansätze zur Messung von Wellenfeldern mittels der Holografie wurden im Rahmen von einigen Forschungsarbeiten veröffentlicht [73, 75]. Auch die Shearografie kann in Verbindung mit dieser Anregungsart zur Detektion von verborgenen Fehlstellen unter Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt werden [76]. Der dabei genutzte Ansatz zur Bestimmung der Verformung anhand der gemessenen Dehnung ist in [83] veröffentlicht. Trotz einiger Forschungsarbeiten ist diese Anregungsmethode noch nicht weit verbreitet und zählt zu den neueren Methoden, insbesondere in Kombination mit der Shearografie.

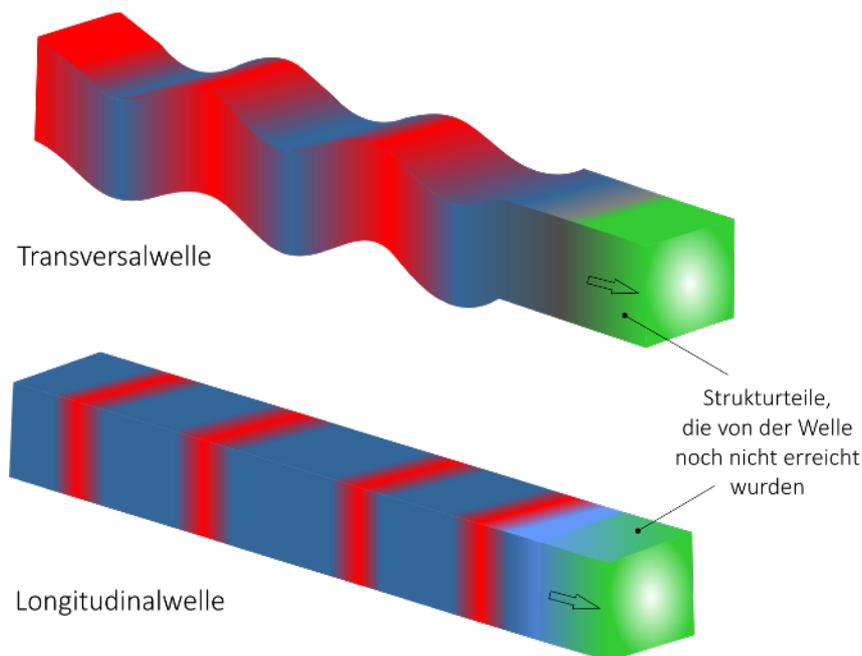


Abbildung 4.14: Zwei grundsätzliche Wellentypen, oben: Scher-, Transversal- oder auch als Schubwelle bezeichnet; unten: Druck-, Längs- oder Longitudinalwelle genannt

Zur interferometrischen Visualisierung von Lamb-Wellen mittels der Shearografie oder auch der Holografie ist der Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera oder einer stroboskopischen Ausleuchtung des Messobjektes nötig (siehe Kapitel 5.1.3). Dies begründet sich darin, dass die geführten Wellen eine hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit haben und mit einer handelsüblichen Industriekamera nicht erfasst werden können.

Zur Anregung von Lamb-Wellen existiert eine Vielzahl an unterschiedlichen Methoden. Die wohl einfachste und deshalb auch weit verbreitete Möglichkeit stellt die Verwendung eines piezokeramischen Shakers (PZT) dar. Es werden aber auch oftmals sogenannte Dicken- bzw. Scherschwinger verwendet [71]. Diese Methoden ermöglichen jedoch lediglich eine breitbandige Anregung von verschiedenen Wellenarten. Zur selektiven Anregung von Lamb-Wellen werden Keilwandler eingesetzt. Der Keilwandler besteht aus einem Dickenschwinger, der auf einem keilförmigen Körper angebracht wird [77]. Eine weitere Möglichkeit der gezielten Anregung von Lamb- bzw. Rayleigh-Wellen stellen die Kammwandler dar [78]. Auf einem ähnlichen Funktionsprinzip basieren die Integral- und Einphasenschwinger. Fokussierte Laser sind ebenfalls in der Lage, bei einer impulsartigen Energiefreisetzung geführte Wellen entstehen zu lassen [71].

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Piezoaktoren mit unterschiedlichen Dimensionen zur Erzeugung von geführten Wellen benutzt. In Verbindung mit der Holografie werden dünne Piezokeramiken direkt mit der Oberfläche des Prüflings verklebt und mittels einer modulierten Sinus-Schwingung angeregt. Bei shearografischen Untersuchungen wird eine größere Amplitude der resultierenden, elastischen Welle benötigt. Je nach Bauteileigenschaften und der Dicke der zu untersuchenden Platte reichen die dünnen Piezoscheiben oftmals nicht mehr aus. Deshalb wird ein Piezoshaker mit verschiedenen Aufsätzen eingesetzt.

Der optische Messaufbau ist bei der Untersuchung mittels der Lamb-Wellen etwas komplexer als bei den zuvor vorgestellten Anregungs-Methoden (siehe Abbildung 4.15), da zusätzlich ein Frequenzgenerator und ein Triggersystem für die stroboskopische Messobjekt-Beleuchtung erforderlich sind. Mittels des Frequenzgenerators wird die Anregungsfrequenz eingestellt. Die Anregung ist zusätzlich mit der Laserbeleuchtung mittels eines Triggersystems zu synchronisieren, so dass von dem Messsystem ein quasi-statischer Zustand erfasst wird.

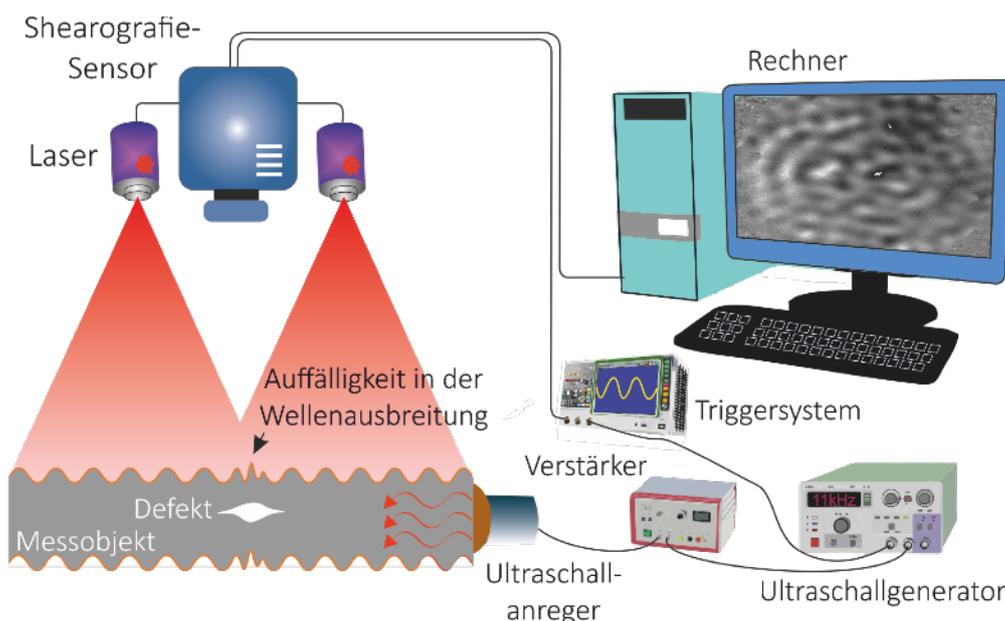


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung des Prinzips der Ultraschallanregung (mittels Lamb-Wellen)

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lamb-Wellen ist eine Funktion der Anregungsfrequenz und der Plattendicke (vgl. Abbildung 4.16). Ebenfalls von der Frequenz hängen die Wellenamplitude und die erzeugte Wellenlänge ab. Mit Hilfe von sogenannten Dispersionskurven wird dieser Sachverhalt für verschiedene Werkstoffe beschrieben. Im niedrigen Frequenzbereich ist die Geschwindigkeit der elastischen Wellen verhältnismäßig gering. Zu beachten ist außerdem, dass bei niedrigen Anregungsfrequenzen lediglich 2 Lamb-Wellenmoden (A_0 und S_0) vorkommen können. Deshalb findet die Erzeugung von geführten Wellen bevorzugt in diesem Frequenzbereich statt.

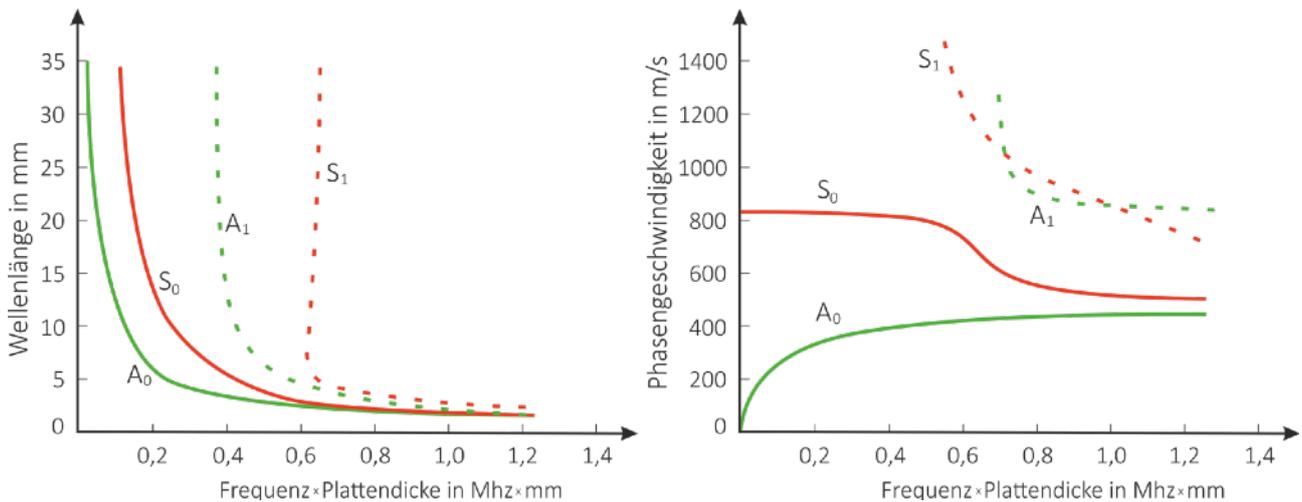


Abbildung 4.16: Qualitative Darstellung der Wellenlänge (links) und der Phasengeschwindigkeit (rechts) für eine Aluminiumplatte in Abhängigkeit von der Plattendicke und der Anregungsfrequenz

Mathematische Beschreibung der Lamb-Wellen

Einen bedeutenden Beitrag zur Entwicklung der Theorie der Lamb-Wellen-Erzeugung und Wellen-Ausbreitung in isotropischen Platten-Strukturen leistete im Jahre 1967 Igor Viktorov [78]. Die nachfolgende Herleitung der Wellen-Gleichungen wurde von Giurgiutiu im Jahre 2005 präsentiert [79]. Die Lamb-Wellen entstehen aus der konstruktiven Überlagerung von akustischen, mehrfach reflektierten Volumenwellen in einer Plattenstruktur [71]. Den Ausgangspunkt stellen die elastischen Potentiale Φ_{El} und Ψ_{El} der transversalen und der longitudinalen Schallwellen in der Platte dar, also

$$\frac{\partial^2 \Phi_{El}}{dx^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{El}}{dy^2} + \frac{\omega^2}{c_s^2} \Phi_{El} = 0, \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_{El}}{dx^2} + \frac{\partial^2 \Psi_{El}}{dy^2} + \frac{\omega^2}{c_p^2} \Psi_{El} = 0. \quad (4.20)$$

Die Gleichungen (4.19) und (4.20) enthalten folgende physikalischen Größen: c_S Geschwindigkeit der Scher- oder Sekundärwelle, c_P Geschwindigkeit der Druckwelle, ω Winkelfrequenz, x Ausbreitungsrichtung und y Koordinate in Dickenrichtung der Platte.

Die Geschwindigkeitskomponenten der Scher- bzw. Druckwellen hängen von den Lamé-Konstanten λ_L , μ_L und der Materialdichte ρ ab und werden folgendermaßen berechnet:

$$c_S^2 = \frac{\mu_L}{\rho}, \quad (4.21)$$

$$c_P^2 = \frac{\lambda_L + 2\mu_L}{\rho}. \quad (4.22)$$

Die Lamé-Konstanten sind dabei wie folgt definiert [70]:

$$\mu_L = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)}, \quad (4.23)$$

$$\lambda_L = \frac{\nu \cdot E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (4.24)$$

Darin sind E der Elastizitätsmodul und ν die Poissonzahl (Querkontraktionszahl).

Die allgemeine Lösung der Gleichungen (4.19) und (4.20) unter Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit von $e^{-i\omega t}$ lautet [79]:

$$\Phi_{El} = [A_1 \sin(k_1 \cdot y) + A_2 \cos(k_1 \cdot y)] e^{i(\xi x - \omega t)}, \quad (4.25)$$

$$\Psi_{El} = [B_1 \sin(k_2 \cdot y) + B_2 \cos(k_2 \cdot y)] e^{i(\xi x - \omega t)}. \quad (4.26)$$

Mit A_1, A_2, B_1, B_2 werden die Integrationskonstanten angegeben. Die Wellenzahl ξ ist dabei wie folgt definiert: $\xi = \omega/c_L$. Bei der Berechnung der Wellenzahl spielt also die Lichtgeschwindigkeit c_L eine wichtige Rolle.

Die Integrationskonstanten A_1, A_2, B_1, B_2 sind aus den Randbedingungen zu ermitteln. Die Faktoren k_1 und k_2 werden mit Hilfe der eingeführten Wellenzahl ξ bestimmt:

$$k_1^2 = \frac{\omega^2}{c_S^2} - \xi^2 \quad \text{und} \quad k_2^2 = \frac{\omega^2}{c_P^2} - \xi^2. \quad (4.27)$$

Da für die physikalische Beschreibung die Verschiebungen (u_x, u_y), Dehnungen (ε_x) und die Spannungen (τ_{yx}, τ_{yy}) vor allem von Interesse sind, sollen diese eingeführt werden [79]:

$$u_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad u_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (4.28)$$

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad (4.29)$$

$$\tau_{yx} = \mu_L \left(2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) \quad \text{und} \quad \tau_{yy} = \lambda_L \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right) + 2\mu_L \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \right). \quad (4.30)$$

Nach dem Einsetzen der Gleichungen (4.25, 4.26) in (4.28) und dem anschließenden partiellen Differenzieren werden die Verschiebungen u_x, u_y bestimmt:

$$u_x = \left[\left(A_2 i \xi \cos(k_1 y) + B_1 k_2 \cos(k_2 y) \right) + \left(A_1 i \xi \sin(k_1 y) - B_2 k_2 \cos(k_2 y) \right) \right] e^{i(\xi x - \omega t)}, \quad (4.31)$$

$$u_y = \left[- \left(A_2 k_1 \sin(k_1 y) + B_1 i \xi \sin(k_2 y) \right) + \left(A_1 k_1 \cos(k_1 y) - B_2 i \xi \cos(k_2 y) \right) \right] e^{i(\xi x - \omega t)}. \quad (4.32)$$

Die Terme in den beiden letzten Gleichungen (4.31 und 4.32) sind so aufgeteilt, dass die erste Hälfte der Gleichung der symmetrischen und die zweite der antisymmetrischen Bewegungen der Welle entsprechen. Dieser Sachverhalt ist für die Lamb-Wellen typisch. Für eine freie Wellenausbreitung und unter der Bedingung der spannungsfreien Ober- und Unterseite der zu untersuchenden Platte können schließlich die charakteristischen Gleichungen für die symmetrische und antisymmetrischen Lamb-Wellen formuliert werden [79]:

$$D_S = \left(\xi^2 - k_2^2 \right)^2 \cos(k_1 d_{/2}) \sin(k_2 d_{/2}) + 4 \xi^2 k_1 k_2 \sin(k_1 d_{/2}) \cos(k_2 d_{/2}) = 0, \quad (4.33)$$

$$D_A = \left(\xi^2 - k_2^2 \right)^2 \sin(k_1 d_{/2}) \cos(k_2 d_{/2}) + 4 \xi^2 k_1 k_2 \cos(k_1 d_{/2}) \sin(k_2 d_{/2}) = 0. \quad (4.34)$$

Dabei stehen D_S für eine symmetrische Lamb-Welle und D_A für eine antisymmetrische Lamb-Welle. Mit $d_{/2}$ wird die halbe Dicke der Platte berücksichtigt.

Die beiden letzten Gleichungen können in eine kompaktere Form überführt werden. Diese Gleichung wird auch als Rayleigh–Lamb-Gleichung bezeichnet [80] und wie folgt berechnet:

$$\frac{\tan k_1 d_{/2}}{\tan k_2 d_{/2}} = - \left[\frac{4\xi^2 k_1 k_2}{(\xi^2 - k_2^2)^2} \right]^{\pm 1} \quad (4.35)$$

Mit ± 1 wird angegeben, ob es sich um eine symmetrische $+1$ bzw. antisymmetrische -1 Lamb-Welle handelt. Die symmetrischen Moden werden üblicherweise mit S_0, S_1, S_2, \dots und die antisymmetrischen mit A_0, A_1, A_2, \dots gekennzeichnet. Dadurch, dass die Koeffizienten k_1, k_2 aus der Gleichung (4.27) eine Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit ω und somit der Frequenz zeigen, sind die Lösungen der Gleichung (4.35) dispersiv. Dieser Umstand ist die Ursache für die Ausbreitung von Lamb-Wellen mit unterschiedlichen Wellenlängen und unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Dies ist anhand der Dispersionskurven in der Abbildung (4.16) gut erkennbar.

Interferometrische Erfassung von Lamb-Wellen

Wegen der großen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lamb-Wellen wird im Rahmen dieser Arbeit, wie bereits angedeutet, stroboskopische Beleuchtung zum Visualisieren der elastischen Oberflächenwellen eingesetzt. Diese Methode setzt jedoch voraus, dass in definierten Zeitabständen neue Wellen erzeugt werden, die sich im Bauteil ausbreiten. Wegen der stroboskopischen Beleuchtung werden die Lamb-Wellen mit Hilfe eines Speckle-Messsystems immer an einer bestimmten Stelle aufgenommen. Beim Erfassen der elastischen Wellen soll beachtet werden, dass die Shearografie die erste Ableitung der Verformung in Shearrichtung misst und aus diesem Grund das Erscheinungsbild von der Holografie, die direkt die Verformung erfasst, abweicht. Die Abbildung 4.17 zeigt das relativ deutlich.

Die Wellenlänge der gemessenen, elastischen Welle im Ergebnisbild hängt bei der Shearografie vom Shearbetrag ab. Bei einem nicht zu großen Betrag ist die Abweichung von der tatsächlichen Wellenlänge jedoch nur unwesentlich.

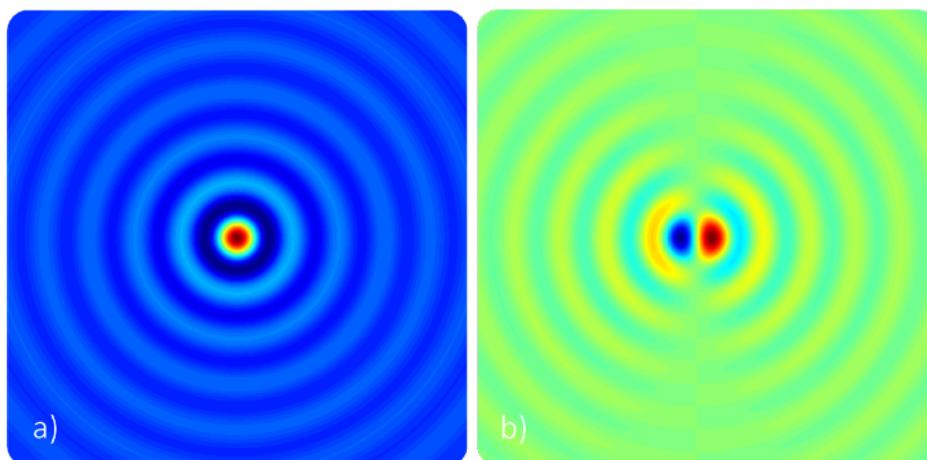


Abbildung 4.17: a) Mittels der Holografie berechnetes Wellenfeld, b) mittels der Shearografie berechnetes Wellenfeld, beide simuliert mit MATLAB [90]

Bei einer gezielten Änderung der Anregungsfrequenz erfährt die Welle eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Wellenlänge wird dabei ebenfalls verändert. Folglich sieht der

eingefrorene Zustand anschließend wieder ganz anders aus. Außerdem sollen die verschiedenen Moden S_0, A_0 , die ebenfalls eine deutliche Frequenzabhängigkeit zeigen, nicht außer Acht gelassen werden.

Entsprechend den Ergebnissen der Simulation, die in der Abbildung 4.17 dargestellt sind, werden mittels der realen Messungen mit den Verfahren Holografie (Abbildung 4.18) und Shearografie (Abbildungen 4.19 und insbesondere 4.22) sehr ähnliche Ergebnisse erzielt. Der dabei verwendete Messaufbau entspricht dem gezeigten Aufbau in der Abbildung 4.15.

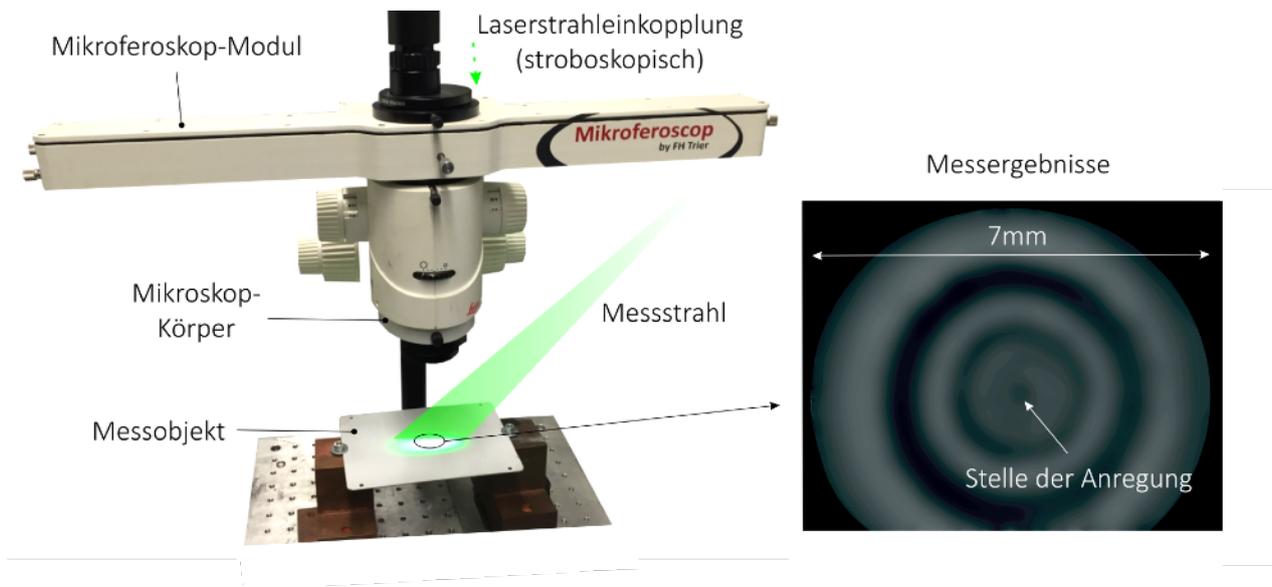


Abbildung 4.18: Mit dem Mikroferoskop erfasste Momentaufnahme der Ausbreitung einer Folge von Lamb-Wellen (in Out-of-Plane-Richtung) in einer Aluminiumplatte mit einer Dicke von 1mm , die Anregung erfolgte rückseitig mit einer Piezoscheibe mit einem Durchmesser von 6mm , Anregungsfrequenz: 31kHz

In Platten mit einer geringen Material-Dämpfung oder geringen Abmessungen können die Lamb-Wellen die Ränder erreichen. Dadurch kommt es zur Reflexion von elastischen Wellen an den Rändern der Platte. Dies soll bei den Messungen berücksichtigt werden. Ein Teil der Welle wird folglich vom Rand reflektiert und überlagert sich mit den anderen Wellen. Dadurch entsteht auf Grund der konstruktiven bzw. destruktiven Interferenz ein Feld aus Bergen und Tälern (siehe Abbildung 4.19). Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Forschungsarbeiten, die mit Hilfe der Laservibrometrie aufgenommen wurden (zum Beispiel [89]), macht auf Grund von großen Übereinstimmungen deutlich, dass vor allem die A_0 - Mode für die Überlagerungseffekte verantwortlich ist.

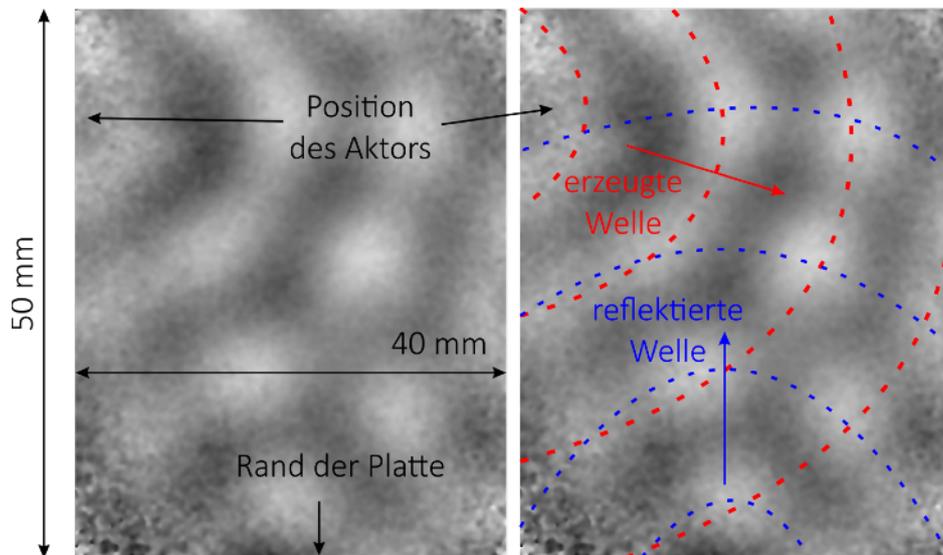
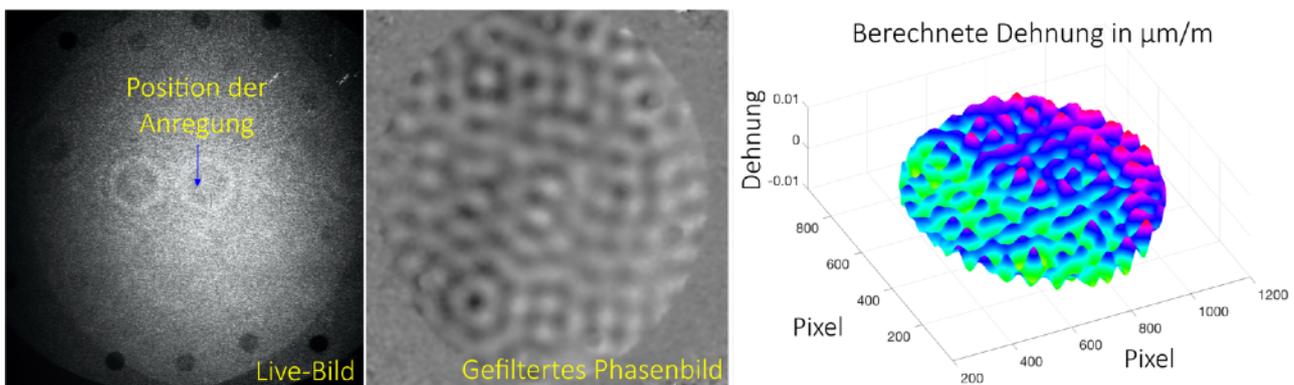


Abbildung 4.19: Ausbreitung von Lamb-Wellen in einer CFK-Platte (4mm dick) bei 20kHz aufgenommen mittels der Shearografie, links das gefilterte Phasenbild, rechts schematische Darstellung der Wellen zur Verdeutlichung der Reflexion und Überlagerung der elastischen Wellen

Bei dünnen Platten, die insbesondere aus Metall sind, ist die Struktur-Dämpfung sehr gering, so dass außer einem Interferenzmuster nichts zu erkennen ist (vgl. Abbildung 4.20). Zum Nachweis von Defekten sollen deshalb weitere Maßnahmen getroffen werden, um die unerwünschten Reflexionen von Lamb-Wellen an den Rändern des Messobjektes zu verhindern bzw. zu minimieren.



Ausbreitung 4.20: Ausbreitung von elastischen Wellen in einer Aluminium-Platte (1mm dick, Durchmesser 190mm) bei einer Anregung von $24,7\text{kHz}$, gemessen mit der Shearografie (räumliche Phasenschiebung), die Anregung erfolgt mittels eines rückseitig angebrachten Piezo-Aktors

Der Einsatz einer Knetmasse oder von Silikon ist eine der Möglichkeiten zur effektiven Reduzierung von Randreflexionen [89]. Die Knetmasse oder Silikon werden dabei entlang der sich in der Nähe der Anregung befindlichen Ränder, wie in der Abbildung 4.21 gezeigt, aufgetragen. Die Bohrungen tragen in diesem speziellen Beispiel nur unwesentlich zur Entstehung von Reflexionen bei, da die Durchmesser der Bohrungen im Vergleich zur Wellenlänge der Lamb-Wellen verhältnismäßig klein sind.

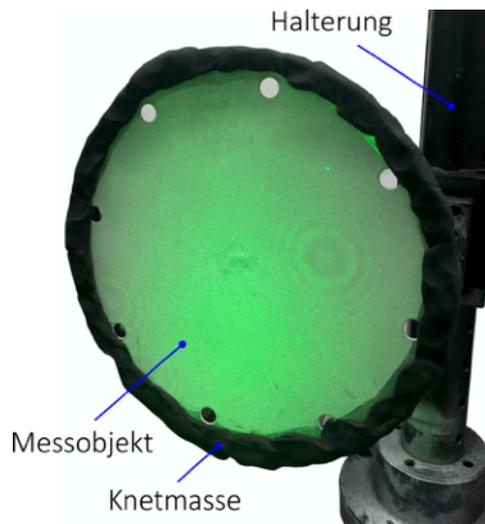


Abbildung 4.21: Mittels Laserlicht beleuchtete Aluminiumplatte mit Knetmasse entlang des Randes zur Abschwächung von Reflexionen der elastischen Wellen

Der Vergleich der Messergebnisse aus Abbildung 4.22 mit den Messergebnissen, die in der Abbildung 4.20 dargestellt sind, zeigt die Wirksamkeit des Einsatzes der Knetmasse. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Messvorbereitungen nicht sonderlich viel Zeit in Anspruch nehmen und die Knetmasse anschließend rückstandslos entfernt werden kann.

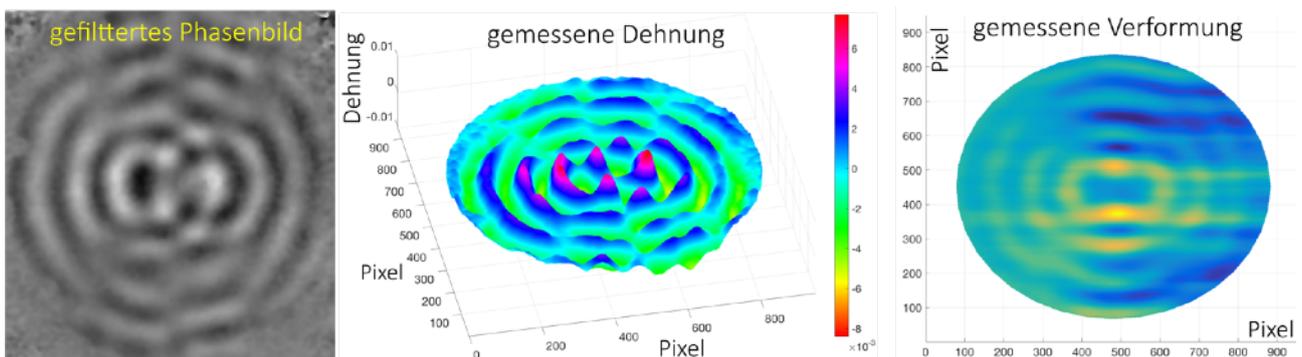


Abbildung 4.22: Lamb-Wellen-Ausbreitung in der Aluminiumplatte (identische Platte aus der Abbildung 4.20) nach Abschwächung von Rand-Reflexionen mittels der Knetmasse

Alternativ zu der beschriebenen Methode können Hochgeschwindigkeitskameras eingesetzt werden, um in definierten Zeitabständen die Ausbreitung der Wellen zu erfassen und somit vor dem Erreichen des Bauteilrandes durch die Lamb-Wellen die Fehlstellen zu lokalisieren.

Interaktion der Lamb-Wellen mit dem Defekt

Wegen der zweidimensionalen Ausbreitung der Lamb-Wellen und der messbaren Wechselwirkung mit den Fehlstellen ist diese Wellenart für die Strukturüberwachung grundsätzlich gut geeignet (siehe Abbildung 4.23). Im praktischen Einsatz erfolgt die Prüfung mittels der Lamb-Wellen vor allem im niedrigen Frequenzbereich ($< 100\text{kHz}$). Der erste Grund liegt darin, wie bereits erwähnt, dass in diesem Bereich lediglich zwei Moden (A_0, S_0) angeregt werden (vgl. Abbildung 4.16). Der zweite Grund resultiert daraus, dass die S_0 -Mode in diesem Frequenzbereich viel schneller ist

und die beiden Moden sich gut trennen lassen. Die A_0 - Mode hat eine kleinere Wellenlänge und reagiert folglich sensitiver auf die möglichen Fehlstellen [72]. Ein weiterer Vorteil ist die verhältnismäßig große Amplitude der Lamb-Wellen, die im niedrigen Frequenzbereich maximal ist.

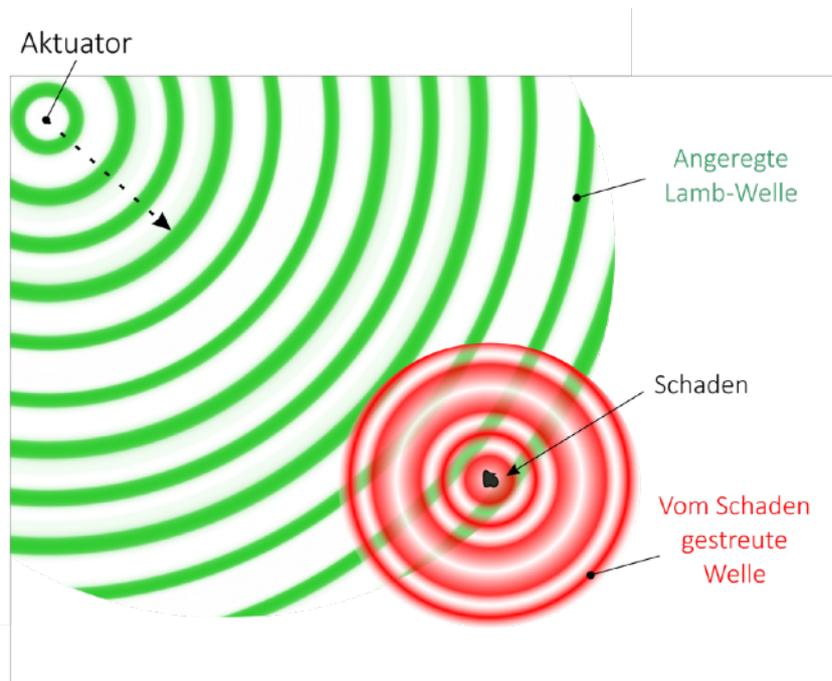


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung der Streuung von elastischen Wellen an einem Defekt. Nachteilig bei dieser Anregungsmethode wirkt sich die sehr geringe Amplitude der Lamb-Wellen aus, die in der Regel lediglich einige hundert Nanometer beträgt und mittels der klassischen Shearografie schwer zu erfassen ist. Die Messungen werden außerdem dadurch erschwert, dass die Wellen eine hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit haben.

4.1.5 Dynamische Anregung

Unter dynamischer Anregung wird in erster Linie eine periodische Krafteinleitung von mechanischer Energie zwecks Erzeugung von Schwingungen verstanden. Zur dynamischen Bauteilanregung können sowohl Piezoshaker als auch hydrodynamische Schwingungserreger eingesetzt werden. Auf Grund der hohen Sensitivität der interferometrischen Messverfahren reicht die Amplitude der Piezoerreger meist aus. Piezoshaker ermöglichen außerdem viel höhere Anregungsfrequenzen bei einem deutlich niedrigeren Anschaffungspreis im Vergleich zu den hydrodynamischen Shakern.

Mit Hilfe eines Frequenzgenerators werden ein oder mehrere Frequenzbereiche bei einer kontinuierlichen Anregungsfrequenzänderung (auch als Sweep genannt) untersucht. Im Bereich der Resonanzfrequenzen, also bei der Übereinstimmung der Anregungs- und der Eigenfrequenz, können die der jeweiligen Schwingungsform entsprechenden Streifenmuster beobachtet werden. Zwecks quantitativer Auswertung der Ergebnisse ist die Laserbeleuchtung mit Hilfe eines Triggersystems mit der Anregungsfrequenz des Bauteils zu synchronisieren (vgl. Abbildung 4.24).

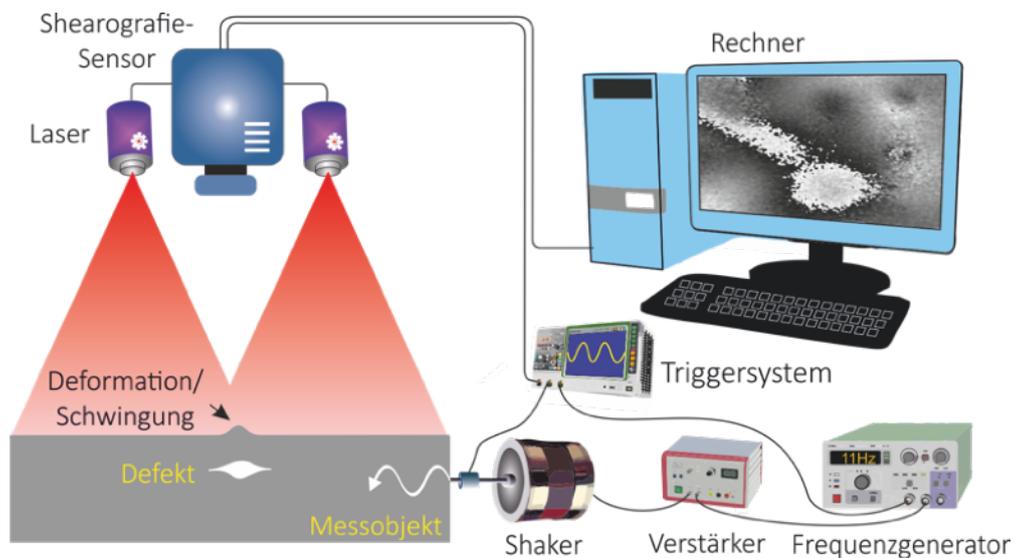


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung des Prinzips der dynamischen Anregung

Zur Detektion von Fehlstellen können zwei unterschiedliche Mechanismen genutzt werden. Wenn die Größe der Fehlstellen im Vergleich zu der Größe der zu untersuchenden Struktur signifikant ist, wird eine lokale Störung des Resonanzmusters des Prüflings beobachtet. Auf Grund der im Bereich der Fehlstelle deutlich reduzierten Struktursteifigkeit kommt es außerdem zu lokalen Resonanzschwingungen des Defektes, die unabhängig von der Gesamtstruktur auftreten. Die Eigenschwingungen der Fehlstellen sind in der Regel erst bei wesentlich höheren Frequenzen als die Resonanzschwingungen der gesamten Struktur zu beobachten und zu detektieren. Je kleiner die zu detektierenden Defekte sind, desto höher müssen die Anregungsfrequenzen (kHz - Bereich) zur Visualisierung dieser Fehlstellen eingestellt werden (vgl. Abbildung 4.25).

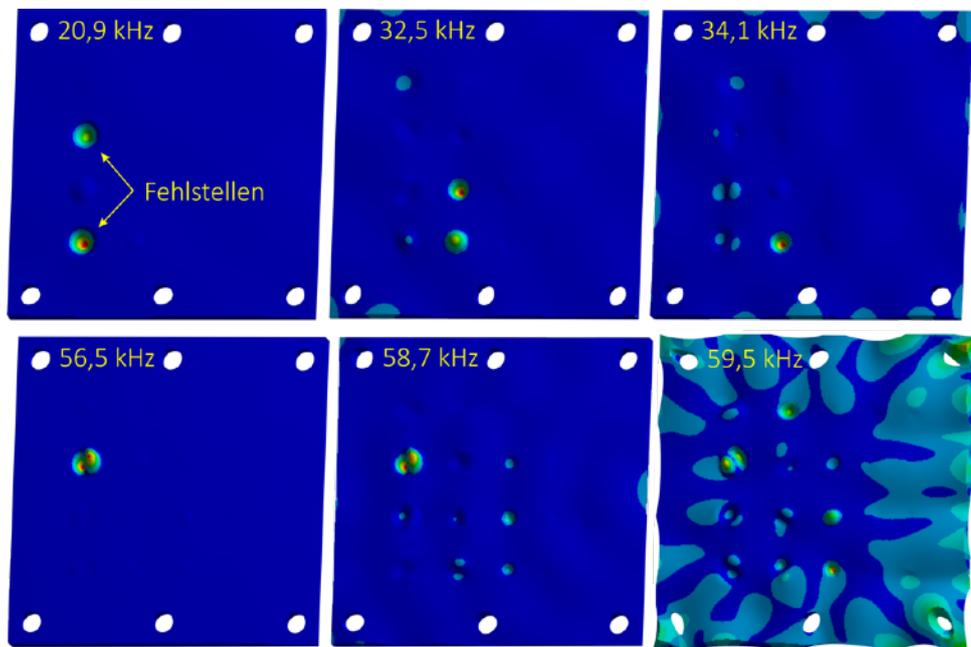


Abbildung 4.25: Simulierte Resonanzschwingungen von unterschiedlich großen Defekten, die in eine Aluminiumplatte von der Rückseite in Form von Sacklochbohrungen eingearbeitet sind, bei verschiedenen Anregungsfrequenzen (berechnet mittels Ansys)

Die durchgeführte Analyse (vgl. Abbildung 4.25) zeigt deutlich, dass jede Fehlstelle ihre eigene Resonanzfrequenz hat und folglich, lediglich bei dieser Frequenz detektiert werden kann. Dadurch, dass jede Fehlstelle aber unendlich viele Eigenfrequenzen besitzt, kommt es vor, dass bei einer Anregungsfrequenz gleichzeitig mehrere Fehlstellen in Resonanzschwingungen versetzt werden und dadurch zu detektieren sind. Die in Bezug auf die Gesamtgröße der zu untersuchenden Struktur großen Fehlstellen beeinflussen lokal oder auch global die Schwingungsformen der kompletten Geometrie und können folglich bei der Resonanz des Prüflings lokalisiert werden. Dies ist beispielsweise an der simulierten Schwingungsform bei $59,5kHz$ in der Abbildung 4.25 zu erkennen.

Zur Detektion von Resonanzschwingungen kommen grundsätzlich drei interferometrische Methoden in Frage. Das erste Verfahren basiert auf der stroboskopischen Laserbeleuchtung des Prüflings (siehe Kapitel 5.1.3). Dadurch wird ein Schwingungszustand für die Kamera eingefroren und quasi statisch untersucht. Das zweite Verfahren ist die sogenannte Zeitmittelungs-Shearografie und ist wesentlich einfacher zu realisieren, da die Messung der klassischen Untersuchung entspricht. Diese Methode hat aber den Nachteil, dass die Auswertung lediglich qualitativ und bei einem viel schlechteren Kontrast möglich ist. Bei der Zeitmittelungs-Shearografie wird nur eine konventionelle Laseransteuerung benötigt. Es erfolgt eine ständige Erneuerung sowohl des Referenzbildes als auch der Aufnahme des zweiten Zustandes während der Belastung des Messobjektes. Eine Subtraktion liefert in Echtzeit die notwendigen Korrelations-Streifen, die die Position und die Größe der Fehlstelle in der Regel deutlich sichtbar machen.

Die Zeitmittelungs-Shearografie ist also trotz des einfachen Aufbaus für die qualitative Detektion der Fehlstellen gut geeignet. Es ist ebenfalls möglich, bei dynamischer Anregung mittels der Zeitmittelungs-Holografie Fehlstellen zu detektieren. Durch die hohe Empfindlichkeit der Holografie gegenüber der äußeren Störungen ist dies jedoch vergleichsweise weniger effektiv, da weitere Vorkehrungen zu treffen sind, um diesen Nachteil zu eliminieren. Eine der Möglichkeiten zur effektiven Entkopplung der störenden Vibrationen könnte zum Beispiel der Einsatz eines schwingungs isolierten Tisches sein. Die dritte Möglichkeit zur Erfassung von lokalen Schwingungen besteht in der Nutzung einer Hochgeschwindigkeitskamera. Die Abbildung 4.26 zeigt einen Vergleich der ersten beiden Methoden.

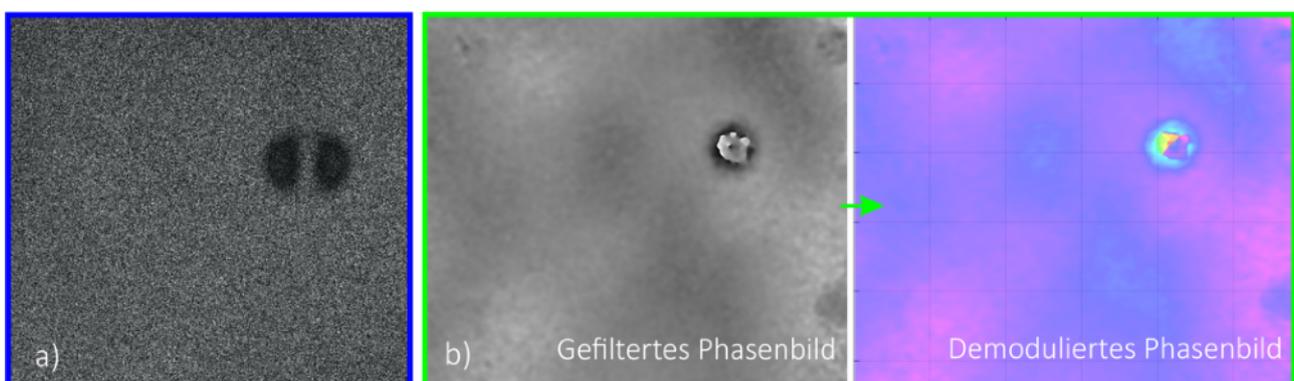


Abbildung 4.26: Vergleich der Ergebnisse der shearografischen Fehlstellendetektion bei dynamischer Anregung a) Zeitmittelungs-Shearografie b) Stroboskopische Shearografie, von links nach rechts: gefiltertes Phasenbild und die berechnete Dehnung

Bei der Untersuchung von großen Messobjekten muss die Schwingungsanregung bei der Umpositionierung des Shearografie- bzw. Holografie-Messgerätes nicht unterbrochen werden. Das macht die dynamisch angeregte Fehlerdetektion bei großen, stationären Messobjekten besonders effektiv.

4.1.6 Hydrostatische Anregung

Die hydrostatische Belastung des Bauteils erfolgt mittels eines Über- oder Unterdruckes. Bei Messobjekten, die innen hohl sind, kann mit Hilfe eines Kompressors der innere Druck aufgebaut werden. Dies ist besonders für Rohrleitungen einfach zu realisieren und wird industriell zur Detektion von Defekten in verschiedenen Leitungen eingesetzt. Im Bereich der Fehlstelle wird lokal eine erhöhte Spannungskonzentration interferometrisch aufgenommen und erlaubt auf diesem Wege eine einfache Lokalisierung der von außen nicht sichtbaren Defekte.

Messobjekte, die innen nicht hohl sind, können in eine Vakuumkammer platziert und anschließend belastet werden (siehe Abbildung 4.27). Der Unterdruck führt vor allem zu Out-of-Plane-Verformungen auf der Messobjekt oberfläche. Diese können besonders einfach und mit einer hohen Sensitivität erfasst werden.

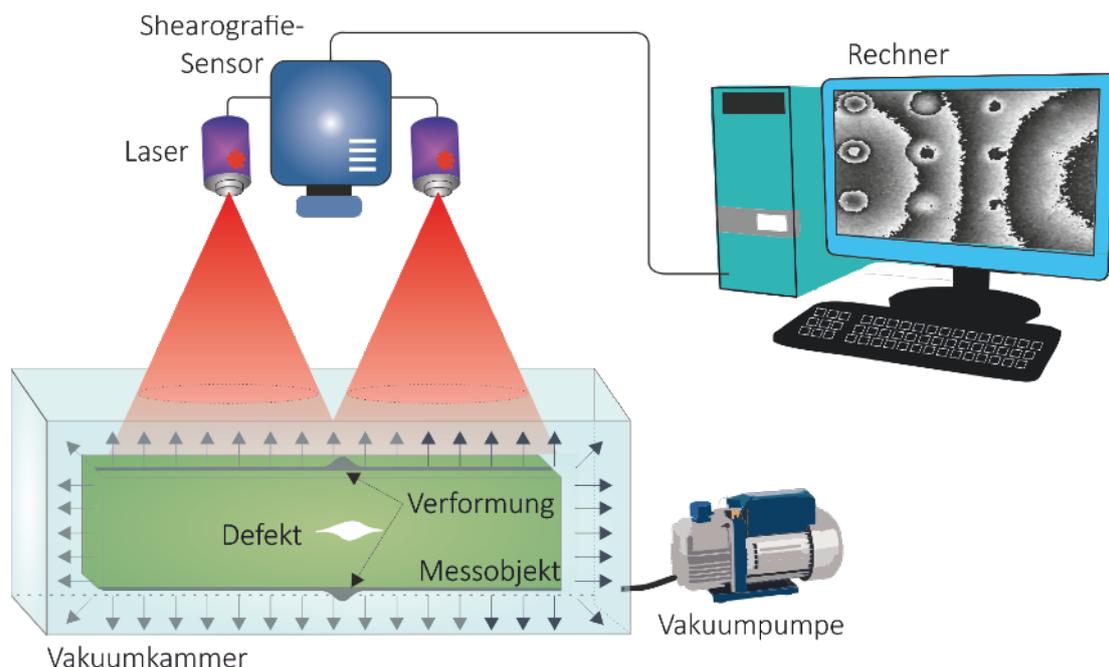


Abbildung 4.27: Schematische Darstellung des Prinzips der hydrostatischen Anregung

Die Bauteilbelastung erfolgt gleichmäßig im gesamten Kamerasichtfeld. Dadurch werden auf Grund der physikalischen Besonderheit der Shearografie lediglich im Bereich der Fehlstelle Unregelmäßigkeiten in Form einer Konzentration von ungewöhnlich vielen Korrelationsstreifen beobachtet. Die hydrostatische Belastung besitzt im Vergleich zu den anderen Anregungsarten eine etwas höhere Fehlerauffindwahrscheinlichkeit.

4.2 Ergebnisse der Untersuchungen bei Fehlstellendetektion

Dieses Kapitel zeigt einige Ergebnisse der interferometrischen Fehlerdetektion anhand von verschiedenen Messproben, bestehend aus verschiedenen Materialien, bei einer Anregung mittels der vorgestellten Methoden. Dabei werden neben der klassischen Shearografie- bzw. Holografie zwei neuartige Messgeräte zur Detektion von Fehlstellen eingesetzt. Das erste Messgerät basiert auf der Shearografie und wurde zur Detektion von Fehlstellen an schwer zugänglichen Bereichen entwickelt. Dabei wird ein Michelson-Interferometer mit einem Endoskop gekoppelt. Daher rührt auch die Bezeichnung des Messgerätes als „Interferoskop“ (Interferometrie + Endoskop). Das zweite Messgerät basiert auf dem Prinzip der Holografie. Der holografische Messkopf kann mit einem handelsüblichen Mikroskop gekoppelt werden und erweitert dadurch die rein visuelle Betrachtung von Messproben um die Möglichkeit der hochgenauen Erfassung von Verformungen. Die Bezeichnung dieses Messsystems ist Mikroferoskop (Mikroskopie + Interferometrie).

4.2.1 Detektion von Fehlstellen an schwer zugänglichen Stellen

Mit Hilfe des Einsatzes eines Endoskops wird die Shearografie als Messverfahren erweitert. Dadurch werden die shearografischen Untersuchungen von Hohlräumen in technischen Aggregaten durch kleinste Öffnungen möglich. Das Interferoskop findet seinen Einsatz dort, wo die gewöhnliche Shearografie versagt, weil der Untersuchungsort mit den klassischen Messgeräten nicht zugänglich ist.

Der optische Aufbau des Interferoskops besteht aus dem klassischen Michelson-Interferometer mit einem gekippten Spiegel. Der Shearbetrag kann dabei bequem von der Rückseite des Messkopfes eingestellt werden (siehe Abbildung 4.28). Vor dem Michelson-Interferometer ist kein Objektiv sondern ein Endoskop angebracht. Einige Endoskope bieten die Möglichkeit der Scharfstellung mittels beweglicher Linsen innerhalb des Endoskops, so dass eine bequeme Fokussierung vorgenommen werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Endoskope wurden freundlicherweise von der Firma Richard Wolf GmbH zur Verfügung gestellt. Die CCD-Kamera wird im Handgriff des Messgerätes verbaut.

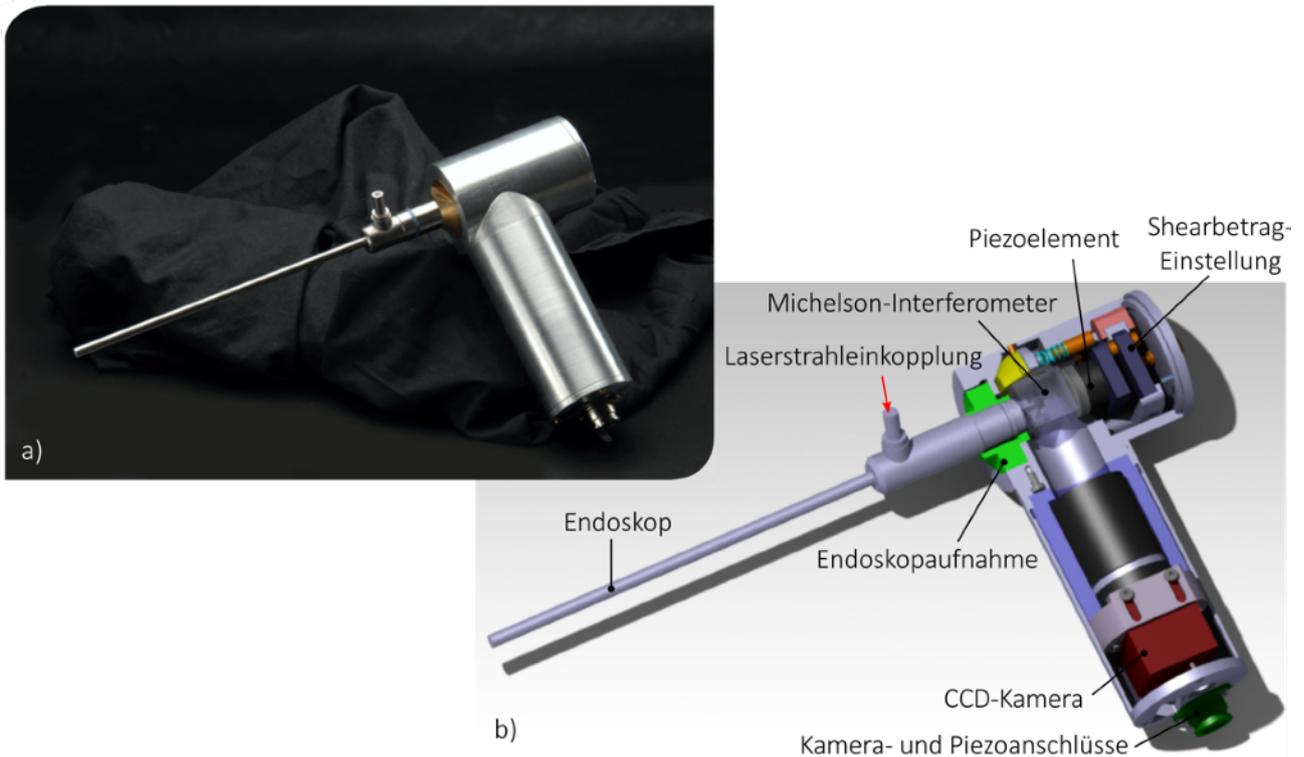


Abbildung 4.28: Das entwickelte shearografische Messgerät namens Interferoskop, a) Foto des Interferoskops, b) CAD-Modell des Interferoskops [91]

Seitlich am Endoskop ist ein Anschluss für eine Lichtquelle vorhanden. Diese wurde zwar für das kalte Licht entwickelt, kann aber bei einer geringen Laserleistung zur Ausleuchtung des Messobjektes mittels kohärenter Strahlung eingesetzt werden. Das Laserlicht wird über mehrere Glasfasern, die im Endoskopschaft verbaut sind, in Richtung des Ausgangs weitergeleitet. Der Austritt der Laserstrahlung erfolgt ziemlich diffus, wodurch eine homogene Ausleuchtung erreicht wird (vgl. Abbildung 4.29).

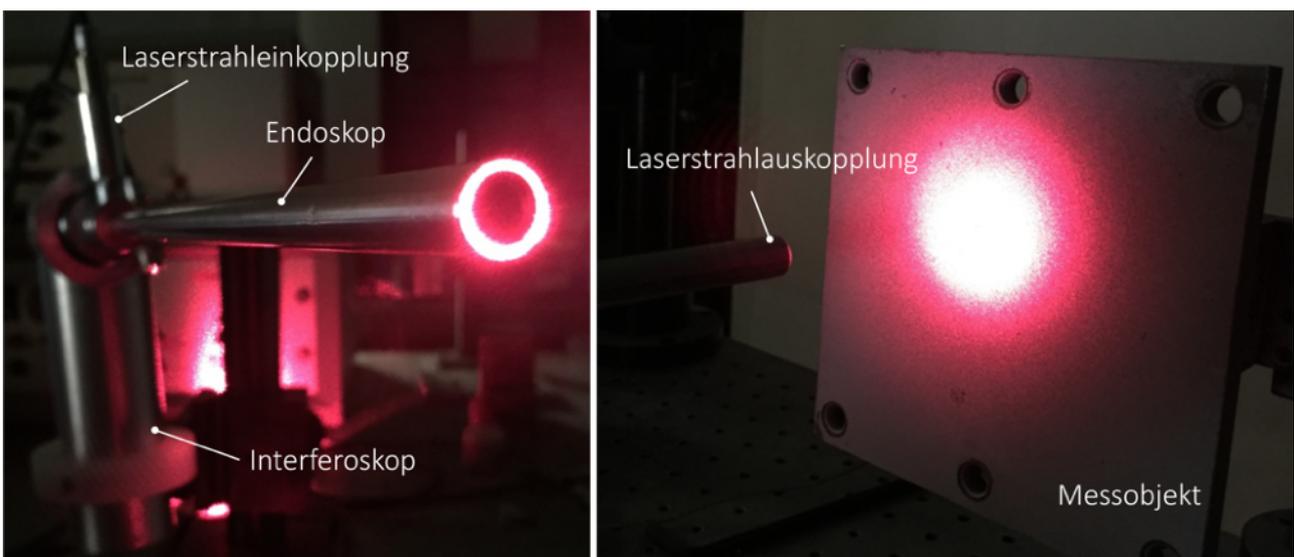


Abbildung 4.29: Links Einkopplung des Laserstrahls und rechts der Austritt der Laserstrahlung aus dem Endoskop und Beleuchtung des Messobjektes

Die eigentliche Messung mit dem Interferoskop unterscheidet sich von der klassischen Shearografie nur unwesentlich. Das Interferoskop muss bei der zeitlichen Phasenschiebung während der Messung fixiert werden. Als Belastung wird in der Regel die optische Anregung mittels thermischer Strahlung benutzt, da diese Anregungsart am einfachsten in engen Räumen zu realisieren ist. Sowohl Puls-, als auch Lockin-Untersuchungsmethoden sind jedoch für die meisten Anwendungsfälle nicht geeignet, da in so einem Fall eine Modulation der Anregung und somit ein direkter Zugang zum Messobjekt erforderlich ist. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit die transiente Anregung eingesetzt.

Eines der möglichen Einsatzgebiete des entwickelten Interferoskops stellt die Untersuchung von Turbinenschaufeln in einer Turbine eines Flugzeuges durch die vorhandenen Wartungsöffnungen dar. Turbinenschaufeln gehören zu den sicherheitsrelevanten Bauteilen und werden deshalb in regelmäßigen Abständen visuell mit Hilfe von Endoskopen untersucht. Nach einer bestimmten Anzahl von Flugstunden erfolgt ein pauschaler Austausch der Beschaufelung. Das Interferoskop bietet nun die Möglichkeit, die rein visuelle Überprüfung um eine shearografische Analyse zu erweitern, um auch verborgene Defekte zu detektieren.

Im Folgenden werden Ergebnisse der Untersuchung einer Turbinenschaufel vorgestellt. In der Abbildung 4.30 ist der dabei verwendete Messaufbau dargestellt. Zum Modulieren der Belastung entsprechend dem realen Einsatz erfolgt zunächst eine Aufheizung der zu untersuchenden Turbinenschaufel. Während der Abkühlung wird eine Reihe an interferometrischen Messungen sowohl ohne als auch mit einer Erneuerung des Referenzbildes vorgenommen. Nach der Beendigung des Messvorgangs wird das aussagekräftigste Interferogramm ausgewählt und den weiteren Auswertungsschritten unterzogen.

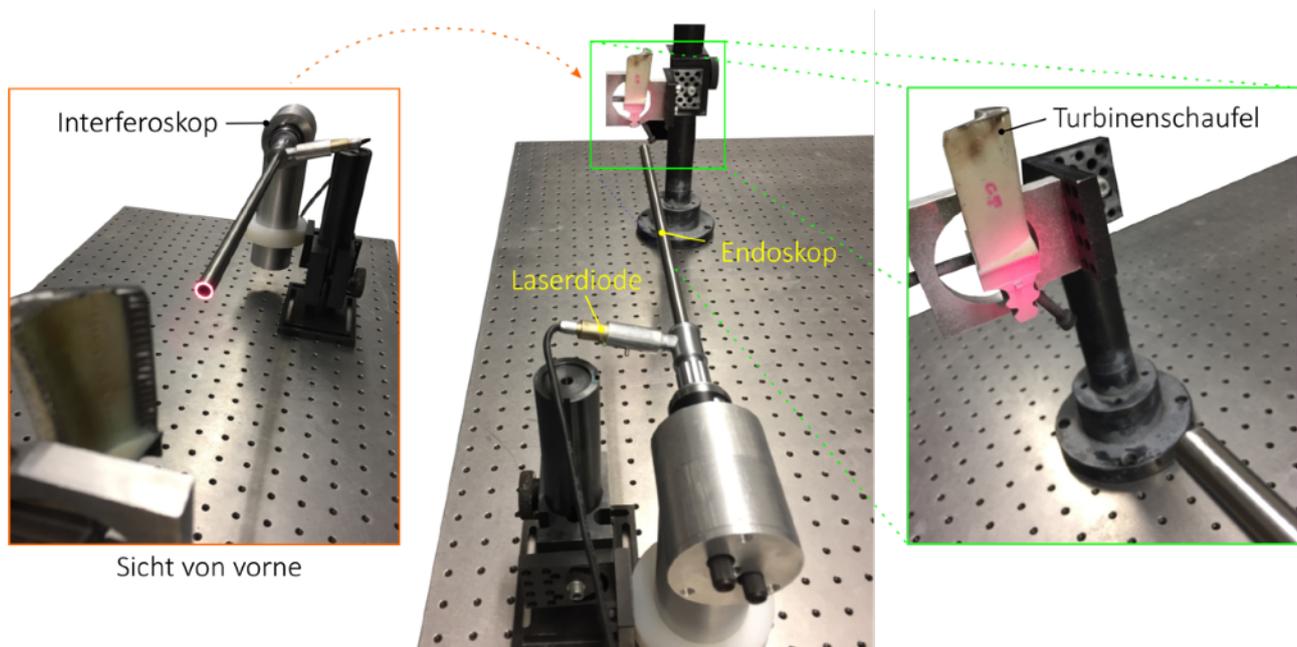


Abbildung 4.30: Messaufbau beim Untersuchen von Turbinenschaufeln mittels des Interferoskops

Untersucht wird die in der Abbildung 4.31 gezeigte, gebrauchte Turbinenschaufel aus einem Flugzeugtriebwerk mit einer simulierten Beschädigung. Der Turbinenschaufelfuss besteht aus zwei Hälften, die miteinander verklebt wurden. Dadurch soll eine größere Beschädigung, die visuell im eingebauten Zustand nicht einfach zu erfassen ist, simuliert werden. Die Turbinenschaufel wird während der Messung mit Hilfe von zwei Schrauben fixiert. Als Laserlichtquelle dient eine Laserdiode mit einer optischen Ausgangsleistung von ca. $120mW$, die im roten Spektralbereich ($633nm$) die Strahlung imitiert.



Abbildung 4.31: Die beiden mit dem Interferoskop untersuchten Turbinenschaufeln

Der simulierte Schaden ist in den Ergebnissen der Untersuchung (vgl. Abbildung 4.32) relativ einfach zu erkennen. Eine deutliche Separation weist auf einen nicht mehr homogenen Dehnungsverlauf hin und verrät somit die Position der Klebestelle. Zur Gewinnung von Vergleichsdaten wird außerdem eine zwar gebrauchte, aber noch intakte Schaufel ebenfalls mittels des Interferoskops untersucht. Das Shearogramm dieser Turbinenschaufel weist einen homogenen Verlauf auf und es ist keine Separation zu erkennen (siehe Abbildung 4.32).

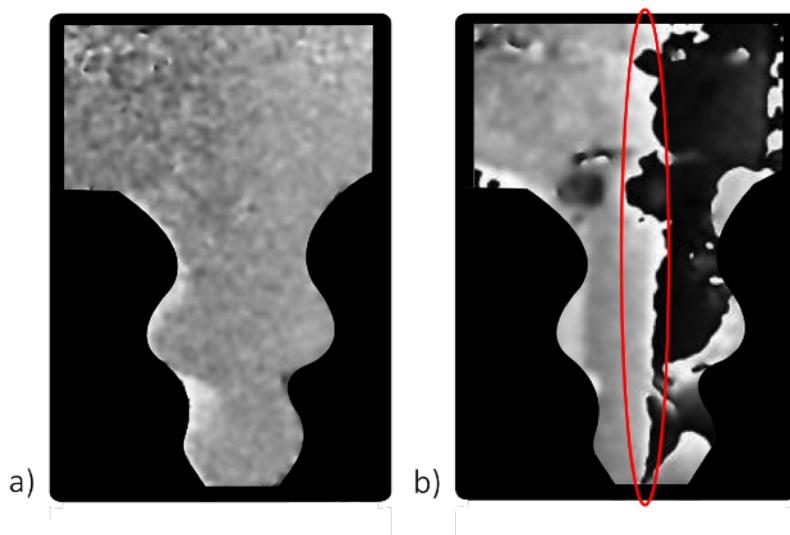


Abbildung 4.32: Gefilterte und maskierte Ergebnisse der shearografischen Untersuchung von 2 Turbinenschaufeln, a) der intakte und b) der geklebte Schaufelfuß

Konstruktionsbedingt lässt das Endoskop lediglich einen Bruchteil der reflektierten Laserstrahlung zur Kamera durch. Dies hängt vor allem vom Durchmesser des Endoskops ab. Grundsätzlich gilt, dass je größer der Durchmesser des Endoskopschaftes ist, desto höher die Lichtausbeute. Außerdem geht ein Teil (ca. 20%) der Strahlung bei der Laserstrahl-Einkopplung in das verwendete Endoskop verloren.

Beim Auskoppeln der von der Messobjektoberfläche reflektierten Laserstrahlung aus dem Endoskop, also noch vor dem Michelson-Interferometer, kommt es wegen des geringen Durchmessers des Endoskops unvermeidlich zu Beugungseffekten. Aus dieser Überlegung heraus entstand die Idee diese Gegebenheit, die zunächst als nachteilig zu bewerten ist, zur räumlichen Phasenschiebung zu nutzen. Die räumliche Phasenschiebung ermöglicht eine wesentlich schnellere Untersuchung von Messobjekten, deshalb kann somit auf eine aufwendige Fixierung des Interferoskops während der Messung verzichtet werden. Bei einer geeigneten Belastung, während der innerhalb von 0,1 bis 0,2 Sekunden die nötigen Verformungsgradienten entstehen, kann das Messgerät während der Messung von Hand gehalten werden. Die dafür geeignete Belastung ist jedoch in engen Räumen schwierig zu realisieren.

Die nächste Abbildung 4.33 zeigt, dass die Überlegungen sich auch in der Praxis umsetzen lassen. Das gefilterte Phasenbild lässt sich mittels der bereits vorgestellten 2D-Algorithmen nach der Filterung demodulieren. Für die Untersuchung wird ein Endoskop mit einem Außendurchmesser von 8mm verwendet. Als Laserlichtquelle dient eine Laserdiode mit einer optischen Ausgangsleistung von ca. 120mW , die im roten Spektralbereich (633nm) die Strahlung emittiert. Die Abbildung 4.33 zeigt die Ergebnisse der durchgeführten Messung mit Hilfe der räumlichen Phasenschiebung. Anhand der gewonnenen Messdaten ist ersichtlich, dass die Messungen prinzipiell möglich sind. Außerdem können die erfassten Shearogramme demoduliert und in eine Verformung umgerechnet werden.

Im direkten Vergleich zur zeitlichen hat die räumliche Phasenschiebung in diesem speziellen Einsatzfall einen schlechteren Streifen-Kontrast. Dies liegt daran, dass auf Grund der nicht optimalen Laserausleuchtung und auf Grund der Verluste durch das Endoskop von der Kamera eine geringere Lichtintensität als bei der zeitlichen Methode mit insgesamt 8 Aufnahmen registriert wird. Aber auch vor allem die in dem Kapitel 3.3.2.2 eingeführten Regeln zum optimalen Positionieren der Komponenten können in diesem Fall auf Grund der vorgegebenen Abmessungen nicht optimal umgesetzt werden. Die Positionierung von den verwendeten Komponenten und die Laserbeleuchtung lassen sich aber noch weiter optimieren.

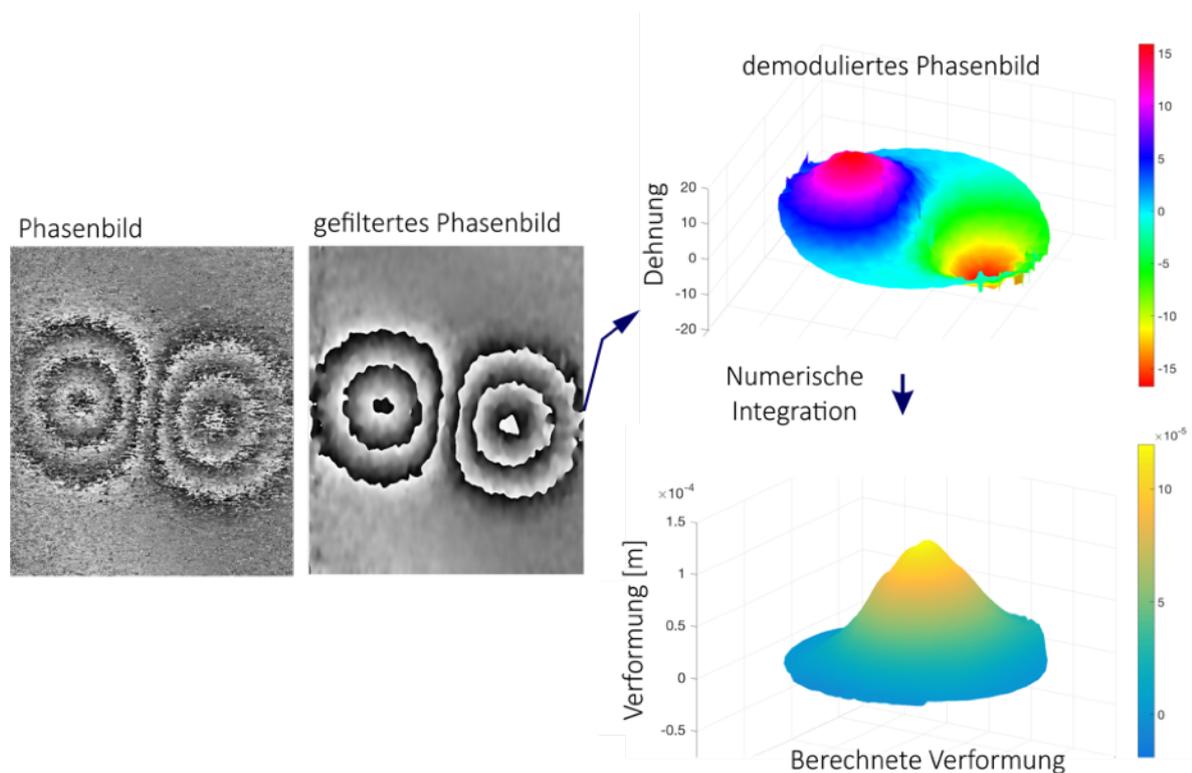


Abbildung 4.33: Ergebnisse der Untersuchung einer am Rand eingespannten Kreisplatte, die zentrisch belastet wird, Messung wird mit Hilfe des Interferoskops mit der räumlichen Phasenschiebung durchgeführt

Die vorgestellte Methode der räumlichen Phasenschiebung bietet gleich mehrere Vorteile. Zum Einen wird der optische Aufbau vereinfacht, da kein Piezoaktor zum Verstellen des Spiegels während der Messung benötigt wird. Somit entfällt auch die dazu notwendige Elektronik. Das Messgerät kann somit noch handlicher gestaltet werden. Der zweite Vorteil resultiert aus der geringeren Anzahl an erforderlichen Aufnahmen, 2 anstatt 8, und deshalb einer viel schnelleren und somit weniger störanfälligen Messung.

4.2.2 Untersuchung von Mikroproben

Das industrielle Streben nach Miniaturisierung nimmt immer mehr zu. Dadurch entsteht ein Bedarf an hochgenauen, zerstörungsfreien Messsystemen, um beispielsweise das Verformungsverhalten von Mikrobauteilen untersuchen zu können. Die verfolgte Grundidee bei der Entwicklung des Mikroferoskops bestand darin, ein nach dem Prinzip der Holografie funktionierendes Modul (siehe Abbildung 4.34) zu entwickeln, welches mit jedem handelsüblichen Mikroskop gekoppelt werden kann. Das gebaute Mikroferoskop (engl. Mikroferoscop) hat sich als praxistauglich erwiesen und wurde zum Patent angemeldet (DE102010020860 A1).



Abbildung 4.34: CAD-Modell des Mikroferoskopmoduls [88]

Die Kopplung des Mikroferoskops mit einem Mikroskop erfolgt vorzugsweise mit Hilfe von standardisierten Schnittstellen, über die insbesondere modular aufgebaute Mikroskope verfügen. Eine CCD-Kamera wird oberhalb des Mikroferoskopmoduls angebracht (vgl. Abbildung 4.35). Dabei müssen spezielle Objektive verwendet werden. Bei Verwendung eines Stereomikroskops wird lediglich eine Öffnung für die holografischen Messungen benötigt. Mit Hilfe eines geeigneten Adapters können die Messungen mit einer visuellen Messobjektbetrachtung kombiniert werden.

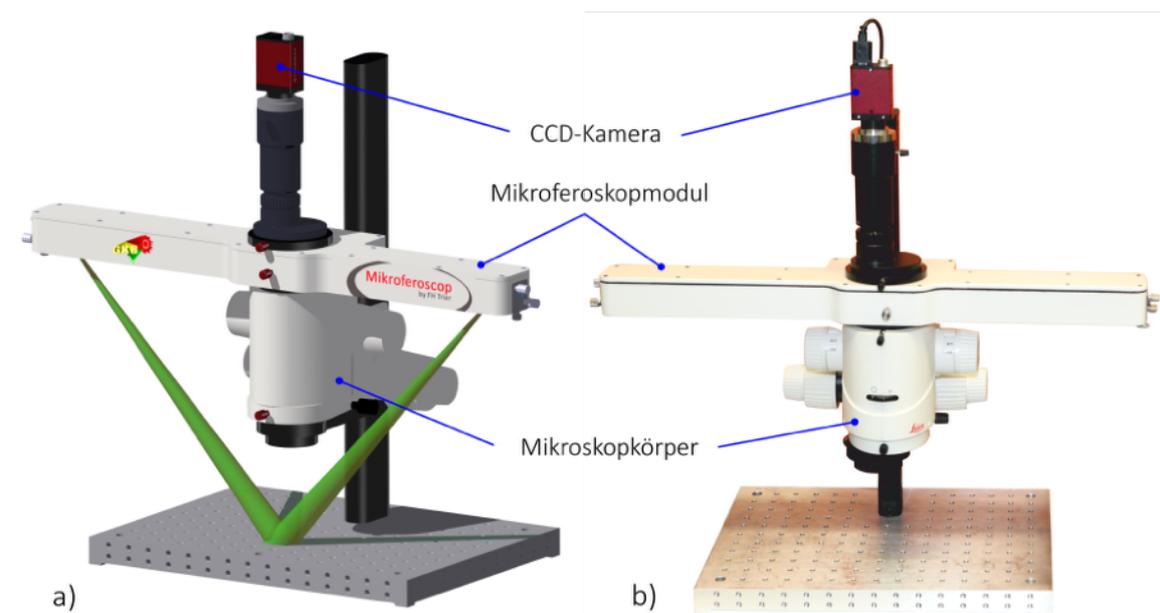


Abbildung 4.35: Links das CAD-Modell des Mikroferoskops, rechts das aufgebaute Mikroferoskop (gekoppelt mit dem Stereomikroskop Mz16 der Firma Leica)

Das Forschungsgebiet der holografischen Mikroskopie ist noch recht neu. In den letzten Jahren wurden einige Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der holografischen Mikroskopie durchgeführt [84-86]. Dieses Themengebiet bietet aber noch sehr viel Forschungspotenzial. Dabei wird die mikroskopische Holografie nicht nur im technischen Bereich, sondern vor allem für medizinische Zwecke eingesetzt [87].

Zur Untersuchung von Verformungen in der Ebene (in-plane) und senkrecht zur Ebene (out-of-plane) sind zwei unterschiedliche, optische Strahlengänge im Gerät integriert. Das Messobjekt wird dabei entweder aus zwei Richtungen ohne den Referenzstrahl (in-plane) bzw. mit einem Objektstrahl und einem Referenzstrahl (out-of-plane) beleuchtet. Die beiden Untersuchungs-Methoden sind in der Abbildung 4.36 zu sehen. Dies entspricht also der klassischen Holografie und wird an dieser Stelle nicht weiter vertieft, da die holografischen Grundlagen bereits im Kapitel 3 ausführlich diskutiert wurden. Wegen der notwendigen Kohärenzlänge wird ein Nd:YAG-Laser zur Messobjektbeleuchtung eingesetzt. Zur Steuerung des Messgerätes, also der Shutter und des Piezoaktors, wurde ein zusätzliches Modul mit der Bezeichnung Optotronik entwickelt.

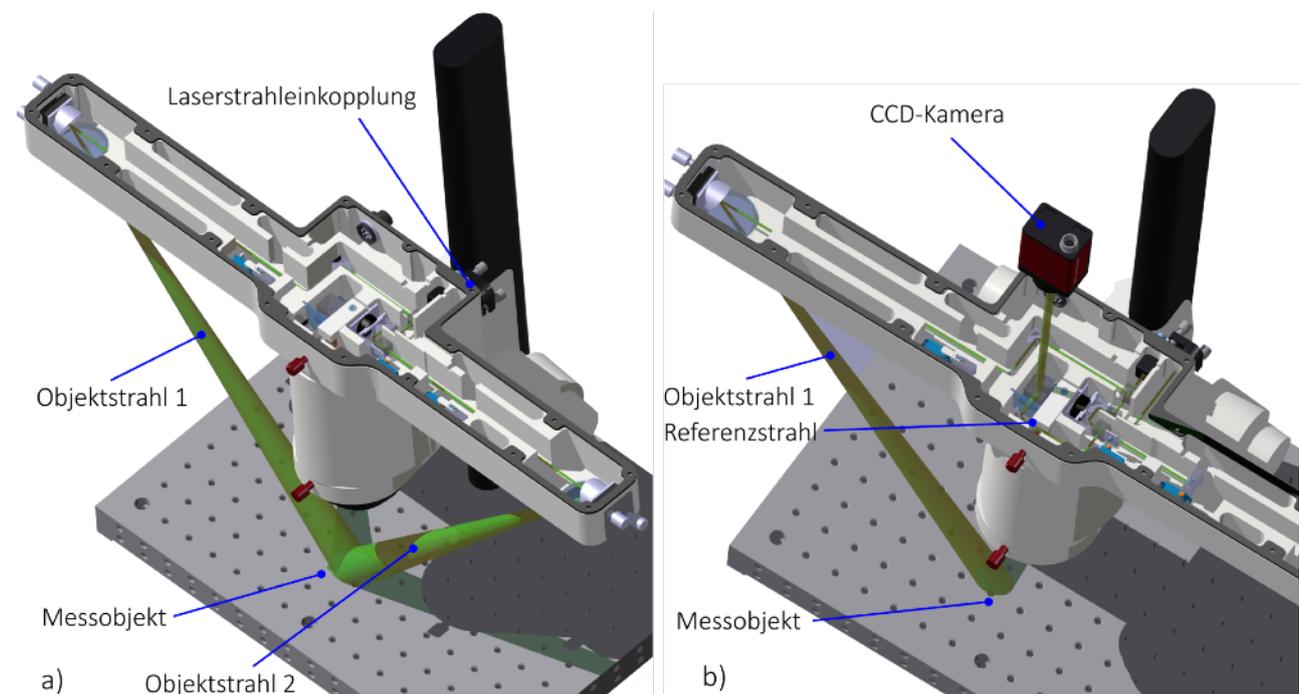


Abbildung 4.36: a) Strahlengang bei In-Plane-Messungen mit dem Mikroferoskop, b) Strahlengang bei Out-of-Plane-Messungen

Das Auflösungsvermögen des Mikroferoskops hängt von der eingestellten Vergrößerung bzw. den verwendeten Mikroskopobjektiven ab. In Kombination mit dem Stereomikroskop Mz16 der Firma Leica können Proben von wenigen mm² analysiert werden, da maximal eine 16-fache Vergrößerung zur Verfügung steht. Bei solch kleinen Messproben kommen die klassischen Belastungsvorrichtungen nicht mehr in Frage, da die Sensitivität des Mikroferoskops schnell überschritten wird. Deshalb wurden spezielle Belastungseinheiten entwickelt. Für die Untersuchung von Mikrozugproben wurde eine Mikrozugprüfmaschine konstruiert und gebaut, um

beliebige Mikroproben auf Zug bzw. auf Druck zu belasten. Die Mikrozugprüfmaschine wird bei Messungen unter dem Mikroskop platziert und ausgerichtet (vgl. Abbildung 4.37, rechts).

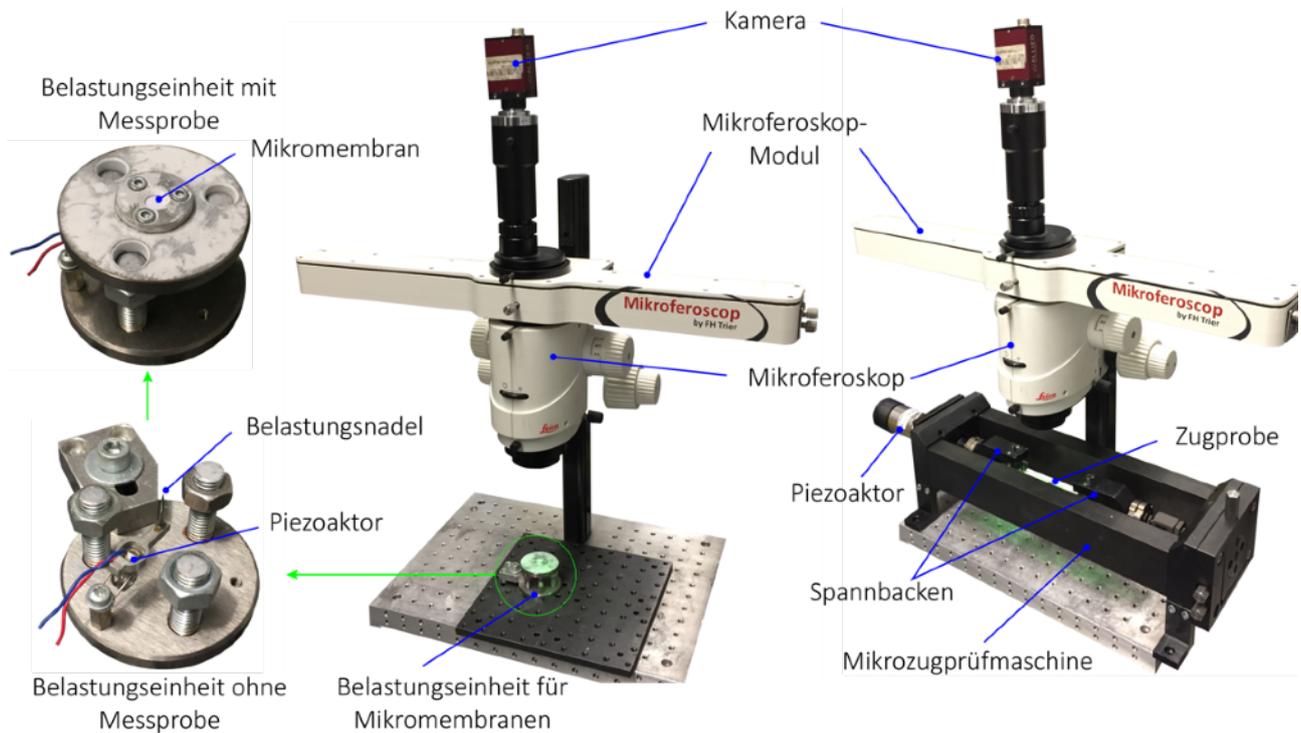


Abbildung 4.37: Das Mikroferoskop mit zwei verschiedenen Belastungseinheiten, links eine Belastungseinheit für Mikromembranen und rechts eine Mikrozugprüfmaschine

Für die Untersuchung von Mikromembranen, die einen Durchmesser von 5mm und weniger aufweisen, wird eine Nadel, die mit Hilfe eines Piezoaktors gesteuert wird und zentral von unten die Probe belastet, eingesetzt (siehe Abbildung 4.37, links). Die Membran wird dabei am Rand fest eingespannt. Anhand des Verformungsbildes und der Verformungswerte können Aussagen bezüglich des Zustandes des Prüflings getroffen werden (vgl. Abbildung 4.38).

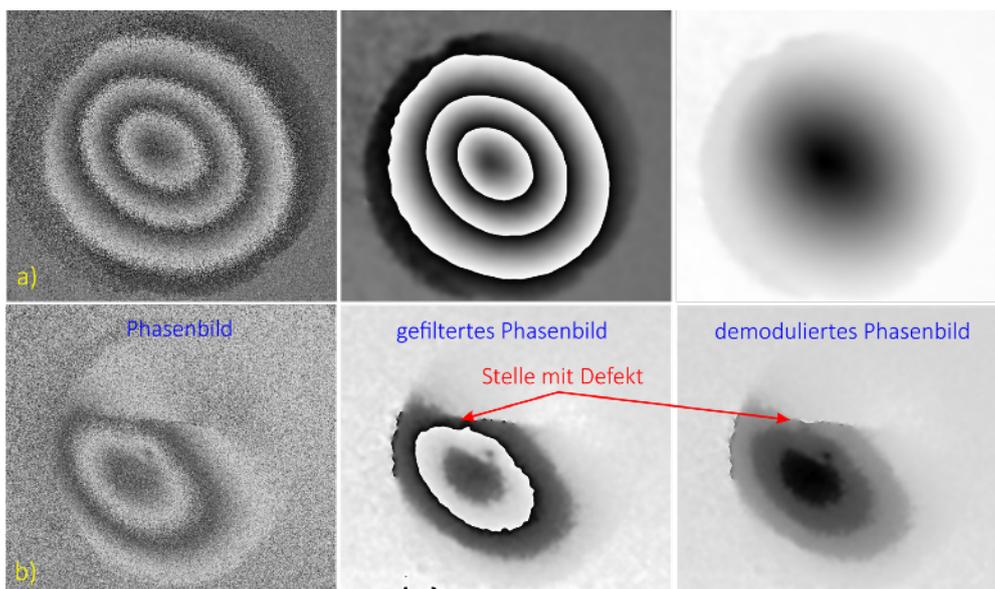


Abbildung 4.38: Ergebnisse der Out-of-Plane-Untersuchung einer Mikromembran mit Hilfe des Mikroferoskops bei statischer Kraftbelastung, a) intakte Membran, b) eine defekte Membran (Riss)

4.2.2.1 Laserangeregte Untersuchung von Mikromembranen

Auf Grund der hohen Sensitivität des Mikroferoskops kann der Laser, der zur interferometrischen Messung eingesetzt wird, auch zur thermischen Anregung verwendet werden. Der Nd:YAG-Laser mit einer optischen Leistung von 150mW erzeugt auf Grund des kleinen Laser-Messfleckes ($30 \times 30\text{mm}^2$) eine für die holografischen Untersuchungen ausreichend große thermische Verformung. Nach einer gewissen Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der thermischen Energie des Lasers und der Wärmeabgabe nach außen ein. Im Falle der Mikromembranen wird der Beharrungszustand nach ca. 10 Minuten erreicht. Dies hängt jedoch von den Eigenschaften des Messobjektes, der Zimmertemperatur und der eingestellten Vergrößerung ab.

Auf Grund des Defektes ist die Steifigkeit des Messobjektes im Bereich der Fehlstelle deutlich reduziert. Im Falle der Untersuchung, dargestellt in der Abbildung 4.39, wird ein ca. 1mm langer Anriss appliziert. Deshalb resultiert in diesem Bereich bei einer gleichmäßigen optischen Anregung der Oberfläche des Prüflings eine deutlich größere Verformung. Diese Verformung wird in Form einer Anomalie mittels des Mikroferoskops registriert.

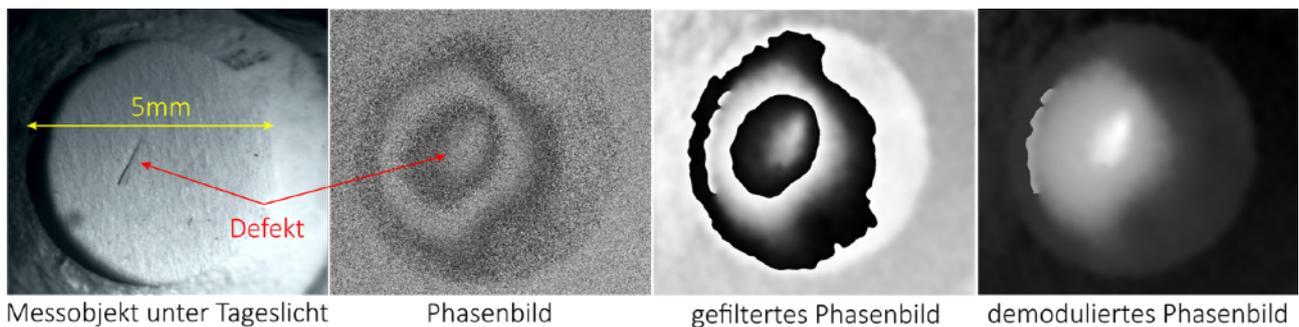


Abbildung 4.39: Ergebnisse der Fehlerdetektion einer defekten Membran mittels der Laseranregung, als Messgerät dient das Mikroferoskop, die Messung erfolgt in Out-of-Plane-Richtung

Der Vorteil dieser Anregungsart besteht darin, dass keine zusätzliche Belastungseinheit benötigt wird. Der Messaufbau besteht also lediglich aus dem Messgerät, einem Laser und dem Prüfling. Die Messprobe wird unter dem Mikroskop platziert und kann sofort untersucht werden. Deshalb ist die Integration dieser neuen Methode in die laufende Produktion von beispielsweise kleinen Präzisionsteilen denkbar. Neben der Verformungsmessung können außerdem parallel dazu hochauflösende Aufnahmen der Messobjekt Oberfläche vorgenommen werden, um weitere Eigenschaften mittels der bildbasierten Methoden zu überprüfen.

Zu den Nachteilen der Laseranregung zählt eine relativ lange Messdauer, die bis zu 40–50 Sekunden betragen kann. Beim Einsatz eines stärkeren Lasers wird für die Verformungserzeugung wesentlich weniger Zeit benötigt. Die Verwendung eines zweiten Lasers, der rein zur Anregung eingesetzt wird, ist also nicht zwingend erforderlich.

4.2.3 Fehlstellendetektion mittels thermischer Anregung

Die einfachste und gleichzeitig die schnellste thermische Anregungsart stellt die Puls-Anregung dar. Zur Anregung werden üblicherweise Halogen-Strahler eingesetzt. Die Strahler und die Kamera benötigen keine zusätzlichen Filter, da nicht gleichzeitig belastet und gemessen wird. Die interferometrischen Ergebnisse der Puls-Anregung enthalten neben den Informationen in Bezug auf die inneren Fehlstellen zusätzlich die Dehnungsanteile der Gesamtstruktur. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis verschlechtert. Deshalb ist die Interpretierbarkeit der Interferogramme nicht mehr so einfach.

Bei der Fertigung von CFK-Bauteilen wird ein hoher Faservolumenanteil gewünscht. Verschiedene Verunreinigungen, wie zum Beispiel Luftbläschen, verschlechtern die Eigenschaften des Werkstoffs deutlich und sollen deshalb bereits in der laufenden Produktion detektiert werden, um die Qualität der Produkte sicher zu stellen.

Die zu untersuchende CFK-Testplatte, die in der Abbildung 4.40 dargestellt ist, enthält eine Reihe von definierten Fehlstellen, die von außen durch eine visuelle Überprüfung nicht zu erkennen sind. Im Einzelnen sind folgende Fehlstellen nach der 3. und der 4. Gewebelage in die Test-Platte integriert: Pappe, Papier, Glasscherben, ein Stück einer Cutterklinge, Aluminiumfolie und Tesafilm. Die optische Anregung der CFK-Platte erfolgte von der Rückseite der Platte mit Hilfe eines Halogen-Strahlers. Aus Vertraulichkeitsgründen kann die Lage der Fehlstellen nicht gezeigt werden.



Abbildung 4.40: Zu untersuchende CFK-Platte (Abmessungen $40 \times 80 \text{cm}^2$)

Nahezu alle Fehlstellen können mit Hilfe des verwendeten Aufbaus detektiert werden. Lediglich das eingelegte kleine Papierstück ist nicht zu lokalisieren. Besonders einfach können die Glasscherben und die Cutterklinge gefunden werden. In der Abbildung 4.41 sind diese Defekte in der linken unteren Ecke und als große Fehlstelle in der Plattenmitte zu lokalisieren. Die untersuchte Test-Platte wird in insgesamt 17 Abschnitte unterteilt, um die einzelnen Bereiche genauer untersuchen zu können.

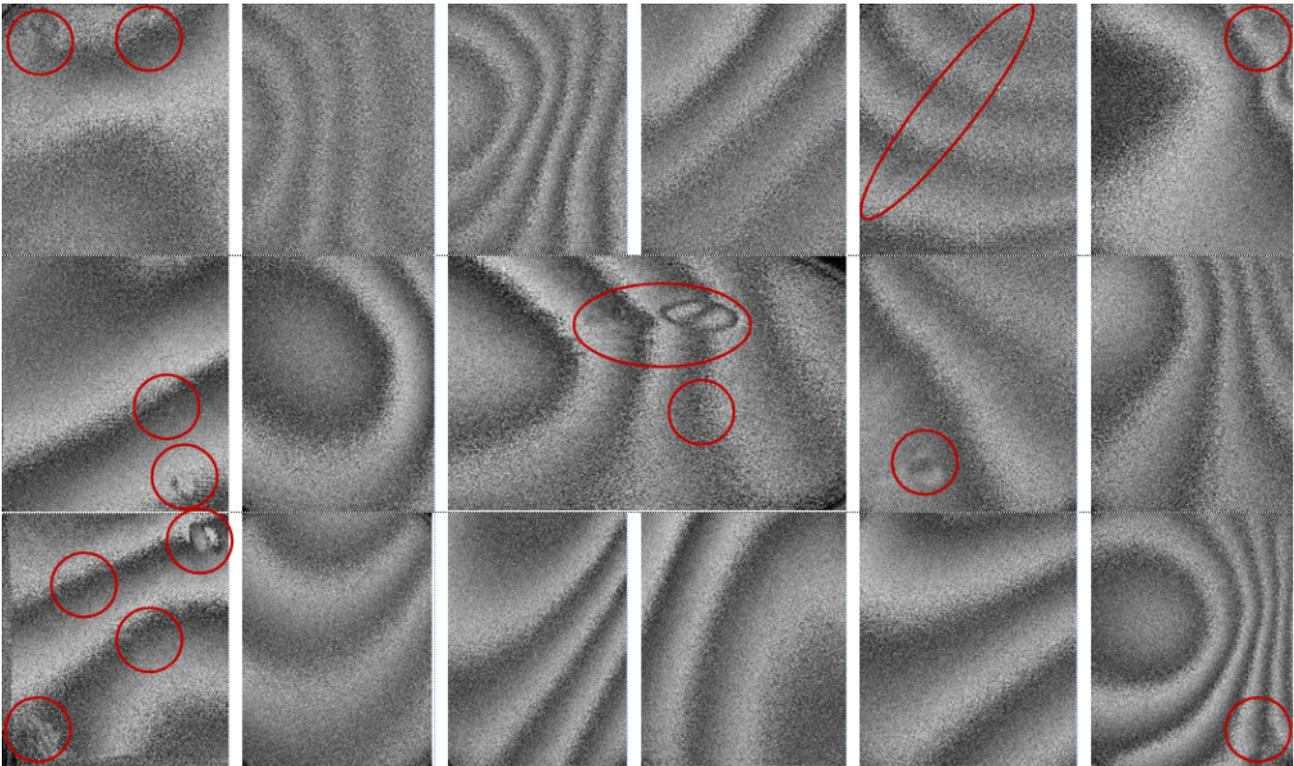


Abbildung 4.41: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung (mit der zeitlichen Phasenschiebung) einer präparierten CFK-Platte, die mittels optischer Puls-Anregung belastet wird, rot umrandet sind die lokalisierten Defekte

Untersuchung einer Aluminium-Testplatte

Die transiente Anregung stellt eine weitere Variante der thermischen Bauteilbelastung dar. Der Hauptunterschied zur Puls-Anregung besteht darin, dass die Belastung über einen längeren Zeitraum erfolgt. Der zweite Unterschied resultiert aus der längeren Untersuchungsdauer. Es werden nach der Anregung anschließend während der gesamten Abkühlphase shearografische bzw. holografische Messungen vorgenommen. Alternativ können die Messungen während der Aufheizungsphase durchgeführt werden. In so einem Fall sind aber die Halogen-Strahler und die Kamera mit entsprechenden Filtern auszustatten.

Als Messobjekt dient eine Aluminiumplatte mit 3 Reihen verschiedener Bohrungen (vgl. Abbildung 4.42). Die Bohrungen haben jeweils unterschiedliche Durchmesser und jede Reihe hat eine andere Tiefe. Die Messung erfolgt mittels eines Shearografie-Messgerätes mit der räumlichen Phasenschiebung. Die zu untersuchende Aluminiumplatte wird von der Rückseite (Seite mit den Bohrungen) mit einem Halogenstrahler thermisch angeregt, der mittels einer Fernbedienung ein- und ausgeschaltet wird.

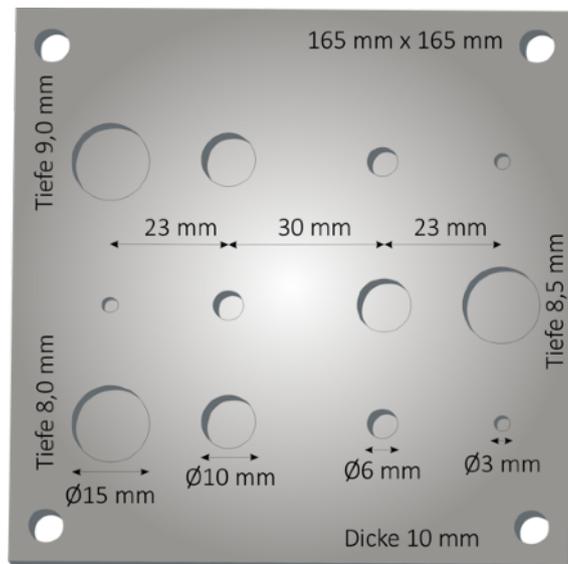


Abbildung 4.42: Rückseite des CAD-Modells der untersuchten Aluminiumplatte mit Angaben der Dimensionen der simulierten Fehlstellen

Mit Hilfe dieser einfachen optischen Anregungsart können, wie in der Abbildung 4.43 gezeigt, alle größeren Sacklochbohrungen detektiert werden. Nicht alle Vertiefungen mit einem Durchmesser von 6mm und insbesondere 3mm sind mit dieser Methode zu lokalisieren. Es ist zu beachten, dass die Aluminiumplatte von vorne untersucht wird, so dass die Bohrungen aus der Messrichtung nicht erkennbar sind. Dadurch erfolgt die Verknüpfung der shearografisch detektierten Fehlstellen (Abbildung 4.43) mit den rückseitigen Bohrungen der Aluminiumplatte (Abbildung 4.42) spiegelverkehrt. Das gilt im Folgenden für alle Untersuchungen.

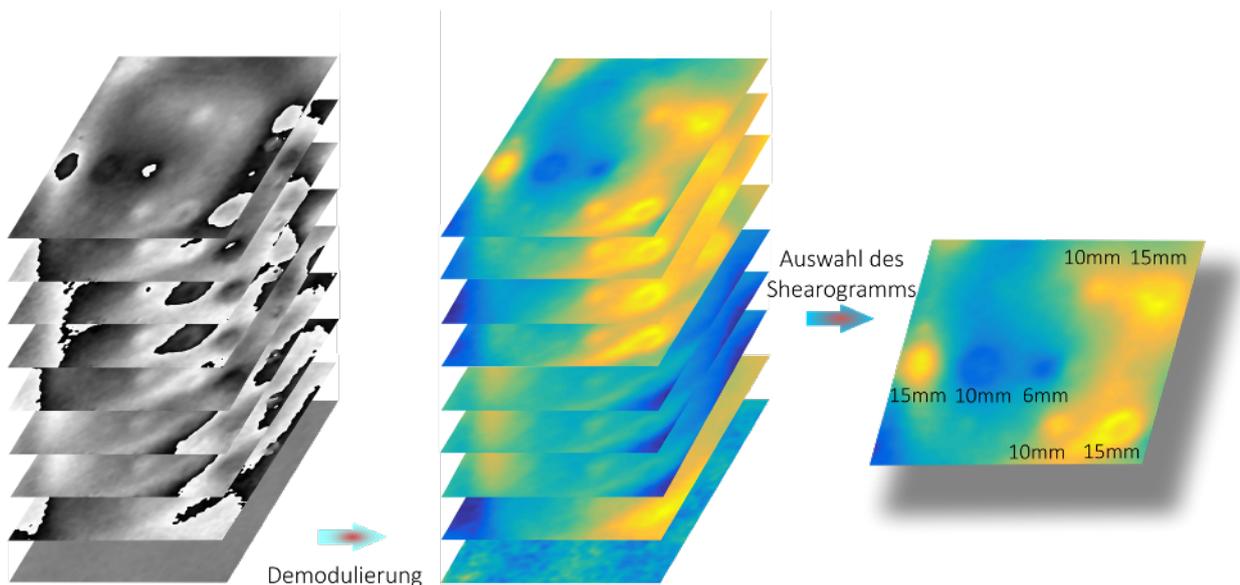


Abbildung 4.43: Ergebnisse der transienten Anregung einer Aluminiumplatte mit 3 Reihen an Bohrungen unterschiedlichen Durchmessers und unterschiedlicher Tiefe mit anschließender Auswahl des aussagekräftigsten Interferogramms

Die Lockin-Anregung unterscheidet sich von der transienten Lastaufbringung dadurch, dass die Wärmestrahlung moduliert aufgebracht wird. Das kann zum Beispiel eine sinusförmige Anregungsform sein. Dies hat zur Folge, dass auch das Anregungssignal zu erfassen ist, da es

anschließend für die Auswertung benötigt wird. Die Auswertung erfolgt anschließend mittels der Fourier-Transformation. Die Belastung kann bei verschiedenen Anregungsfrequenzen erfolgen. Allgemein gilt, dass je niedriger die Anregungsfrequenz ist, desto größer ist die Tiefe, in der die Fehlstellen noch detektiert werden können. Dies gilt bis zu den im Kapitel (4.1.3.6) beschriebenen Grenzen. Eine tiefere Modulations-Frequenz setzt jedoch eine lange Messdauer voraus.

Eine im Vergleich zum Lockin-Verfahren einfachere Methode der Messobjektuntersuchung, die im Rahmen dieser Arbeit angewandt wird, stellt eine gemittelte Auswertung der interferometrisch aufgenommenen Informationen dar. Alle Interferogramme werden zunächst demoduliert und anschließend aufsummiert. Dabei werden Ausreißer und falsch demodulierte Interferogramme vor der eigentlichen Analyse aussortiert. Diese Methode erlaubt eine effiziente Beseitigung von Ganzkörperdehnungen, die bei der thermischen Anregung zwangsläufig entstehen (siehe Abbildungen 4.44 und 4.45). Auf Grund der modulierten Anregung erfolgen eine Wanderung der Korrelationsstreifen und eine Änderung der Anzahl der Streifen in Abhängigkeit von der Anregung. Bei einer hinreichend langen Messdauer (2 bis 10 Sekunden), einer Anregungsfrequenz von zum Beispiel $0,2\text{Hz}$ bis 2Hz und 20 bis 30 Aufnahmen pro Sekunde werden somit mehrere Zyklen der Aufheizung und der Abkühlung des Prüflings aufgenommen. Eine Aufsummierung der Ergebnisse nach der 2D-Demodulierung und die anschließende Normierung auf die Anzahl der Aufnahmen ermöglichen, dank der Beseitigung der Ganzkörperverformung, eine zum Teil deutlich bessere Fehlstellendetektion.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchung der Platte aus der Abbildung 4.43 vorgestellt. Die optische Anregung erfolgt unter gleichen Randbedingungen. Jedoch wird die Intensität des Halogenstrahlers periodisch verändert.

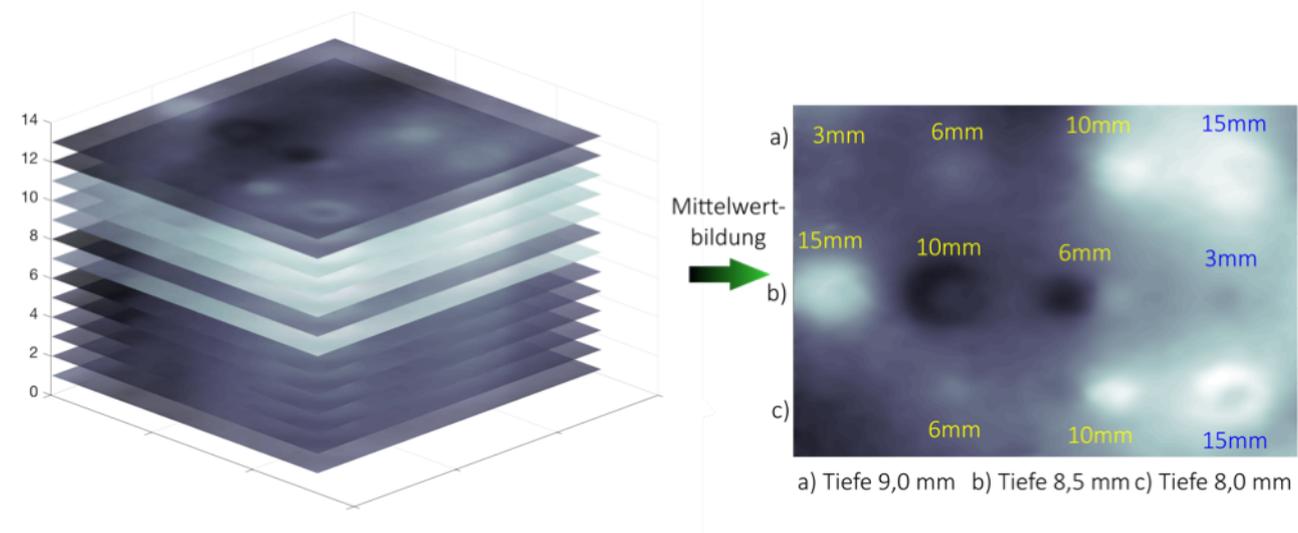


Abbildung 4.44: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung einer Aluminiumplatte mit diversen Bohrungen unterschiedlicher Tiefe. Belastung erfolgt moduliert mit Hilfe einer Halogenlampe. Die Auswertung erfolgt mittels der Mittelung der demodulierten Shearogramme

Mit Hilfe der gemittelten Auswertemethode können fast alle simulierten Fehlstellen trotz einer relativ großen Messobjekt-Dicke lokalisiert werden. Die Bohrungen mit dem Durchmesser von

3mm sind ab einer Tiefe von über 2mm schwer nachzuweisen, da die Shearografie an ihre physikalischen Grenzen dabei stößt. Nach der allgemeinen Faustregel gilt, dass die maximale Tiefe, in der eine Fehlstelle noch detektiert werden kann, ungefähr der Größe der Fehlstelle entspricht. Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der optischen Anregung ist die Homogenität der Oberflächenilluminierung. Auf Grund der inhomogenen, optischen Anregung können oftmals nicht alle Defekte gefunden werden. Eine Übersicht und ein Vergleich verschiedener Strahlungssysteme sind beispielsweise in [41] zu finden.

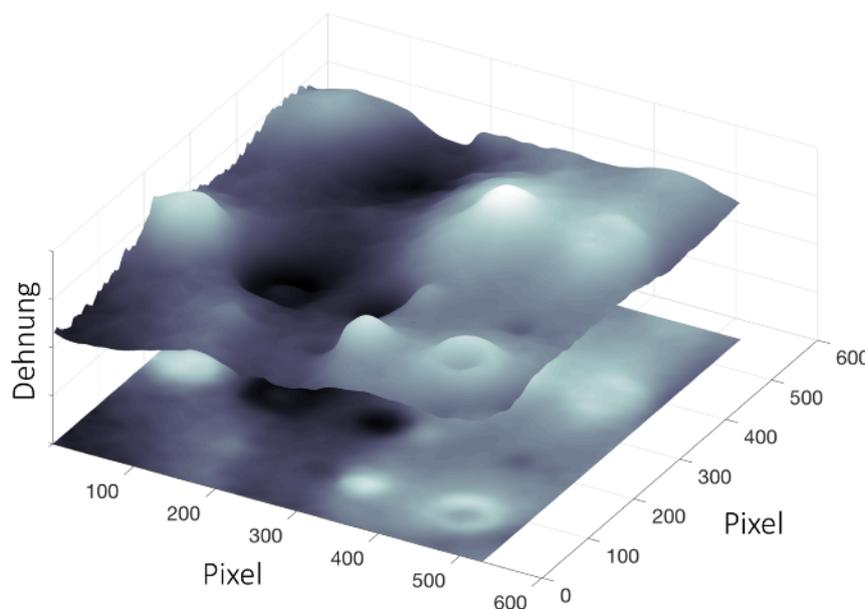


Abbildung 4.45: Vergleich eines demodulierten Shearogramms (oben) mit dem Ergebnis der Mittelung mehrerer Belastungszyklen (unten), durch die Mittelung werden Ganzkörperdehnungen effektiv beseitigt

Die durchgeführten Messungen zeigen die Wirksamkeit der optischen Bauteilanregung bei der Detektion von Fehlstellen. Außerdem ist die optische Lastaufbringung in der Regel sehr einfach zu realisieren. Die Deutung der Ergebnisse ist auch durch unerfahrene Bediener des Shearografie-Messsystems problemlos möglich.

4.2.4 Fehlstellendetektion mittels dynamischer Anregung

Viele Fehlstellen können bei höheren Anregungsfrequenzen unabhängig vom Prüfling schwingen und werden dadurch detektiert. Im Folgenden werden Ergebnisse der Untersuchung mehrerer Aluminiumplatten vorgestellt. Bei der ersten Untersuchung wird für die Fehlstellendetektion die Methode der Zeitmittlungs-Shearografie eingesetzt. Der Messaufbau dieser Anregungs-Methode entspricht der klassischen Shearografie. Es wird keine Synchronisierung zwischen dem Laser und dem Shaker benötigt. Als dynamischer Anreger kommt ein Piezo-Shaker zum Einsatz. Die Anregungsfrequenz wird mit Hilfe eines externen Frequenzgenerators eingestellt. Im praktischen Einsatz wird ein Sweep unter Eingabe einer Startfrequenz, einer Stopfrequenz und der Dauer verwendet. Während des Sweeps wird eine interferometrische Erfassung unter einer ständigen

Erneuerung des Referenzbildes vorgenommen. Die während des Sweeps festgestellten Defekte können anschließend genauer untersucht werden.

Als Messobjekt dient eine Aluminiumplatte mit einer Dicke von 5 mm . Rückseitig sind Bohrungen als Kreismuster gleicher Tiefe ($4,5\text{ mm}$) aber mit unterschiedlichen Durchmessern (von 3 bis 10 mm) implementiert. Die Platte wird mit Hilfe eines Piezo-Shakers rückseitig dynamisch belastet (siehe Abbildung 4.46).

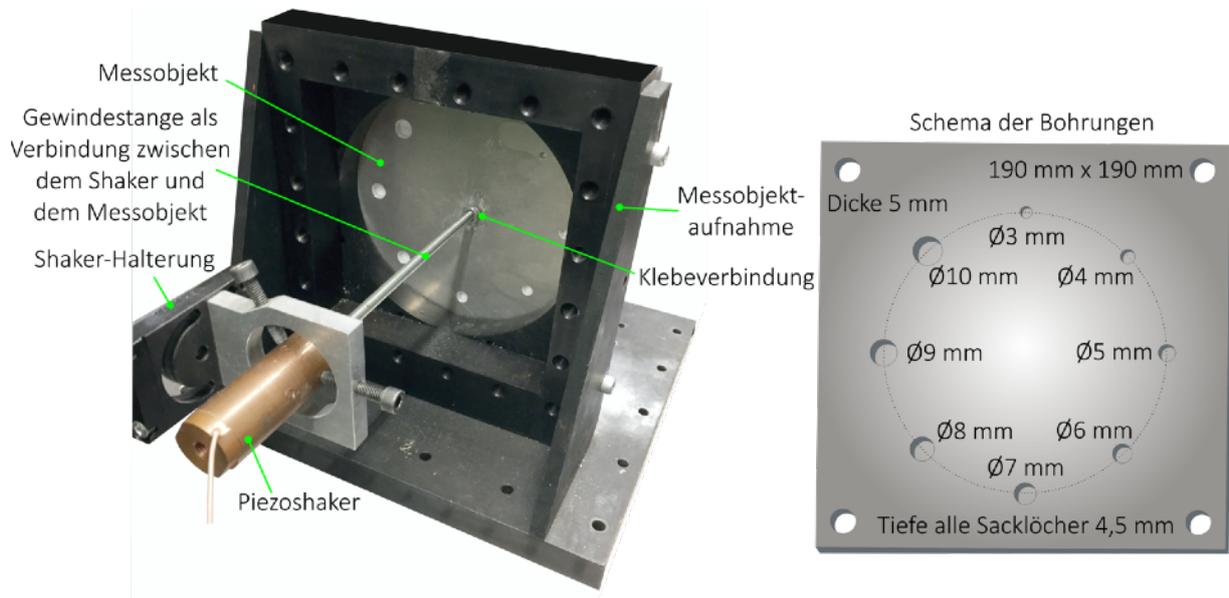


Abbildung 4.46: Links: verwendeter Belastungsaufbau bei der Untersuchung einer Aluminiumplatte, rechts: Schema der Bohrungen

Die größeren Fehlstellen machen sich auf Grund der geringeren Steifigkeit bereits bei niedrigeren Frequenzen bemerkbar. Allgemein gilt, dass je kleiner die Fehlstelle und je größer der Abstand bis zur Messobjektoberfläche sind, desto höher ist die erforderliche Anregungsfrequenz. Dadurch, dass die Fehlstellen genau wie jede andere Struktur eine unendliche Anzahl an Eigenmoden haben, sind die größeren Defekte auch bei höheren Frequenzen detektierbar. Aus der Abbildung 4.47 ist erkennbar, dass die Fehlstelle in der rechten unteren Ecke sowohl bei $62,4\text{ kHz}$ als auch bei $65,9\text{ kHz}$ detektierbar ist. Dabei schwingt die Fehlstelle jeweils mit einer anderen Eigenform. Dieser Zusammenhang gilt auch für die anderen Fehlstellen. Eine weitere quantitative Auswertung der Ergebnisse der Zeitmittlungs-Shearografie ist nicht möglich.

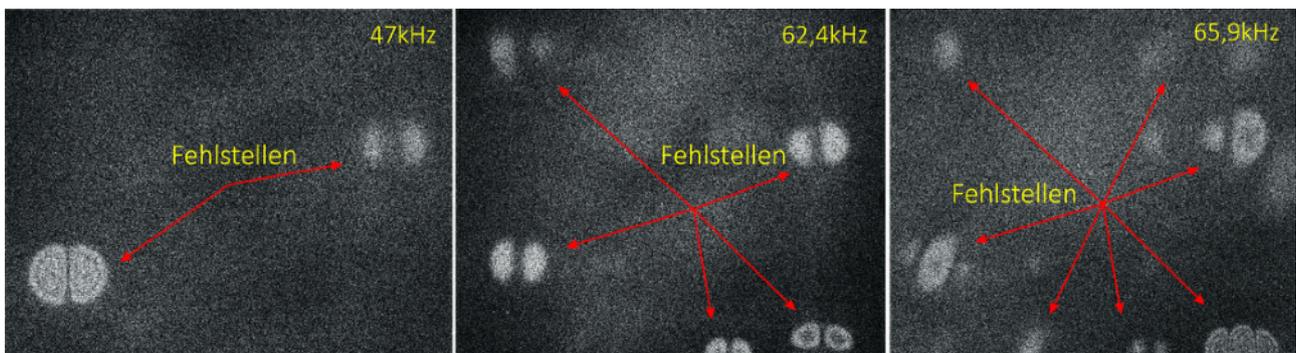


Abbildung 4.47: Die mittels der Zeitmittlungs-Shearografie detektierten Fehlstellen in einer Aluminiumplatte

Bei der quantitativen Auswertung der Interferogramme können zusätzliche Aussagen bezüglich der Dehnungen und Verformungen getroffen werden. Der Messaufbau der Zeitmittlungs-Shearografie ist dafür um eine stroboskopische Messobjektbeleuchtung oder eine Hochgeschwindigkeitskamera zu erweitern.

4.2.5 Fehlstellendetektion mittels hydrostatischer Anregung

Unter der hydrostatischen Anregung wird eine Messobjektuntersuchung bei einem veränderlichen Druck verstanden. Der Druck kann sowohl im Inneren des Prüflings aufgebaut werden, aber auch von außen einwirken. Bei zum Beispiel Rohrleitungen ist diese Anregungsart einfach zu realisieren und erlaubt eine schnelle und somit effiziente Fehlstellenanalyse. Insbesondere die Shearografie ist in Kombination mit dieser Anregungsart effektiv.

Eine lokal erhöhte Konzentration an Korrelationsstreifen in Form eines Butterfly-Musters ist ein deutliches Indiz für eine Fehlstelle. Nach der Filterung und Entfaltung des Phasenbildes ist der Defekt im Bereich der größten Dehnungen zu lokalisieren. Die nächste Abbildung 4.48 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung eines rohrförmigen Druckbehälters mit einer inneren Fehlstelle (Einschnitt mit einer Länge von 3cm). Der untersuchte Druckbehälter ist relativ dickwandig (5mm). Die Fehlstelle hat eine Tiefe von ca. $2,5\text{mm}$. Bei ca. 1bar ist die Fehlstelle bereits deutlich zu erkennen. Bei größeren Belastungen kommt der Defekt noch deutlicher zum Vorschein.

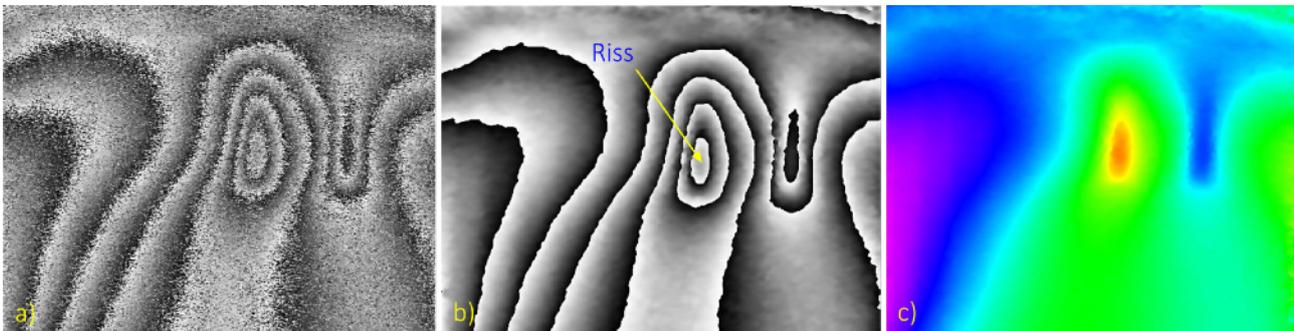


Abbildung 4.48: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung eines Druckbehälters mit einem inneren Defekt bei 4bar , a) Phasenbild, b) gefiltertes Phasenbild, c) Dehnung

Bei großen Belastungen wird die komplette Geometrie des Prüflings verformt, so dass die Streifenmuster nicht nur lokal, sondern entsprechend der Messobjektverformung verteilt über die gesamte Oberfläche auftreten. Zum Nachweis von einer tief liegenden Fehlstelle ist dies jedoch oftmals erforderlich und stellt somit einen Nachteil des Verfahrens dar. Ein weiterer Nachteil der höheren Belastung resultiert aus der Überschreitung des Messbereiches der Shearografie für oberflächennahe Defekte, die sich bereits bei kleineren Drücken bemerkbar machen (siehe Abbildung 4.50).

Im Folgenden werden Untersuchungsergebnisse einer Platte mittels der Shearografie vorgestellt. Die Platte wird mit Hilfe einer Belastungsvorrichtung, die eine hydrodynamische Anregung erlaubt, beansprucht. Die Erhöhung der Belastung erfolgt in $0,5\text{bar}$ Schritten mittels Druckluft.

Die untersuchte Platte aus der Abbildung 4.49 weist mehrere rückseitig eingebrachte Bohrungen bzw. zwei Einschnitte auf. Der horizontale Schlitz ist in Richtung des Shearbetrages orientiert. Die vertikale Langlochbohrung ist um 90° zu der Shearrichtung verdreht.

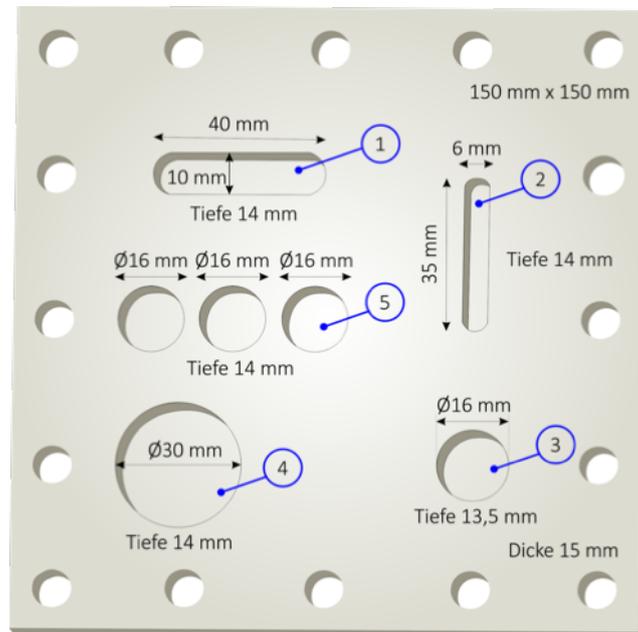


Abbildung 4.49: Abmessungen der zu untersuchenden Aluminiumplatte (Rückseite)

Die Platte wird von vorne untersucht, so dass die Bohrungen aus der Messrichtung nicht sichtbar sind. Bereits bei einem Druck $0,5\text{bar}$ sind 3 Fehlstellen erkennbar (siehe Abbildung 4.50). Bis 2bar ist keine nennenswerte Dehnung der gesamten Platte vorhanden. Ab 2bar überlagert die Dehnung der Aluminiumplatte die lokalen Dehnungskonzentrationen der Fehlstellen. Dadurch wird die Interpretierbarkeit der Ergebnisse erschwert.

Der vertikale Einschnitt ist bei einer genauen Betrachtung bereits ab 2bar zu lokalisieren. Bei 4bar ist der horizontale Einschnitt in Form einer Verzerrung des Streifenmusters in diesem Bereich erkennbar. Das vertikal ausgerichtete Langloch macht sich bei $2,5\text{bar}$ durch eine deutliche Grauwertänderung bemerkbar. Außerdem sind in den Eckbereichen bei noch höheren Drücken zirkulare Dehnungskonzentrationen zu sehen. Um die vertikale Langlochbohrung noch deutlicher zu erfassen, ist der Shearbetrag um 90° zu verstellen.

Der Messbereich der Shearografie bei der Untersuchung der Fehlstellen, die sich bereits bei kleinsten Belastungen bemerkbar machen, wird spätestens bei einem Druck von über 3bar überschritten. Dies äußert sich durch eine zu hohe Anzahl an Korrelationsstreifen, die sich nicht mehr einzeln detektieren und somit auswerten lassen. Die Ganzkörperdehnungen lassen sich nachträglich mathematisch eliminieren, um die Aussagekraft und somit die Fehlerdetektierbarkeit weiter zu steigern. Das geht jedoch nur dann, wenn alle Dehnungsinformationen sich fehlerfrei entfalten lassen. Bei Messobjekten, die sowohl oberflächennahe, als auch tief verborgene Fehlstellen haben, ist eine quantitative Berechnung von Dehnungen bei größeren Belastungen in der Regel nicht möglich.

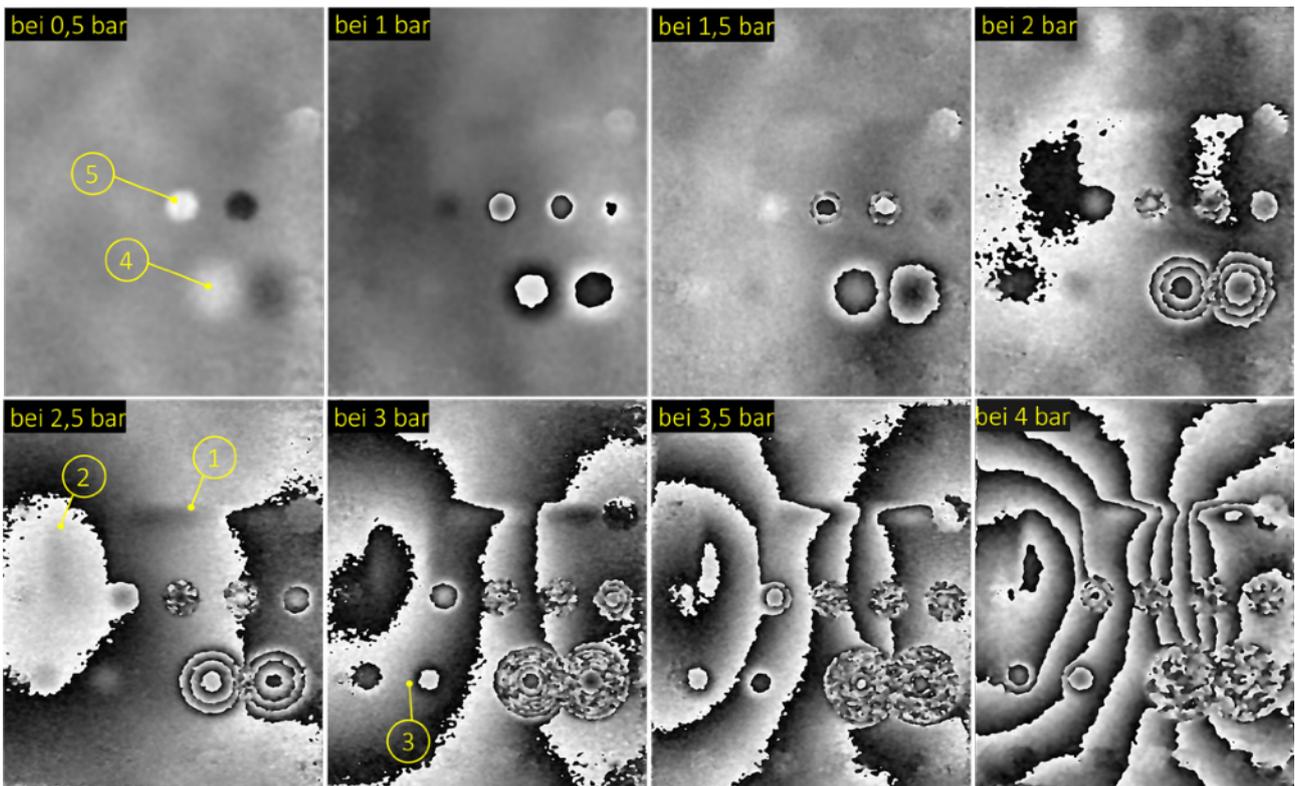


Abbildung 4.50: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung (Shearbetrag 20mm) der Aluminiumplatte mittels einer hydrostatischen Belastung. Die Druckbeaufschlagung wird in 0,5bar Schritten erhöht. Die eingekreisten Zahlenwerte entsprechen den Fehlstellen aus Abbildung 4.49 und sollen die Zuordnung dieser erleichtern

4.2.6 Fehlstellendetektion mittels Lamb-Wellen

Die Detektion von Fehlstellen mittels elastischer Wellen ist nicht neu und wird seit einigen Jahrzehnten in der zerstörungsfreien Prüfung eingesetzt. Die Visualisierung der Oberflächenwellen erfolgt in der Regel mit Hilfe der Laservibrometer, da diese flächendeckend, berührungslos und hinreichend schnell messen können. Außerdem können Verformungsamplituden unter einem Nanometer erfasst werden. Die shearografische Fehlerdetektion mittels Lamb-Wellen ist dagegen noch wenig erforscht, es existieren lediglich einige wenige Ansätze [76]. Die Besonderheit des im Rahmen dieser Arbeit benutzten Ansatzes besteht darin, dass ein shearografischer Sensor mit der räumlichen Phasenschiebung und stroboskopischer Beleuchtung, also in Kombination mit einer handelsüblichen CCD-Kamera, zur Visualisierung von Lamb-Wellen eingesetzt wird.

Die Hauptschwierigkeit der shearografischen Untersuchungen mittels der Lamb-Wellen besteht darin, dass die Amplituden der Oberflächenwellen lediglich einige Hundert Nanometer betragen. Die maximalen Amplituden werden im tiefen MHz -Bereich (bis ca. $0,1MHz$) erzeugt. Außerdem ist die Deutung der Ergebnisse nicht immer einfach, wenn es vor allem zu Reflexionen an den Rändern der zu untersuchenden Platte und somit zu mehrmaligen Überlagerungen von Lamb-Wellen kommt.

Im Folgenden werden Ergebnisse der Untersuchung einer CFK-Platte mit einer Dicke von 5mm diskutiert. Als erstes wird eine Stelle mit zwei simulierten Rissen untersucht. Einer der Risse hat einen Durchbruch nach außen und stellt somit einen großen, signifikanten Fehler dar (siehe Abbildung 4.51). Der zweite Einschnitt hat eine Tiefe von ca. $2,5\text{mm}$ und eine Länge von ca. 20mm . Die Anregung erfolgt zwischen den beiden Fehlstellen mit einem Piezoshaker, der mit Hilfe einer metallischen Senkkopfschraube mit dem Werkstück verbunden wurde. Der Schraubenkopf wird mit mehreren linienförmigen Kerben versehen und mit der CFK-Platte verklebt. Wie in [78] gezeigt, ermöglicht ein kammförmiger Einschallkopf eine effizientere Lamb-Wellen-Erzeugung. Ohne die Kerben ist das Erzeugen der Oberflächenwellen mit dem beschriebenen Aufbau ebenfalls möglich, jedoch nicht mehr so gut kontrollierbar.

Der simulierte Riss mit dem Durchbruch nach außen ist besonders deutlich im Phasenbild zu erkennen (vgl. Abbildung 4.51), da dieser die Ausbreitung von Wellen in die vom Aktor entgegengesetzte Richtung komplett unterbindet. Dies ist auf eine Totalreflexion von Lamb-Wellen an den Rändern des Einschnittes zurück zu führen. Der Einschnitt ohne den Durchbruch nach außen ist ebenfalls zu detektieren. Dieser ist dadurch zu erkennen, dass die Amplituden der elastischen Wellen nach dem Passieren dieses simulierten Risses um ein Vielfaches abgeschwächt werden. Der Einschnitt ist also groß bzw. tief genug, um das ungestörte Ausbreiten von Lamb-Wellen in der CFK-Platte zu beeinflussen.

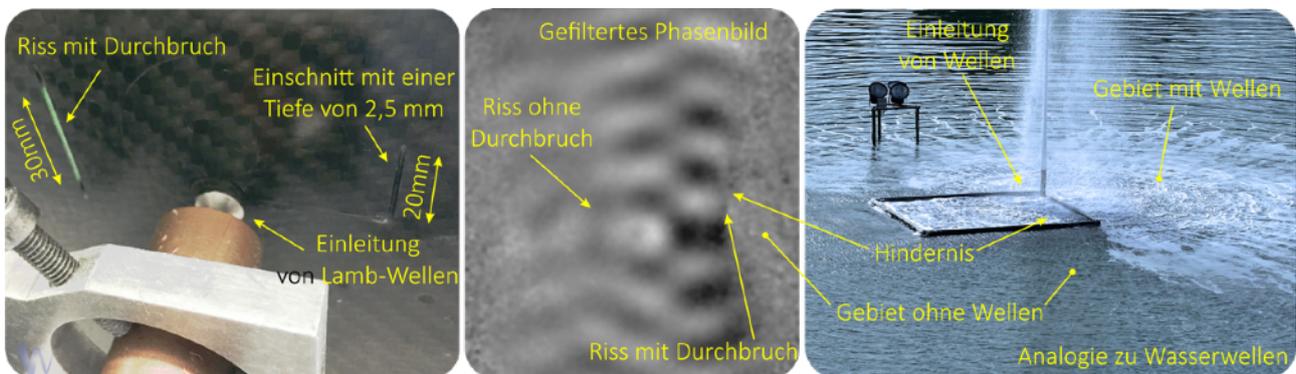


Abbildung 4.51: Messaufbau (links) und Ergebnisse (in der Mitte) der shearografischen Fehlstellendetektion (Shearbetrag 20mm) in einer CFK-Platte mittels der Lamb-Wellen (angeregt mit $31,4\text{kHz}$) und Analogie zu einer Wasserfontäne mit einem Hindernis (rechts)

Zur Gewinnung von Vergleichsdaten soll das ungestörte Ausbreiten von Lamb-Wellen in der gleichen CFK-Platte an einer Stelle ohne messbare Defekte betrachtet werden. Die nächste Abbildung 4.52 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung dieser Stelle. Es sind keine Auffälligkeiten im gefilterten Phasenbild erkennbar. Lediglich eine stark gedämpfte Reflexion der Lamb-Wellen ist an den Rändern der Platte anhand der Überlagerungen mit der eben erzeugten Welle vorhanden. Die Anregung erfolgt rückseitig mit dem bereits in der Abbildung 4.51 gezeigten Piezo-Aktor. Die Anregungsfrequenz liegt dabei bei $34,5\text{kHz}$.

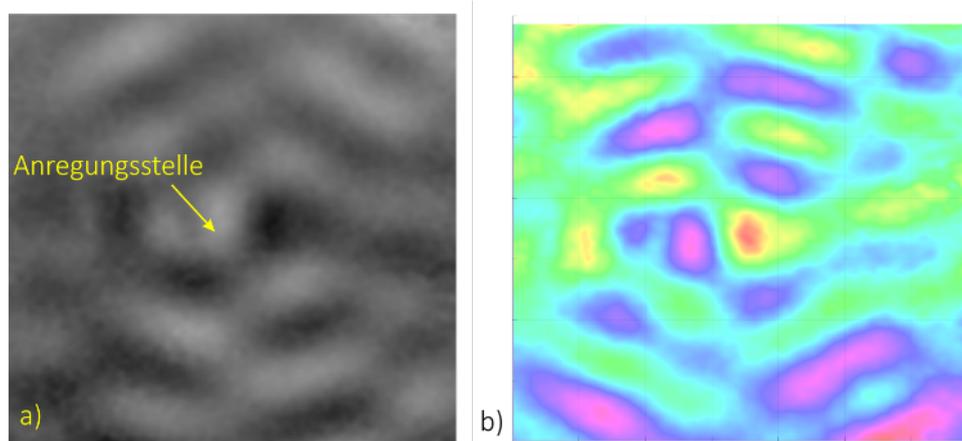


Abbildung 4.52: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung (Shearbetrag ca. 20mm) einer CFK-Platte ohne messbare Defekte mittels der Lamb-Wellen, a) gefiltertes Phasenbild, b) berechnete Dehnung in 2D-Darstellung

Als letztes Beispiel der Untersuchung von Messobjekten mittels der Lamb-Wellen wird die Analyse einer CFK-Platte mit einer Dicke von 5mm vorgestellt. Die Platte wurde rückseitig eingeschnitten. Die Tiefe des Einschnittes, der einen Riss simulieren soll, beträgt ca. 3mm und hat eine vertikale Ausdehnung von ca. 30mm . Die Einleitung der Lamb-Wellen erfolgt analog zu den weiter oben bereits vorgestellten Untersuchungen. Die Anregungsfrequenz liegt bei $33,2\text{kHz}$.

Die Messergebnisse aus der Abbildung 4.53 zeigen eine deutliche Auffälligkeit im Bereich des simulierten Risses. Die rückseitige Fehlstelle äußert sich im gefilterten Phasenbild dadurch, dass eine vertikale Linie, deren Form und Abmessungen dem Einschnitt entsprechen, zu erkennen ist. Die Detektierbarkeit der simulierten Fehlstelle resultiert aus den in diesem Bereich geringeren Amplituden der Lamb-Wellen, die auf Grund der Interaktion der elastischen Welle mit dem Defekt und bei der Ausbreitung dieser gestört werden. Außerdem wird die Amplitude der Lamb-Welle nach dem Passieren des Defektes deutlich abgeschwächt.

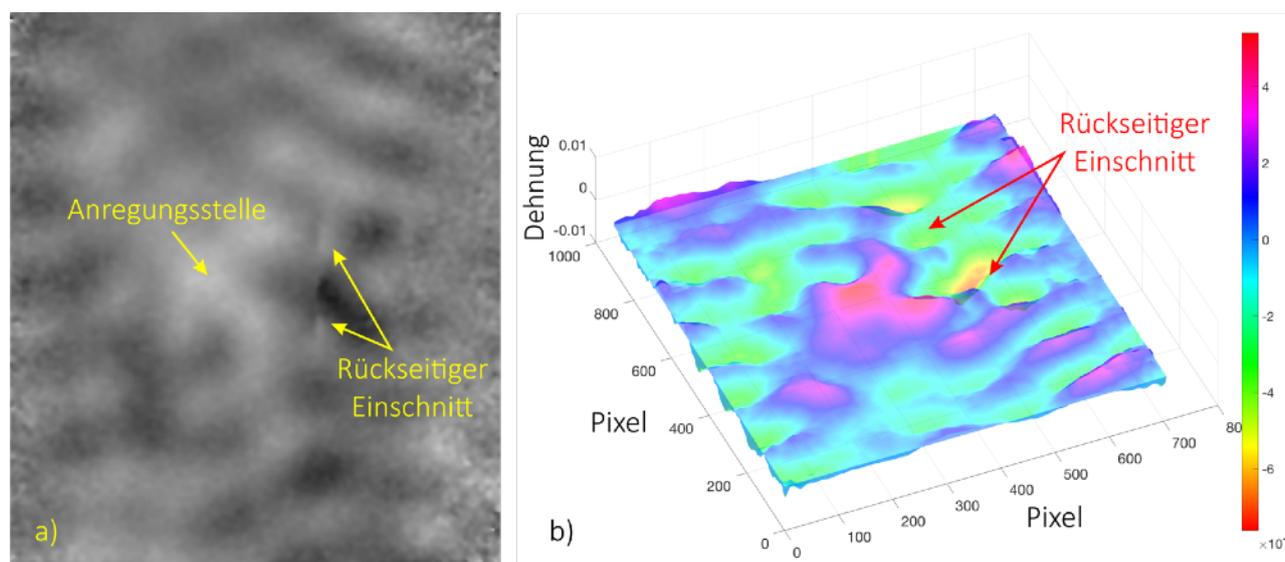


Abbildung 4.53: Ergebnisse der shearografischen Untersuchung (Shearbetrag 20mm) einer CFK-Platte mittels der Lamb-Wellen mit einem Defekt in Form eines rückseitigen Einschnittes

4.2.6.1 Zusammenfassung der Untersuchungen mittels Lamb-Wellen

Der realisierte shearografische Messaufbau in Verbindung mit der räumlichen Phasenschiebung, stroboskopischer Beleuchtung und einer Messobjektanregung mittels der elastischen Wellen ermöglicht eine zuverlässige Detektion von verschiedenen Fehlstellen in unterschiedlichen Materialien. Die physikalische Natur der Lamb-Wellen setzt jedoch einen plattenförmigen Aufbau der zu prüfenden Struktur voraus.

Die Detektion von mittelgroßen Defekten (von 10 bis 40mm) gelingt mit einer hohen Zuverlässigkeit. Detektion von kleineren Fehlstellen (unter 10mm) ist jedoch schwierig, da entsprechend eine noch kleinere Wellenlänge der Lamb-Wellen erzeugt und visualisiert werden muss, damit es zur Wechselwirkung der elastischen Welle mit dem Defekt kommt. Eine kürzere Wellenlänge kann bei höheren Anregungsfrequenzen erzeugt werden. Dabei nimmt jedoch die Amplitude der elastischen Welle ab, so dass diese mit der Shearografie nicht mehr erfasst werden kann. Die Sensitivität der Shearografie kann mit Hilfe des Shearbetrages zwar in gewissen Grenzen eingestellt werden, dies ist jedoch in der Regel nicht mehr ausreichend, um oberhalb von 100kHz die Lambwellen zuverlässig zu visualisieren.

Diese innovative Methode der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung bietet noch sehr viel Potential, insbesondere bei der Fehlstellendetektion in plattenförmigen Kompositwerkstoffen und hat gegenüber den anderen Anregungsmethoden durchaus Vorteile. Hierzu zählen die einfache Deutung der Ergebnisse, die relativ einfache Realisierung der Anregung und eine anschaulich visualisierbare Wechselwirkung der elastischen Wellen mit Defekten. Anhand der Interaktion der Lamb-Wellen mit der Fehlstelle ist es außerdem möglich, Rückschlüsse auf die Form und die Tiefe des Defektes zu tätigen. In [75] wurden bereits erste Ansätze und experimentelle Ergebnisse in Bezug auf die Rekonstruktion von kreisrunden und dreieckigen Fehlstellen anhand der Reflexion von elastischen Wellen veröffentlicht.

4.3 Vergleich der Anregungsarten

Die vorgestellten Anregungsarten haben jeweils Vor- und Nachteile. Es existiert keine Anregungsart, die für alle Anwendungsfälle gleichermaßen gut geeignet wäre. Die Auswahl der jeweils optimalen Methode hängt vielmehr von vielen Faktoren ab. Einige der wichtigen Limitierungen in Bezug auf die Wahl der optimalen Anregungsart resultieren oftmals aus den Randbedingungen. Wenn zum Beispiel auf Grund von Vibrationen lediglich ein kleines Zeitfenster zum Durchführen der Messungen zur Verfügung steht, scheiden schon allein auf Grund dieser Limitierung viele Methoden aus. Eine wichtige Rolle spielt außerdem das Material des Messobjektes. Die Art, räumliche Ausdehnung und die Tiefe der zu detektierenden Fehlstellen setzen ebenfalls bestimmte Anforderungen an die Anregungsart. Die Größe des zu untersuchenden Bereiches spielt zwar keine primäre Rolle bei der Wahl der Anregung, kann aber die Untersuchung von großen Objekten auf Grund der Notwendigkeit der Messvorbereitungen bei einer Verschiebung der Apparatur ineffizient machen. Dies gilt auch für die zu untersuchende Stückzahl an Prüflingen.

Im Folgenden soll zum Verdeutlichen der Kriterien bei der Wahl der optimalen Anregungsart eine beispielhafte Untersuchung einer 10mm dicken Aluminiumplatte mit diversen Bohrungen vorgestellt werden. Die Sacklochbohrungen haben jeweils verschiedene Durchmesser und Tiefen (vgl. Abbildung 4.54). Die simulierten Fehlstellen befinden sich auf der Rückseite der Platte und sind aus der Untersuchungsrichtung nicht erkennbar.

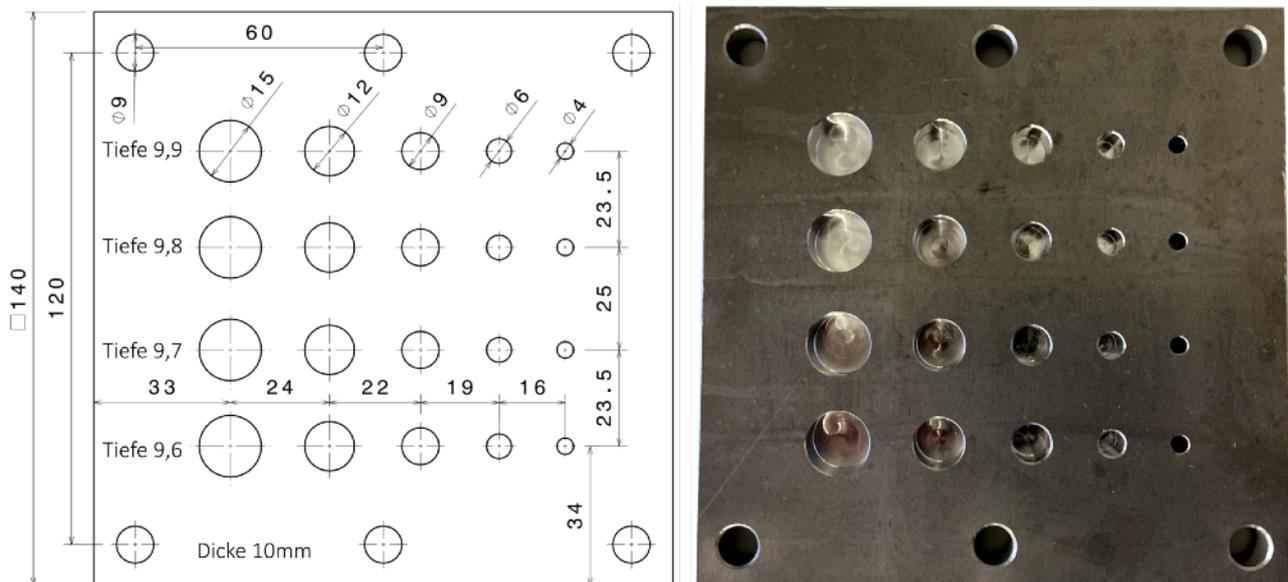


Abbildung 4.54: Die zu untersuchende Aluminiumplatte, links technische Zeichnung und rechts die gefertigte Platte

Das Messobjekt wird mit Hilfe von 3 verschiedenen Anregungsarten nacheinander untersucht. Im Einzelnen sind das folgende Methoden: Die hydrostatische, die dynamische und die optische Anregung. Die Wahl der geeigneten Belastungsmethode oder auch der Methoden erfolgt analog zu der oben beschriebenen Vorgehensweise.

Auf Grund der relativ großen Dicke der zu untersuchenden Platte war die Fehlstellendetektion mittels der Lamb-Wellen ohne zusätzliches Equipment nicht möglich. Wegen der nicht einfachen Anregung von elastischen Wellen in dickeren Strukturen schied diese Methode somit aus. Die Ultraschall-Anregung zwecks Defekturferreibung ist wegen der nicht vorhandenen Rissuferreibung ebenfalls in diesem Fall ungeeignet. Es wurden keine zeitlichen Limitierungen festgelegt. Deshalb bleiben die drei erwähnten Anregungsmethoden übrig.

Um eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wird bei allen 3 Anregungsarten der gleiche Laser verwendet. Wie in der nächsten Abbildung zu erkennen, wird ein Nd:YAG-Laser, der im grünen Spektralbereich die Strahlung emittiert, verwendet.

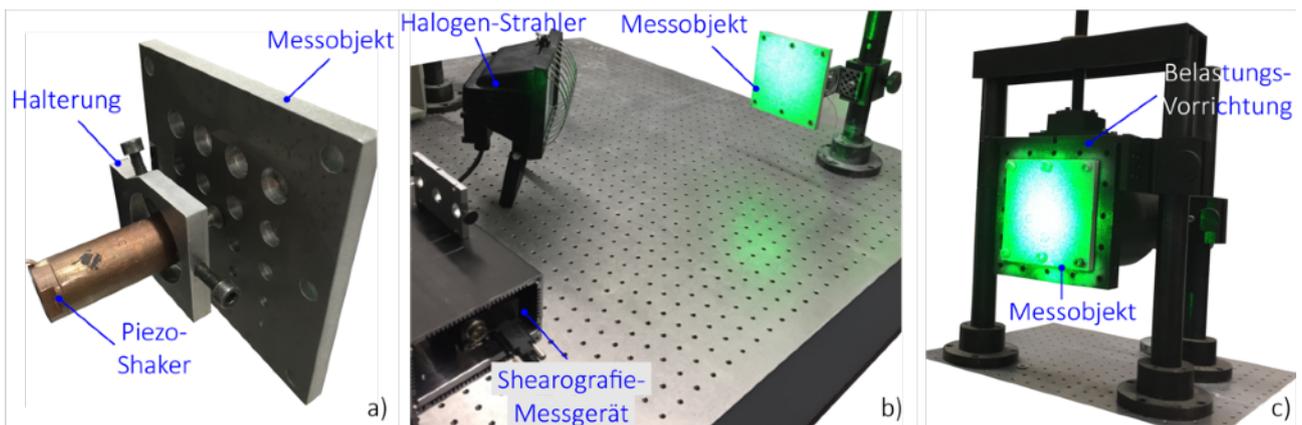


Abbildung 4.55: Messaufbauten bei der shearografischen Untersuchung der Aluminiumplatte, a) dynamische Anregung, b) optische Anregung, c) hydrostatische Belastung

Bei der hydrostatischen Anregung wird die Aluminiumplatte mit Hilfe von 6 Schrauben fixiert, 3 oberhalb und 3 unterhalb des zu untersuchenden Bereiches. Mittels einer speziellen Belastungsvorrichtung (vgl. Abbildung 4.55) erfolgt eine hydrostatische Belastung des Prüflings. Bereits bei einem Druck von 1bar sind alle Bohrungen mit den Durchmessern von 9mm bis 15mm deutlich detektierbar (siehe Abbildung 4.56). Bei 2bar werden zusätzlich die Vertiefungen mit dem Durchmesser 6mm erkennbar. Ab diesem Druck spielt die Verformung der ganzen Aluminiumplatte bereits eine wichtige Rolle, da eine Vielzahl an Interferenzstreifen die Dehnungs-Informationen der Fehlstellen überlagert. Eine weitere Druckerhöhung führt zur Entstehung von noch mehr störenden Dehnungen der Gesamtstruktur, so dass bei einem Druck von über 3bar keine quantitative Auswertung der Interferogramme mehr möglich wird. Bei einer Druckbelastung von 3bar und mehr macht sich die obere der vier Bohrungen mit dem Durchmesser 4mm bemerkbar.

Die dynamische Anregung des Messobjektes erfolgt mit Hilfe eines Piezo-Shakers, der mit der Platte über einen Stift verklebt wird (siehe Abbildung 4.55). Die Einstellung der Anregungsfrequenz wird mittels eines Frequenzgenerators, der am Ausgang mit einem Analogverstärker verbunden wird, realisiert. Bereits bei 20kHz sind Resonanzschwingungen einzelner Defekte deutlich wahrnehmbar. Eine kollektive Anregung ist jedoch erst ab 50kHz möglich. Alle Bohrungen mit der Tiefe $9,9\text{mm}$ sind bei $62,4\text{kHz}$ zu lokalisieren.

Außerdem schwingen weitere zahlreiche Fehlstellen bei dieser Frequenz (vgl. Abbildung 4.56). Die ersten zwei Bohrungen der dritten Reihe (von oben) sind bei dieser Anregungsfrequenz zunächst nicht zu erkennen, können aber bei $53,8\text{kHz}$ visualisiert werden. Die dynamische Anregung erlaubt also die Detektion von allen Fehlstellen der untersuchten Aluminiumplatte. Die Fehlstellen werden jedoch bei unterschiedlichen Frequenzen lokalisiert, so dass ein zeitaufwändiges Absuchen eines breiten Frequenzspektrums erforderlich ist.

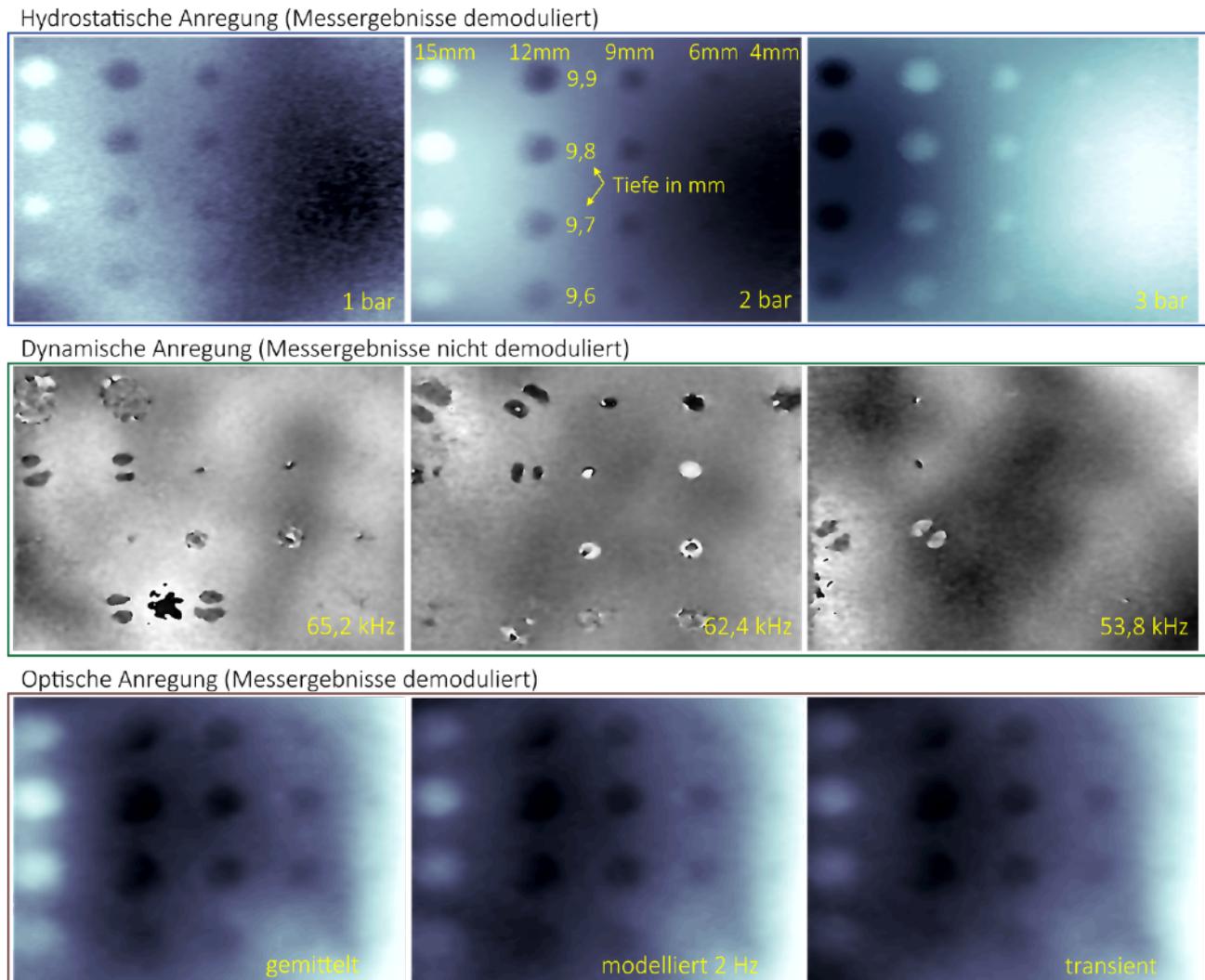


Abbildung 4.56: Vergleich von 3 Anregungsarten bei der Fehlstellendetektion, als Messobjekt dient die Aluminiumplatte aus der Abbildung 4.54 mit diversen Bohrungen

Die optische Anregung der Aluminiumplatte lässt sich am einfachsten realisieren. Das Messobjekt wird mit Hilfe eines Strahlers frontal belastet (siehe Abbildung 4.55). Am Objektiv der Kamera wird ein optischer Filter angebracht, um ein simultanes Belasten und Messen zu ermöglichen und den Einfluss der nicht kohärenten Strahlung des Halogenstrahlers zu reduzieren. Es wurden verschiedene Arten der optischen Anregung untersucht. Die besten Ergebnisse werden mittels der Mittelung der demodulierten Shearogramme erzielt. Nicht alle Bohrungen sind jedoch mit dieser Methode zu detektieren. Die Vertiefung mit dem Durchmesser 4mm und der Tiefe $9,6\text{mm}$ wird nicht erfasst. Das liegt vor allem an der nicht homogenen Ausleuchtung der Messobjektoberfläche mit dem Halogenstrahler. Ähnliche Ergebnisse werden bei der transienten und der modulierten

Anregung erzielt. Der Kontrast und somit die Fehlerauffindwahrscheinlichkeit sind jedoch im Vergleich zu der Mittelungs-Methode geringer.

Die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen sowie alle gesammelten Erfahrungswerte sind in die nachfolgende Tabelle eingeflossen (siehe Abbildung 4.57). Diese Tabelle soll die Übersichtlichkeit steigern und gleichzeitig eine Bewertung bezüglich der Eignung der jeweiligen Anregungsart aufzeigen. Die grünen Balken stehen für einen geringen Aufwand bzw. eine gute Erfüllung der jeweiligen Kriterien. Die Größe der Balken gibt den Erfüllungsgrad an. Also je größer der Balken ist, desto besser (grüne Balken) oder schlechter (rote Balken) werden die jeweiligen Bewertungskriterien erfüllt.

Die rote Farbe des Hintergrundes steht für eine unterdurchschnittliche Erfüllung der Kriterien bzw. einen hohen Aufwand. Die orangene Farbe gibt eine durchschnittliche Bewertung an. Der grüne Hintergrund bedeutet eine überdurchschnittlich gute Eignung bzw. einen geringen Aufwand. Bei einigen Anregungsarten, wie zum Beispiel den Lamb-Wellen oder der induktiven Anregung, gibt es noch nicht viele Erfahrungswerte, da diese Methoden erst seit kurzem für die interferometrische Fehlstellendetektion entwickelt wurden. Es ist jedoch denkbar, dass in den nächsten Jahren die beiden Anregungsarten weiterentwickelt und somit die noch existierenden Limitierungen beseitigt werden.

	Statische Anregung	Induktive Anregung	Optische Anregung			Ultraschall-Anregung		Dynamische Anregung	Hydrostatische Anregung
			transient	Lock-In	Puls	Rissuferreibung	Lambwellen		
Notwendiges zus. Equipment	Green	Red	Red	Red	Yellow	Red	Red	Red	Red
Aufwand Messvorbereitung	Yellow	Red	Red	Red	Green	Red	Red	Yellow	Red
Messobjekt-Abmessungen	Yellow	Yellow	Green	Green	Green	Yellow	Yellow	Green	Red
Zeitaufwand für Messungen	Green	Yellow	Red	Red	Green	Red	Red	Red	Yellow
Auswertbarkeit der Ergebnisse	Yellow	Yellow	Green	Green	Green	Yellow	Yellow	Yellow	Green
Fehlerauffindwahrscheinlichkeit	Red	Yellow	Green	Green	Yellow	Yellow	Yellow	Green	Green
Material-unabhängigkeit	Red	Red	Green	Green	Green	Red	Yellow	Green	Green
Anforderungen an Umwelt	Green	Yellow	Red	Red	Green	Green	Yellow	Green	Green
Finanzieller Aufwand	Green	Yellow	Green	Yellow	Green	Green	Yellow	Green	Red

Abbildung 4.57: Übersicht und Bewertung verschiedener Anregungsarten zwecks der interferometrischen Fehlstellendetektion in Tabellenform

Die Wahl der optimalen Anregungsart ist von vielen Faktoren abhängig und wird für den jeweiligen Anwendungsfall individuell getroffen. Alle anderen nicht optischen Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung sind dabei ebenfalls nicht außer Acht zu lassen.

5. Interferometrische Modalanalyse

Die Anfänge der interferometrischen Schwingungsmessung gehen auf die Wissenschaftler Powell und Stetson [92] zurück. Die damals vorgestellte Methode erlaubte eine qualitative Analyse mechanischer Schwingungen. Seitdem wurde im Rahmen von einigen Forschungsarbeiten die interferometrische Modalanalyse weiterentwickelt. Dabei wurden sowohl die holografischen [29, 93], als auch die shearografischen [11] Methoden zur quantitativen Erfassung und Auswertung von Schwingungsvorgängen erforscht. Eine breite industrielle Nutzung der interferometrischen Verfahren zur Modalanalyse blieb bisher jedoch aus. Die wichtigsten Gründe dafür sind der relativ komplexe Messaufbau, die lange Messdauer, die Nicht-Erfassung einiger relevanter Messdaten und die fehlende Möglichkeit der Untersuchung von höheren Frequenzbereichen.

Die zwei derzeit industriell wichtigsten Verfahren der experimentellen Modalanalyse basieren entweder auf der Erfassung von Schwingungen mittels Beschleunigungssensoren oder mittels der Laservibrometrie. Die Laservibrometer erfassen die Vibrationen punktuell und berührungslos. Die Funktionsweise der Laservibrometrie basiert auf der Auswertung der Doppler-Verschiebung der von der schwingenden Messobjektoberfläche reflektierten Laserstrahlung. Die vom Detektor erfasste, zurückreflektierte Strahlung enthält Informationen bezüglich der Messobjektbewegung. Die Laservibrometer haben eine sehr hohe Empfindlichkeit (unter einem nm) und können auf große Distanzen messen. Zur Erfassung von Schwingungsinformationen in alle Raumrichtungen ist der Aufbau um 2 weitere Laservibrometer zu erweitern. Zur flächenhaften Messung wird der Laserstrahl mit Hilfe von beweglichen Spiegeln abgelenkt, so dass an zuvor festgelegten Messpunkten die Beschleunigungen erfasst werden.

Die Analyse von Schwingungen mittels Beschleunigungssensoren ist die preiswerteste Methode. Dabei werden ein oder mehrere Sensoren auf der Oberfläche des Prüflings appliziert. Die zu untersuchende Struktur wird entweder mittels eines Impulses oder einer monofrequenten Sinusanregung in Schwingungen versetzt, so dass die Antwort der Struktur auf diese Anregung mittels Beschleunigungssensoren erfasst wird. Anhand der aufgezeichneten Antwort lassen sich mathematisch die modalen Parameter bestimmen. Es existiert eine Reihe von Verfahren, die ausgehend von der erfassten Systemantwort, die Ermittlung der Eigenfrequenzen, der Eigenvektoren und der modalen Dämpfung erlauben.

Eine Neuerung des vorliegenden Verfahrens besteht darin, dass eine Kombination aus der experimentellen Modalanalyse mittels Beschleunigungssensoren und der interferometrischen Schwingungsanalyse eingesetzt wird. Auf diesem Wege lassen sich die Nachteile des jeweiligen Verfahrens ausgleichen. Mit Hilfe von Beschleunigungssensoren lassen sich bei einer Impulsanregung sehr schnell und präzise die Eigenfrequenzen ermitteln. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine ganze Reihe von unterschiedlichen Algorithmen eingesetzt, um die Zuverlässigkeit bei der Ermittlung der Eigenfrequenzen anhand der Impulsantwort zu erhöhen. Auf Grund der punktuellen Messung ist die Visualisierung der Schwingungsform jedoch nicht ohne Weiteres möglich. Im Bereich der detektierten Resonanzschwingungen wird anschließend entweder eine holografische oder eine shearografische Schwingungsanalyse, basierend auf der räumlichen

Phasenschiebung, vorgenommen. Das erlaubt eine hochauflösende Erfassung der jeweiligen Schwingungsform. Ohne die Beschleunigungssensoren wäre ein zeitintensives Absuchen des kompletten Frequenzbereiches mittels eines Sweeps erforderlich. Nach Aktivierung der Sweep-Funktion erzeugt ein Frequenzgenerator ein Signal, dessen Frequenz sich zwischen zwei eingestellten Werten kontinuierlich verändert. Die Zeit der Frequenzänderung ist in der Regel einstellbar.

Neben der Impulsanregung, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt und sehr einfach durch einen Hammerschlag zu realisieren ist, können auch Shaker zur Anregung benutzt werden. Die Antwort der Struktur auf eine Sinus-Anregung wird mittels Beschleunigungs- bzw. Kraftsensoren aufgezeichnet. Mit Hilfe von Phasenresonanz- bzw. Phasentrennungs-Verfahren können anschließend die Eigenschwingungsgrößen ermittelt werden [29].

Die Shearografie ist im Vergleich zu der Holografie auf Grund der höheren Unempfindlichkeit gegenüber störenden Einflüssen aus der Umgebung besser für die Schwingungsanalyse geeignet. Aus diesem Grund wird im Folgenden lediglich die shearografische Modalanalyse erläutert. Die Vorgehensweise und der gerätetechnische Aufbau sind jedoch auch auf die Holografie nahezu ohne Einschränkungen übertragbar.

5.1 Verfahren der interferometrischen Modalanalyse

Grundsätzlich lassen sich die Verfahren der shearografischen Modalanalyse in drei wichtige Methoden einteilen. Nämlich in:

- Doppelbelichtungsverfahren
- Stroboskopische Verfahren
- Zeitmittelungsverfahren

5.1.1 Doppelbelichtungsverfahren

Das Doppelbelichtungsverfahren ist die einfachste Art der Schwingungsuntersuchung mittels der Shearografie. Diese Methode ist lange bekannt und wurde bereits mit Hilfe von Fotofilmen durchgeführt [94]. Wie der Name des Verfahrens sagt, werden zwei Zustände mittels zweimaliger Belichtung bzw. zweimaliger Aufnahme unter Dauerbeleuchtung erfasst. Bei schwingenden Messobjekten können entweder zwei Zustände einer Schwingung erfasst und durch Subtraktion visualisiert werden, oder die erste Aufnahme erfolgt im unbelasteten Zustand und die zweite während der Schwingung. Die Phasenlage einer Sinus-Schwingung wird bei dieser Methode jedoch an einer rein zufälligen Stelle erfasst.

Für die zeitliche Phasenschiebung ist diese Methode ungeeignet, da jeweils vier Aufnahmen für die beiden Zustände erforderlich sind. Deshalb wird dieses Verfahren für eine rein qualitative Erfassung von Schwingungen bei zeitlicher Phasenschiebung eingesetzt. Die räumliche Phasenschiebung eröffnet auch für diese Methode ganz neue Wege, da für die quantitativen Messungen lediglich eine Aufnahme pro Zustand notwendig ist. Prinzipiell bieten sich zwei mögliche Vorgehensweisen bei der Aufnahme des Messobjektes an. Die erste Möglichkeit besteht in der Verwendung einer gepulsten Laserquelle, beispielsweise mittels Laserdioden, bei gleichzeitiger, shearografischer Messobjekterfassung. Die zweite Methode setzt bei einer Dauerbeleuchtung eine möglichst kurze Belichtungszeit mit Hilfe der verwendeten Kamera voraus. Für die zweite Methode wird bei der Untersuchung von höherfrequenten Vorgängen eine Hochgeschwindigkeitskamera benötigt. Dabei gilt, je kürzer die Belichtungszeit, desto stärker müssen die Laser sein, damit von der Kamera noch genug Licht empfangen wird. Stärkere Laser stellen jedoch eine gewisse Gefahr für die Umgebung dar und sind außerdem teuer. Je höher die Bildwiederholrate der Kamera ist, desto teurer wird diese.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass die shearografische Modalanalyse mittels der räumlichen Phasenschiebung noch viel Potenzial besitzt und mit einem vertretbaren finanziellen Aufwand realisiert werden kann. Im Folgenden werden Ergebnisse der Untersuchung einer Aluminiumscheibe vorgestellt (siehe Abbildung 5.1). Diese wird mit Hilfe eines Piezo-Shakers mit einer Sinus-Anregung belastet und shearografisch ohne zusätzliches Equipment untersucht. Als Laserlichtquelle wird ein Nd:YAG-Laser, der im grünen Spektralbereich arbeitet, eingesetzt. Die optische Leistung beträgt 150mW . Zur Erfassung des Speckle-Musters wird eine handelsübliche Industrie-Kamera (Stingray F-125 der Firma AVT) eingesetzt. Die Kamera kann bis zu 30 Bilder pro Sekunde erfassen. Die minimale Belichtungszeit beträgt $25\mu\text{s}$. Auf Grund der relativ geringen optischen Leistung des eingesetzten Lasers, der Intensitätsverluste auf Grund der räumlichen Phasenschiebung und des stark aufgeweiteten Laserstrahls kann die kürzeste verfügbare Belichtungszeit nicht eingestellt werden.

Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen zeigen deutlich, dass bis zu einer gewissen Frequenz keine stroboskopische Beleuchtung oder sonstige, spezielle Hardware für eine quantitative Modalanalyse benötigt werden. Die Bildwiederholrate bzw. die minimale Belichtungsdauer der eingesetzten Kamera sind jedoch nicht mehr ausreichend, wenn die Resonanzfrequenzen bei 500Hz oder noch höher liegen. Auf Grund der zu langen Belichtung wird von der Kamera folglich ein ganzer Bewegungsabschnitt der Aluminiumplatte erfasst. Dadurch werden die Korrelationsstreifen verschmiert aufgenommen und sind somit nicht mehr quantitativ auswertbar.

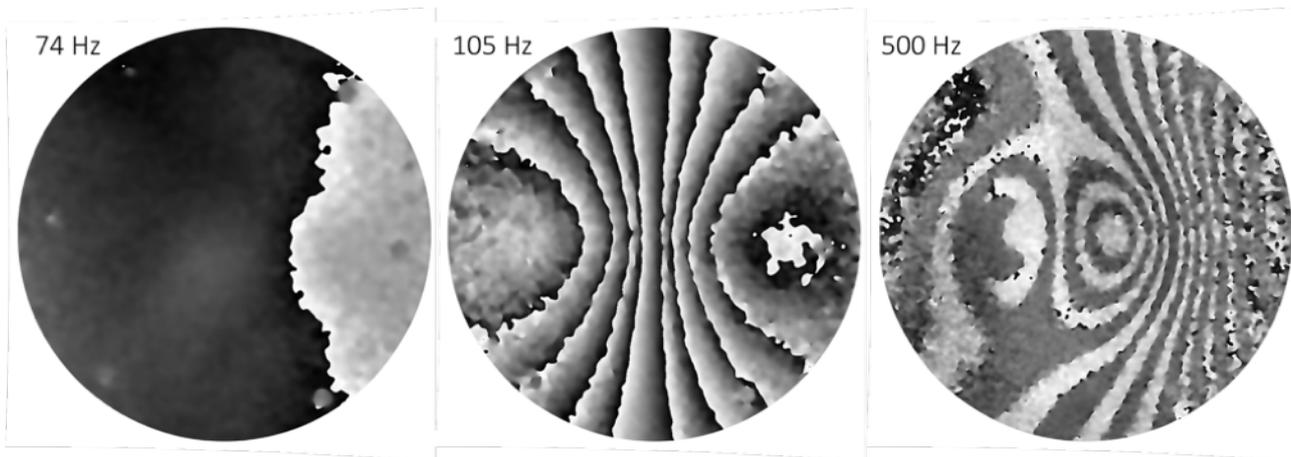


Abbildung 5.1: Ergebnisse der Untersuchung einer dynamisch angeregten Aluminiumplatte mit einem Durchmesser von 190mm und einer Dicke von 1mm mittels der räumlichen Shearografie (Shearbetrag ca. 18mm), ohne stroboskopische Beleuchtung

Auf Grund der räumlichen Phasenschiebung sind die Anforderungen hinsichtlich der Bildwiederholrate an die Kamera erheblich geringer geworden. Wichtig sind die Belichtungszeit und ein Sensor mit einer möglichst hohen Quantenausbeute. Dadurch werden keine teure Hochgeschwindigkeitskamera und keine Synchronisierung der mechanischen Anregung mit der Messobjektbeleuchtung mit Hilfe von zusätzlichen Geräten benötigt. Der Messaufbau wird dadurch auf ein Minimum reduziert. Das Michelson-Interferometer ist nicht effizient in Bezug auf die vom Messobjekt reflektierte Lichtleistung und somit die Lichtintensität, die von der Kamera letztendlich registriert wird. Hier besteht also noch Verbesserungspotential.

5.1.2 Shearografische Modalanalyse mittels der Zeitmittelungs-Methode

Das Zeitmittelungs-Verfahren stellt eine weitere Methode der qualitativen Modalanalyse dar. Die Belichtungszeit der Kamera bei dieser Methode ist länger als bei einer klassischen Messung. Der Laser beleuchtet die Messobjektoberfläche kontinuierlich. Die lange Belichtungszeit bewirkt die Erfassung von mehreren Schwingungsperioden des stationär schwingenden Prüflings in einer einzigen Aufnahme. Dadurch wird ein gemitteltes Interferogramm aufgezeichnet. Das gemittelte Interferogramm (hier Shearogramm) entsteht auf Grund der additiven Überlagerung der verschiedenen Verformungszustände des schwingenden Messobjektes.

Bereiche mit der minimalsten Deformation also Knotenpunkte der schwingenden Struktur werden im Shearogramm am hellsten abgebildet, da der Gradient an diesen Stellen gleich null ist. Bereiche mit der größten Amplitude erscheinen dagegen am dunkelsten. Gebiete mit der gleichen Dehnung haben im Shearogramm identische Grauwerte. Dadurch entstehen ähnlich der Messungen mit der klassischen Shearografie zeitgemittelte Shearogramme, die auch als Zeitmittelungs-Korrelogramme bezeichnet werden [11].

Von der Kamera wird auf Grund der Mittelung folgende Intensität I_{Mittel} registriert:

$$I_{Mittel} = \frac{1}{t_M} \int_0^{t_M} (I_H + I_m \cos(\varphi_0 + \Delta)) dt . \quad (5.1)$$

Mit t_M wird die Dauer der Aufnahme (Belichtungszeit) angegeben.

Die relative Phasenänderung $\Delta = \varphi - \varphi_0$ resultiert aus der Phase im Referenzzustand φ_0 und der Phase φ zum Zeitpunkt t . Unter der Annahme, dass das Messobjekt sinusförmig angeregt wird, ändert sich die relative Phasenänderung Δ in Abhängigkeit von der Zeitkomponente t und der Kreisfrequenz der Schwingung ω . Weiterhin wird angenommen, dass der Shearbetrag δ_x bei dem verwendeten Aufbau in der x-Ebene liegt und die Beleuchtung senkrecht zur Oberfläche des Prüflings erfolgt, so dass folgende Gleichung formuliert werden kann:

$$\Delta = \Delta_x \cdot \sin(\omega t + \beta) . \quad (5.2)$$

Die relative Phasenänderung in x-Richtung wird mit Δ_x (siehe Gleichung 3.37) beschrieben. Die Phasenlage der Schwingung wird mit β berücksichtigt.

Die Gleichung (5.2) wird in die Ausgangsgleichung (5.1) eingesetzt, so dass folgender Ausdruck entsteht:

$$I_{Mittel} = I_H + I_m \frac{1}{t_M} \int_0^{t_M} \cos(\varphi_0 + \Delta_x \cdot \sin(\omega t + \beta)) dt . \quad (5.3)$$

Im nächsten Schritt wird die sogenannte Bessel-Funktion J_0 eingeführt [96]. Unter der Voraussetzung, dass die Untersuchungszeit größer als die Periodendauer $t_M \gg T$ ist, kann der Term $(\omega t + \beta)$ vernachlässigt werden [11]. Die Gleichung zur Beschreibung der resultierenden Intensität vereinfacht sich zu

$$I_{Mittel} = I_H + I_m \cos(\varphi_0) \cdot J_0(\Delta_x) . \quad (5.4)$$

Die Bessel-Funktion ist erster Art und nullter Ordnung. Die zahlenmäßige, jedoch nicht automatisierbare Auswertung der interferometrisch erfassten Informationen erfolgt mit Hilfe des Verlaufs der Bessel-Funktion (Abbildung 5.2) und der ermittelten Interferenzordnung im Zeitmittelungs-Korrelogramm. Diese Methode der Auswertung von Zeitmittelungs-Korrelogrammen stammt noch aus der Zeit der photo-chemischen Erfassung der Shearogramme bzw. Hologramme und hat inzwischen an Bedeutung verloren. Aus diesem Grund wird auf die nachfolgenden Schritte der manuellen Auswertung nicht näher eingegangen.

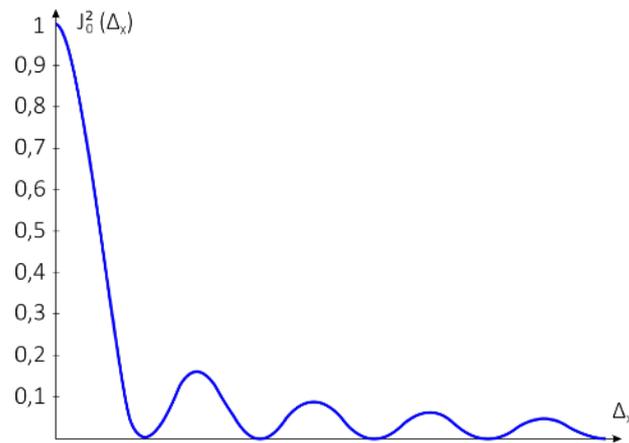


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der quadrierten Bessel-Funktion

5.1.3 Stroboskopische Verfahren der interferometrischen Modalanalyse

Für die Visualisierung von sich wiederholenden, dynamischen Prozessen kann durch eine gezielte Ausleuchtung einer bestimmten Stelle diese für den Beobachter eingefroren werden. Dieser Zustand erscheint dann quasi-statisch und kann somit mit den klassischen Methoden analysiert und ausgewertet werden. Der stroboskopisch eingefrorene Verformungszustand kann mit Hilfe einer handelsüblichen Industriekamera shearografisch aufgezeichnet werden. Die Abbildung 5.3 zeigt grafisch die Funktionsweise der stroboskopischen Messobjektbeobachtung am Beispiel einer schwingenden Feder.

Das stroboskopische Verfahren stellt deshalb eine Alternative zum bereits vorgestellten Doppelbelichtungs-Verfahren dar. Grundsätzlich existieren drei unterschiedliche Vorgehensweisen zur Realisierung der stroboskopischen Messobjektausleuchtung, die im Folgenden ausführlicher diskutiert werden.

Die erste Methode besteht darin, mit einer Hochgeschwindigkeitskamera gezielt eine bestimmte Stelle der Gesamtschwingung mittels einer sehr kurzen Belichtungszeit bzw. einer Folge von Messungen aufzunehmen [95]. Der Laser wird dabei im Dauerbelichtungsmodus betrieben. Die Kamera muss mit der dynamischen Anregung des Messobjektes nicht zwingend synchronisiert werden.

Bei dem zweiten Verfahren wird der Laser gepulst betrieben und beleuchtet dabei immer den gleichen Schwingungszustand. In der Regel werden für diesen Zweck gepulste Laserdioden eingesetzt. Der Laser und die dynamische Anregung sind miteinander zu synchronisieren. Die letzte Möglichkeit besteht in der Nutzung eines akusto-optischen Modulators (kurz AOM). Der AOM wird unmittelbar hinter dem Laser positioniert und ermöglicht eine gezielte Änderung der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls zu definierten Zeitpunkten, so dass das Messobjekt stroboskopisch mit Hilfe des abgelenkten Laserstrahls beleuchtet wird. Im Rahmen dieser Arbeit kommen die zwei letzten Verfahren zum Einsatz. Im Folgenden wird deshalb auf diese Methoden näher eingegangen.

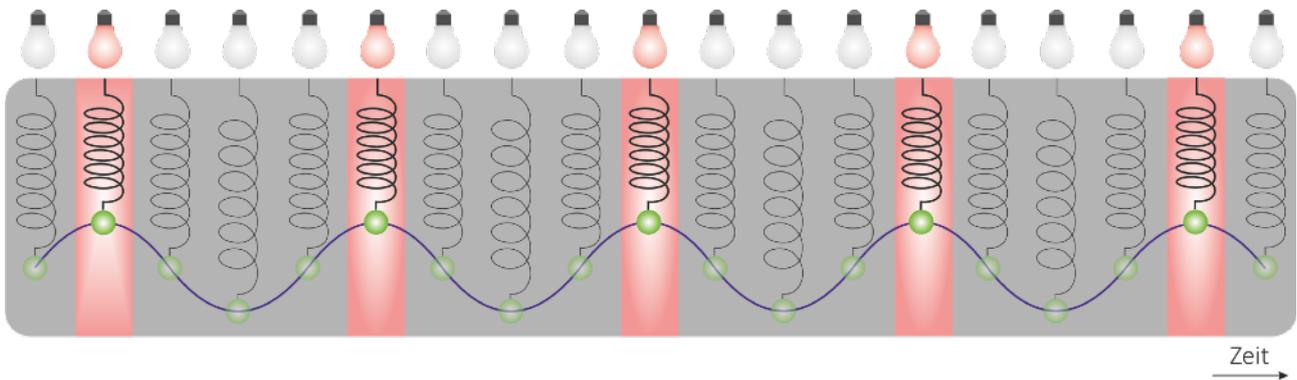


Abbildung 5.3: Ausleuchtung der Schwingung einer Feder immer an der gleichen Stelle (Prinzip der stroboskopischen Beleuchtung)

Auf Grund einer relativ langen Belichtungszeit werden bei shearografischen Messungen mehrere Schwingungsperioden in einer Aufnahme erfasst. Das gemittelte Interferogramm entsteht also auf Grund einer additiven Überlagerung dieser (vgl. Abbildung 5.4).

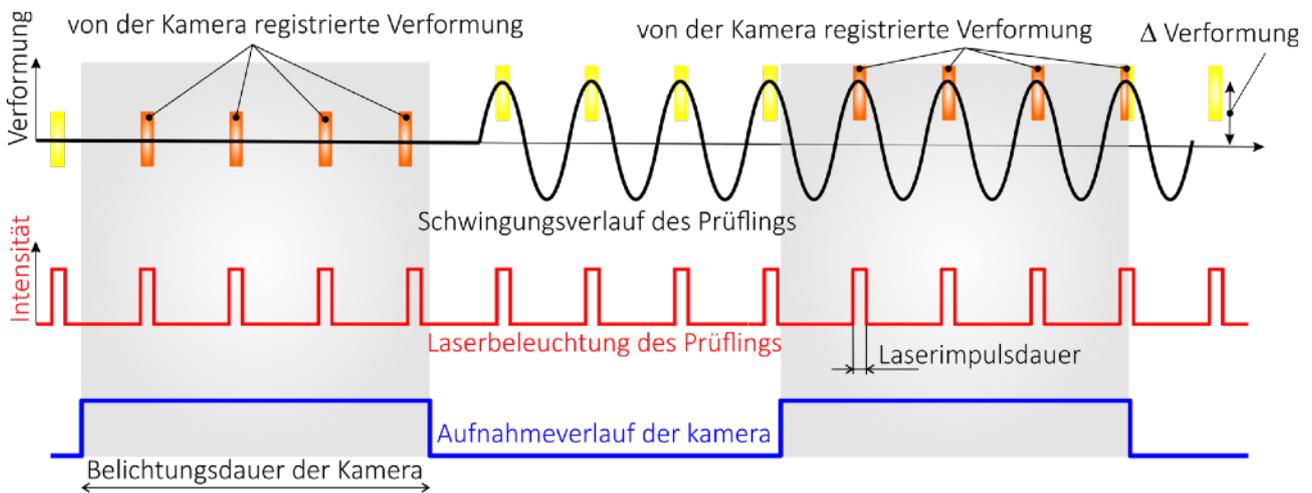


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Prinzips der stroboskopischen Beleuchtung bei interferometrischer Untersuchung mittels der räumlichen Phasenschiebung

5.1.3.1 Einsatz gepulster Laserdioden

Die Laserdioden sind in der Lage, während des gepulsten Betriebes eine höhere optische Ausgangsleistung als im Dauerbetrieb zu erzeugen. Die modernen Laserdiodensteuerungen erlauben zudem eine gezielte Einstellung der Belichtungsdauer und der anderen relevanten Parameter ohne zusätzliche Geräte. Ein Funktionsgenerator ist ebenfalls oft bereits integriert, so dass eine externe Signalerzeugung nicht erforderlich ist. Die Laserdioden gehören außerdem zu den preiswerteren Lasersystemen. Diese Vorteile machen dem klassischen Einsatz der AOM immer mehr Konkurrenz.

Die Realisierung der stroboskopischen Beleuchtung erfolgt durch eine binäre Modulation der Stromversorgung der Laserdioden. Die Anregungsfrequenz für den Shaker ist mit der Laserdiodenansteuerung exakt zu synchronisieren. Das harmonische Signal soll außerdem für den

dynamischen Pulser verstärkt werden. Wenn die benutzte Laserdiodensteuerung keinen internen Frequenzgenerator besitzt, muss das Signal eines externen Frequenzgenerators mit Hilfe zusätzlicher Hardware verarbeitet, in eine geeignete Form überführt und getriggert werden. Die Laserdioden werden durch ein Rechteck-Signal (TTL-Signal) und der Shaker durch ein harmonisches Signal, zum Beispiel ein Sinus-Signal, angesteuert.

Die durch den Shaker erzeugte Kraft kann optional mit Hilfe einer Kraftmessdose erfasst und mit dem Triggersystem verarbeitet werden (siehe Abbildung 5.5). Der Zeitpunkt zum Ansteuern von Laserdioden wird meistens durch die Vorgabe eines Schwellwertes des harmonischen Signals bestimmt. Also sobald die gewünschte Position, resultierend aus der Vorgabe des Phasenwinkels der Sinus-Schwingung erreicht ist, wird die Laserdiode mit Strom versorgt. Das Triggersystem oder auch die verwendete Laserdiodensteuerung erlauben zudem eine Vorgabe der Laserimpulsdauer. Bei dem hier verwendeten Triggersystem erfolgt die Vorgabe der Impulsdauer ebenfalls als Phasenwinkel. Dadurch muss die Anregungsfrequenz nicht jeweils in Zeit, also in Periodendauer, umgerechnet werden, um eine korrekte Vorgabe zu tätigen. Zu beachten ist außerdem, dass eine gewisse Zeitverzögerung t_D zwischen der Messobjektbeleuchtung durch die Laserdiode und dem Zeitpunkt der Registrierung, dass der eingestellte Phasenwinkel erreicht ist, vergeht.

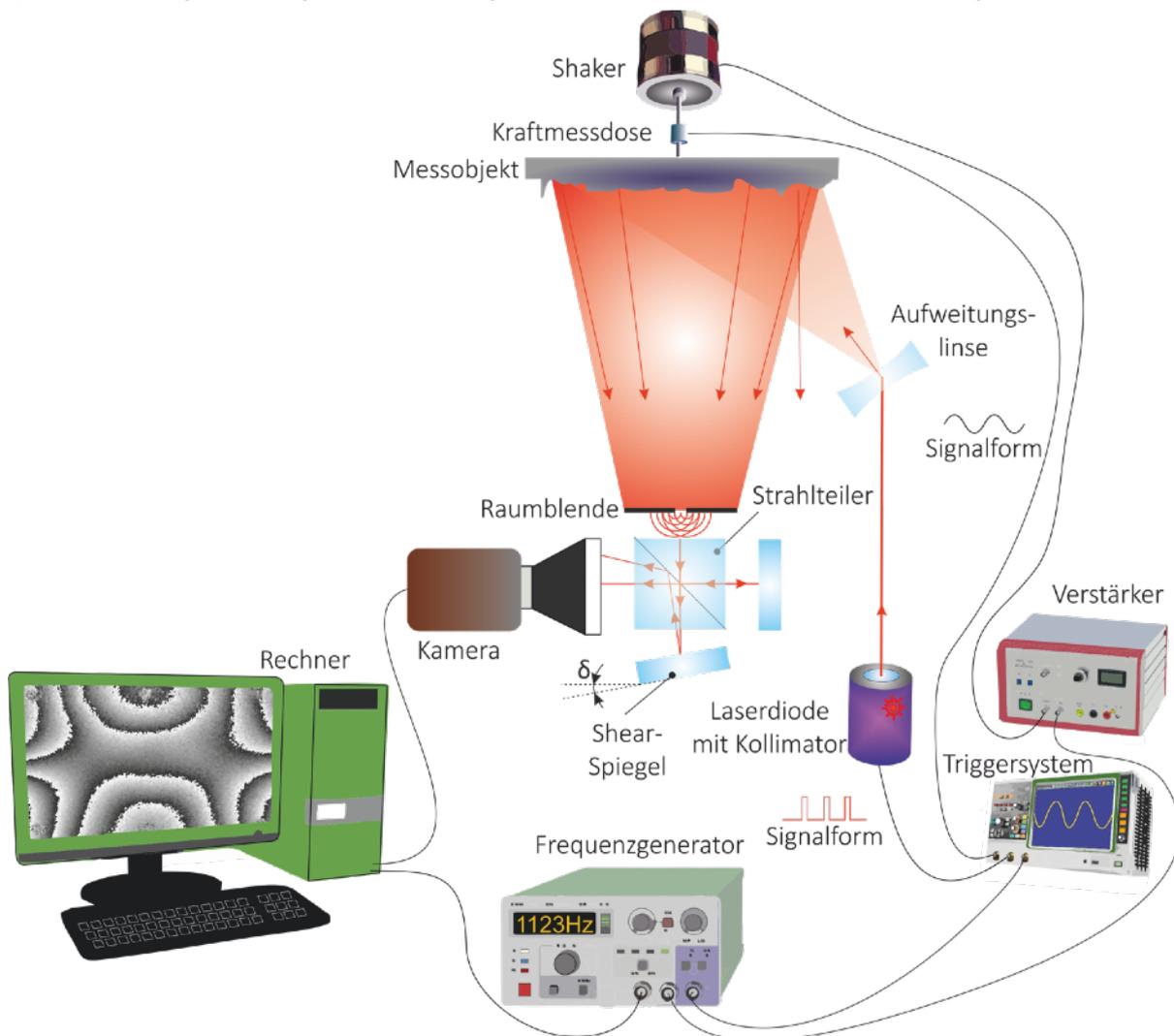


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Prinzips der shearografischen Modalanalyse mittels der räumlichen Phasenschiebung und einer gepulsten Laserdiode

5.1.3.2 Einsatz eines akustooptischen Modulators (AOM)

Der AOM besteht aus einem Modulator-Kristall mit einem aufgeklebten Piezoelement auf einer Seite und einem Schallabsorber auf der anderen Seite (siehe Abbildung 5.6). Der Schallabsorber wird zur Vermeidung der Ausbildung von stehenden Wellen eingesetzt [8]. Das Piezoelement führt zur Entstehung von Ultraschallwellen, die wiederum ein optisches Gitter erzeugen. Der Lichtstrahl wird an dem Gitter gebeugt. Diese Art der AOM wird auch als Braggzelle bezeichnet. Der Lichtstrahl wird aber nicht nur gebeugt, sondern auch in der Frequenz verschoben. Die Frequenzverschiebung ist aber unwesentlich, da diese im Bereich der Anregungsfrequenz ($\approx 10^7 \sim 10^9 \text{ Hz}$) des Piezoelementes liegt. Die Frequenz des Lichtes ($\approx 10^{14} \sim 10^{15} \text{ Hz}$) liegt einige Größenordnungen darüber. Für die Interferometrie ist die Frequenzänderung nicht relevant.

Die Strahlablenkung mittels eines AOM ist mit einem Intensitätsverlust verbunden. Im Gegensatz zur Frequenzverschiebung ist der Verlust an optischer Leistung von großer Bedeutung. Eine gute Justierung des AOM ist enorm wichtig, da dadurch viel an optischer Leistung verloren gehen kann. Bei einer optimalen Justierung können bis zu 90% der ursprünglichen Laserleistung für die Messungen genutzt werden. Im praktischen Einsatz wird dieser Wert aber nicht erreicht und ist um ca. 20 – 30% geringer.

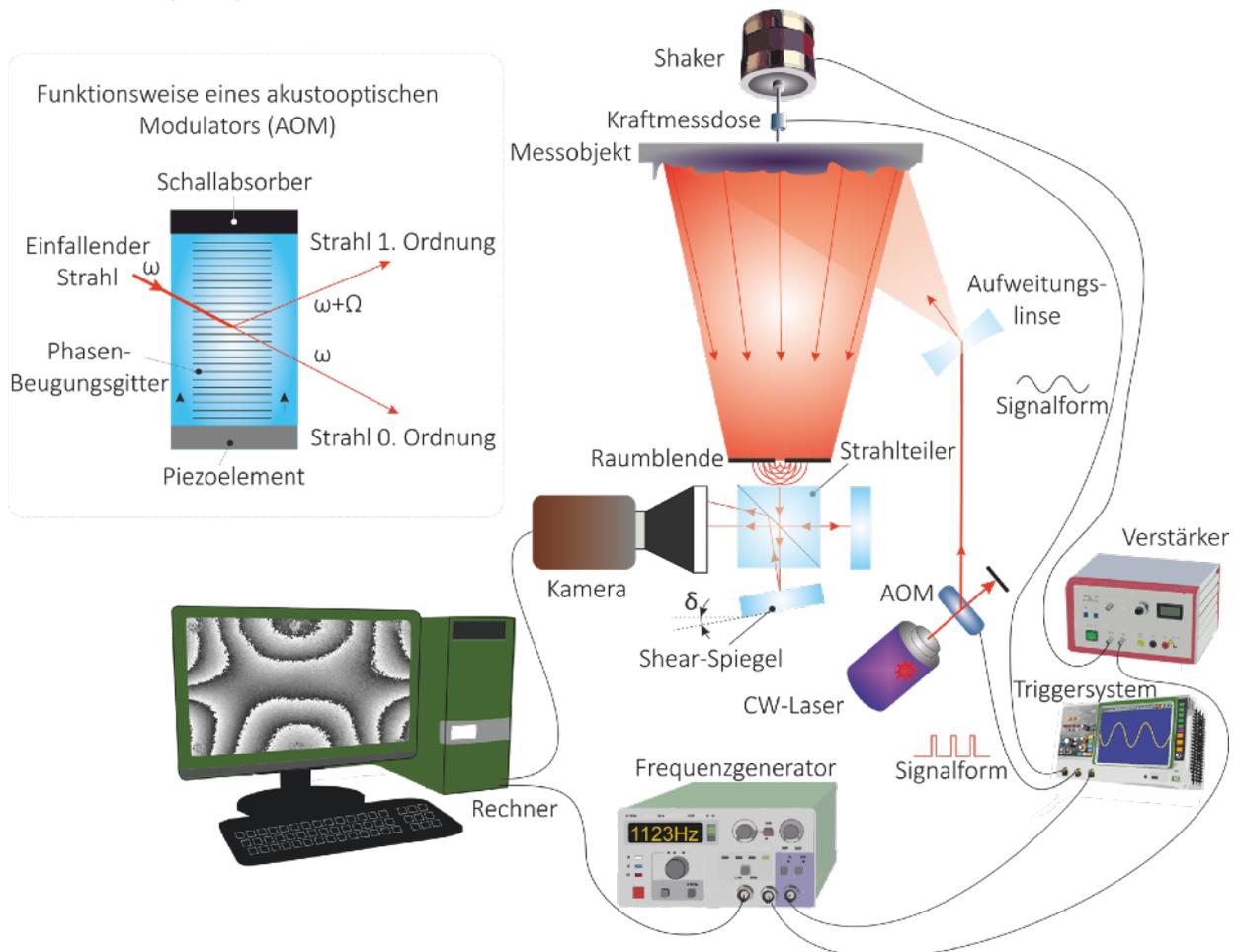


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des Prinzips der shearografischen Modalanalyse mittels der räumlichen Phasenschiebung und eines akustooptischen Modulators, in der linken oberen Ecke ist die Funktionsweise eines AOM dargestellt

Der prinzipielle shearografische Aufbau mit einem AOM unterscheidet sich nur unwesentlich von einem System mit gepulsten Laserdioden (vgl. Abbildungen 5.5 und 5.6). Der größte Unterschied besteht darin, dass ein Dauerstrich-Laser anstatt einer gepulsten Laserlichtquelle eingesetzt wird. Die stroboskopische Beleuchtung wird mittels des AOM erreicht. Mit Hilfe eines Triggersystems ist nun die dynamische Anregung des Shakers mit der Strahlablenkung des AOM exakt zu synchronisieren. Die Festlegung der zu untersuchenden Stelle der mechanischen Schwingung erfolgt durch die Eingabe der gewünschten Phase in Grad. 90° entsprechen dabei der maximalen Schwingungsauslenkung in Richtung des Sensors und 270° der maximalen Auslenkung vom Messsystem weg. Die Dauer der Laserstrahl-Ablenkung und somit die Belichtungszeit erfolgt ebenfalls in Grad.

5.2 Kombiniertes neuartiges Verfahren

Wie eingangs bereits erwähnt, bietet die Kombination der experimentellen Modalanalyse mittels Beschleunigungssensoren und einer Impulsanregung mit anschließender Erfassung der Eigenmoden mit der stroboskopischen Shearografie einige Vorteile. Im Folgenden wird die Funktionsweise und der Messaufbau zur Erfassung der Impulsantwort mit anschließender Ermittlung der modalen Parameter erläutert. Die theoretischen Grundlagen der Strukturodynamik sind dem Kapitel 2 zu entnehmen.

5.2.1 Versuchsaufbau zur Erfassung der Impulsantwort

Ein Impuls entspricht im Idealfall dem Einheitsstoß und kann folglich alle Resonanzfrequenzen einer Struktur anregen. In der Realität ist dies jedoch nicht ganz der Fall, deshalb ist ein kalibrierter Kraftaufnehmer in den Impulshammer zu integrieren, um den realen Impuls zu erfassen. Dadurch kann die Abweichung zum Idealimpuls bei der Bestimmung der modalen Parameter mathematisch berücksichtigt werden.

Zur Erzeugung eines Impulses wird in der Regel ein Impulshammer verwendet. Alternativ können auch beispielsweise herabfallende Gewichte zur Anregung von großen Strukturen eingesetzt werden. Ein Impulshammer verfügt über auswechselbare Schlagkalotten. Von der Härte dieser Spitzen hängt der Frequenzbereich ab, der mit einem Schlag in Schwingung versetzt wird. Mittels einer weichen Impulshammerspitze wird der niedrigere Frequenzbereich besser angeregt. Die Wahl der Schlagkalotte hängt also von dem zu untersuchenden Frequenzbereich ab. Bei der Wahl eines geeigneten Hammers muss beachtet werden, dass der Teststruktur ausreichend Energie zugeführt wird. Die zugeführte Energie hängt hauptsächlich von der Masse des Impulshammers ab.

Zur Erfassung der Systemantwort auf eine Impuls-Anregung werden Beschleunigungssensoren eingesetzt. Die Sensoren werden auf die Oberfläche der zu prüfenden Struktur aufgeklebt. Die Sensoren liefern analoge Signale, die zur Weiterverarbeitung zu verstärken sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Erfassung und Konditionierung der Signale das Modul Ni USB-9234 eingesetzt, welches direkt über MATLAB angesteuert wird. Der verwendete Messaufbau ist in der Abbildung 5.7 dargestellt.

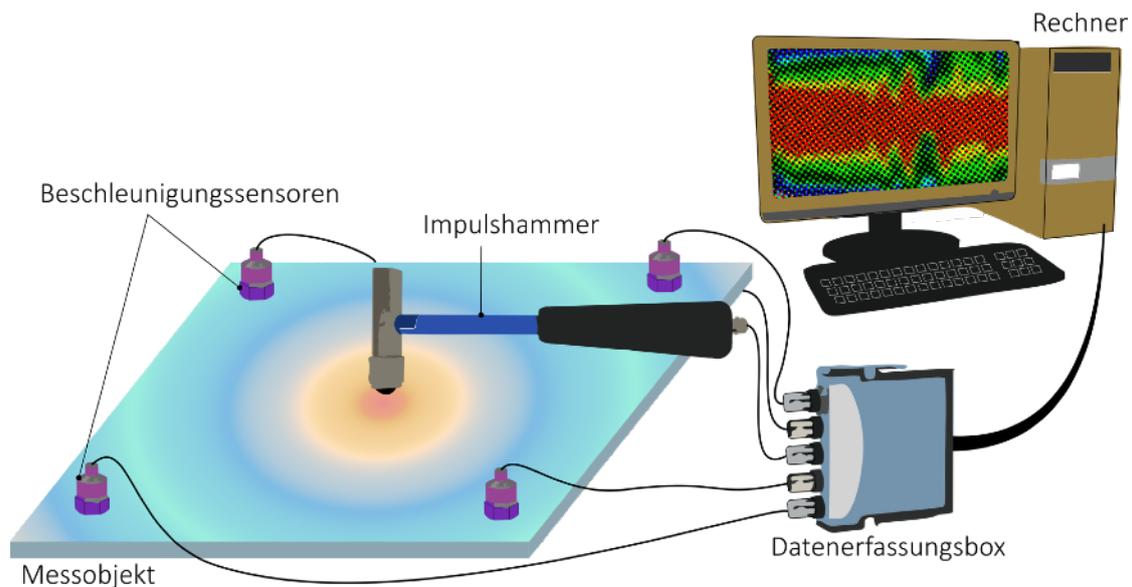


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Prinzips einer Strukturanregung mittels eines Impulses und Erfassung der Antwort des Systems in Form von überlagerten Eigenschwingungen

Die Erfassung und Speicherung der gemessenen Beschleunigungen erfolgt mit Hilfe eines mit der Software MATLAB geschriebenen Programms. Zu den wichtigsten Einstellungen gehört die Festlegung der Abtastfrequenz. Hierbei muss das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem, in der neueren Literatur als WKS-Abtastfrequenz (für Whittaker-Kotelnikov-Shannon) genannt, berücksichtigt werden. Das Abtasttheorem besagt, dass ein kontinuierliches Signal mit einer Minimalfrequenz von 0 Hz und einer Maximalfrequenz von f_{\max} mit einer Abtastfrequenz von

$$f_{\text{Abtast}} > 2 \cdot f_{\max} \quad (5.5)$$

abgetastet werden muss, damit aus dem erfassten zeitdiskreten Signal das Ursprungssignal ohne Informationsverlust rekonstruiert werden kann [98]. Das Signal soll außerdem bandbegrenzt sein, damit bei der Abtastung keine Artefakte erfasst werden. Die Fourier-transformierte Antwort eines Systems auf eine Impulsanregung wird als Frequenzgang bezeichnet und ist in der nächsten Abbildung 5.8 dargestellt.

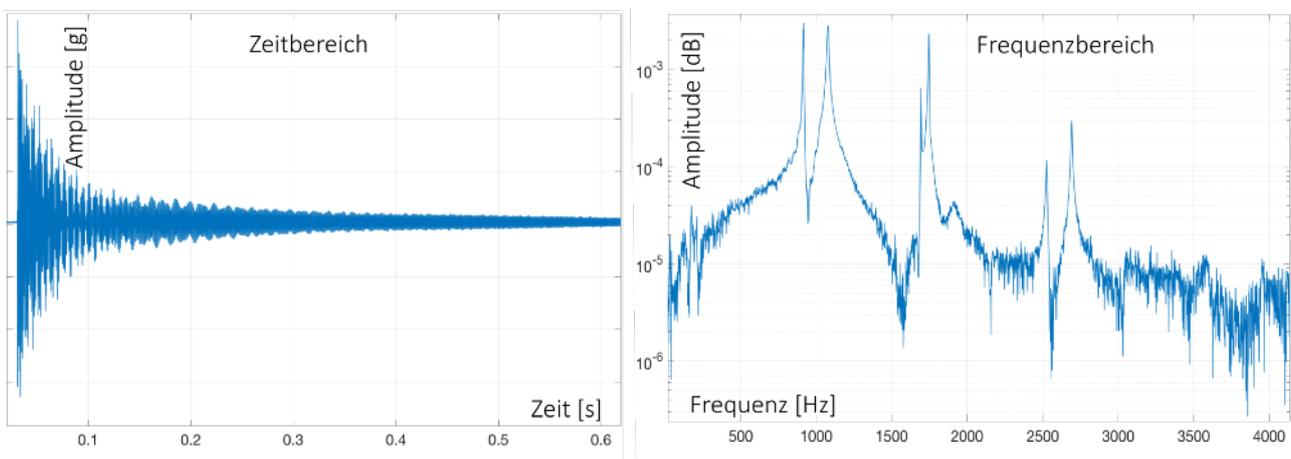


Abbildung 5.8: Gemessene Impulsantwort einer Aluminiumplatte, links im Zeitbereich und rechts nach der FFT im Frequenzbereich

5.2.2 Bestimmung der Eigenfrequenzen mittels Impulsantwort

Vor der interferometrischen Modalanalyse wird zunächst mit Hilfe von Beschleunigungssensoren eine Strukturidentifikation mittels der Verfahren der experimentellen Modalanalyse vorgenommen. Nach der Impulsanregung, der Abtastung des Antwortsignals und der Erfassung aller Signale mittels eines Rechners erfolgt die Bestimmung der modalen Parameter.

Die erfassten Messdaten werden, falls erforderlich, bearbeitet. Es stehen verschiedene Fenster- sowie Filterfunktionen zur Verfügung, um das Rauschen zu eliminieren. Außerdem erfolgt eine Eingrenzung des zu untersuchenden Bereiches, da die eigentliche Impulsantwort meistens sehr kurz ist. Die Darstellung des Signals kann sowohl im Zeit-, als auch im Frequenzbereich durchgeführt werden. Mit Hilfe der sogenannten Spektrogramme gelingt eine schnelle Visualisierung des Stoßes und der anschließenden dynamischen Antwort der Struktur.

In einem Spektrogramm erfolgt die spektrale Darstellung eines Signals über einen Zeitbereich. Dadurch wird eine kombinierte Zeit-Frequenz-Darstellung ermöglicht (siehe Abbildung 5.9). Ein Spektrogramm erlaubt eine Beurteilung der Energiebeträge, die zur Anregung der jeweiligen Eigenform aufgebracht wurden.

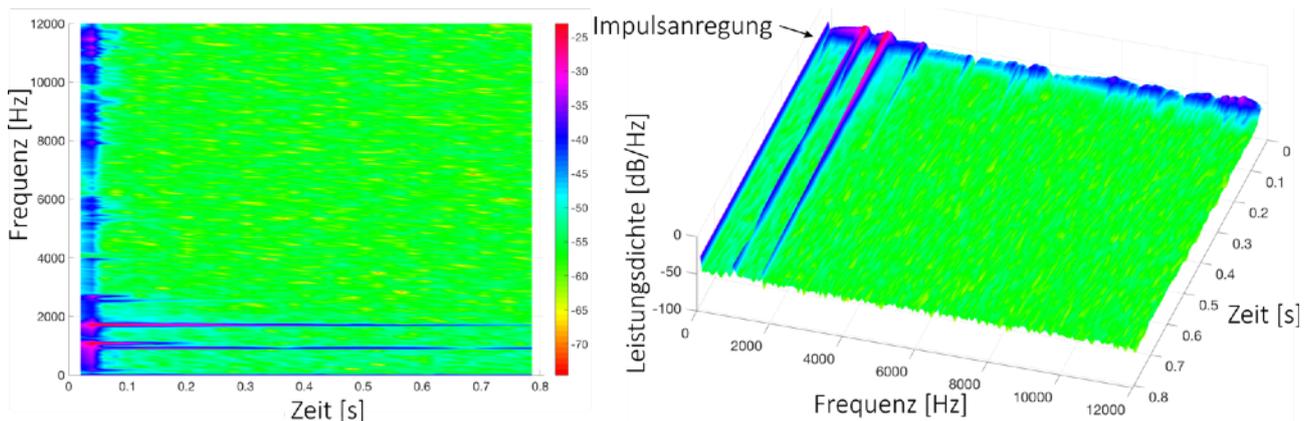


Abbildung 5.9: Spektrogramme einer Aluminiumplatte (Dicke 1mm , Durchmesser 190mm) in 2D-Darstellung (links) und 3D-Darstellung (rechts), Abtastfrequenz 25.600Hz , aufgenommen direkt nach einer Impulsanregung

Aus der letzten Abbildung ist ersichtlich, dass insbesondere die Eigenfrequenzen unterhalb von 2000Hz mit einem hohen Energiebetrag angeregt werden. Das liegt vor allem an der weichen Impulshammerspitze, die zur Anregung eingesetzt wurde. Eine weitere Besonderheit der untersuchten Struktur (runde 1mm dicke Aluminiumplatte) besteht darin, dass sich nach ca. $0,2$ Sekunden die gemessene Schwingung aus drei dominanten Eigenfrequenzen zusammensetzt und alle anderen Resonanzfrequenzen nicht mehr vorhanden sind.

Im letzten Schritt vor der Berechnung wird die Modellordnung vorgegeben. Die Modellordnung entspricht hierbei der Ordnung der zur Beschreibung des Systems erforderlichen Gleichungen (siehe Kapitel 2.2). Die Modellordnung hat einen großen Einfluss auf die Güte der Berechnung der modalen Parameter. Es existiert keine zuverlässige Methode zur Bestimmung der optimalen

Modellordnung. Bei der Abschätzung der sinnvollen Ordnung des Modells werden im Wesentlichen folgende Ziele verfolgt:

- Modellordnung hoch genug wählen, um alle interessierenden Eigenfrequenzen zu erfassen.
- Modellordnung möglichst niedrig wählen, um den Rechenaufwand zu minimieren.
- Modellordnung möglichst niedrig wählen, um wenig mathematische Eigenformen zu erhalten, die lediglich mathematischer Natur sind und in der Realität nicht existieren.

Mit Hilfe des sogenannten Stabilisierungsdiagramms kann eine Abschätzung der optimalen Modellordnung vorgenommen werden. Die Ermittlung erfolgt grafisch. Für diesen Zweck werden in einem Diagramm sowohl der Frequenzgang der zu untersuchenden Impulsantwort (rote Linie in der Abbildung 5.10), am besten gefiltert, als auch die berechneten Resonanzfrequenzen dargestellt. Die Modellordnung wird schrittweise erhöht. In der Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse der Eigenfrequenzberechnung bis zur Modellordnung 100 dargestellt. Der Übersichtlichkeit wegen wird der Frequenzbereich von 0 Hz bis 4000 Hz angegeben. Die dominanten Resonanzfrequenzen werden bereits bei niedrigen Modellordnungen erfasst, während zum Beispiel die Eigenfrequenz bei ca. 2550 Hz erst ab der 50. Ordnung zuverlässig berechnet wird. Für das Beispiel aus der Abbildung 5.10 liegt die optimale Modellordnung zwischen 52 und 60.

Mit steigender Modellordnung werden immer mehr Eigenfrequenzen berechnet, die physikalisch keine Bedeutung haben und rein mathematischer Natur sind. Die Unterscheidung erfolgt anhand der modalen Dämpfung, die neben den Eigenfrequenzen und den Eigenvektoren berechnet wird. Bei den mathematischen Moden weist die modale Dämpfung erheblich höhere Werte auf. Der Unterschied ist in der Regel so groß, dass die subjektive Entscheidung relativ einfach ist. Meistens liegt ein Faktor von etwa 1000 zwischen den physikalischen (wahren) und rein mathematischen Dämpfungsgraden.

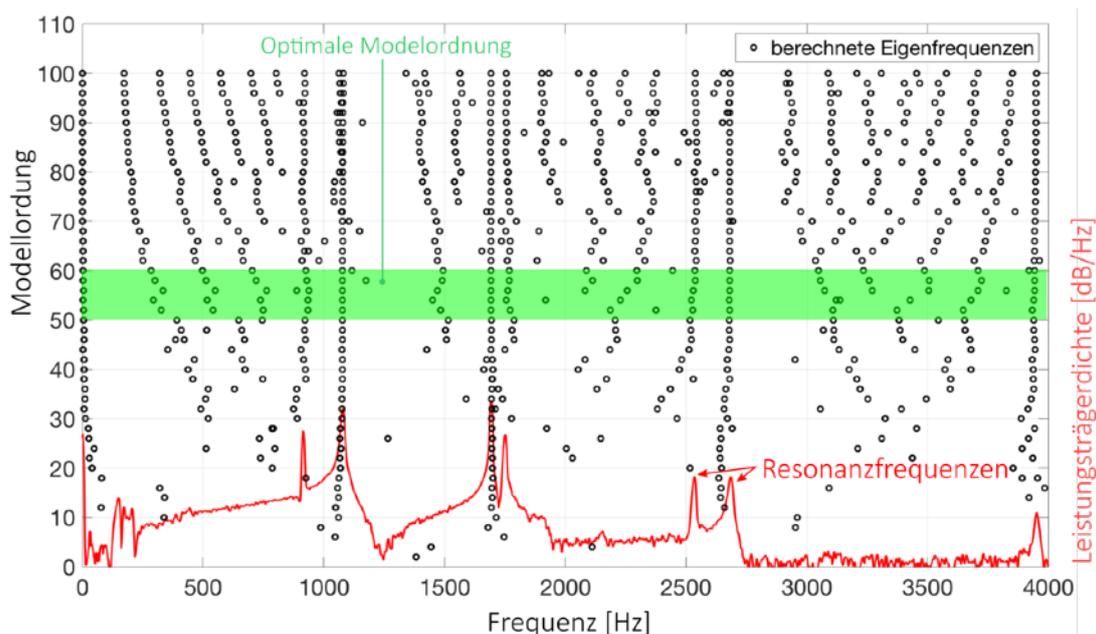


Abbildung 5.10: Stabilisierungsdiagramm einer Aluminiumplatte, berechnet mit dem Verfahren Ibrahim Time Domain (ITD)

Nach der Eingabe der Modellordnung und der Festlegung der Berechnungsmethoden erfolgt die Ermittlung der modalen Parameter, die anschließend nach wenigen Sekunden in Tabellenform dem Bediener angezeigt werden. Aufbauend auf den gewonnenen Ergebnissen können die Resonanzstellen mittels der interferometrischen Modalanalyse aufgenommen und visualisiert werden. Nach der Visualisierung der Schwingungsform stehen alle notwendigen Informationen bezüglich der experimentellen Schwingungsanalyse zur Verfügung.

Bei sehr leichten Messobjekten verursachen die Beschleunigungssensoren auf Grund der eigenen nicht mehr zu vernachlässigenden Masse (ca. 10g pro Sensor) eine gewisse Verfälschung der Ergebnisse. Die gestiegene Gesamtmasse führt zu einer Absenkung der Resonanzfrequenzen der zu untersuchenden Struktur. Dies soll bei der interferometrischen Schwingungsanalyse entsprechend berücksichtigt werden.

5.3 Qualitative Schwingungsanalyse

Trotz der fehlenden Möglichkeit die mittels einer qualitativen Messung, zum Beispiel mit Hilfe des Zeitmittelungs- oder auch des Doppelbelichtungs-Verfahrens, erfassten Informationen in Schwingungsformen umzurechnen, spielen die qualitativen Messungen immer noch eine große Rolle. Der wichtigste Grund dafür ist der relativ einfache Aufbau der klassischen Shearografie. Die dynamische Anregung zwecks qualitativer Fehlstellendetektion, ohne eine zahlenmäßige Auswertung der Interferogramme, findet ebenfalls noch Anwendung und wird für die zerstörungsfreie Prüfung eingesetzt. Gan hat Ansätze zur Durchführung einer zunächst qualitativen Messung zur automatischen Detektion der Eigenfrequenzen, anhand einer kontinuierlichen Auswertung der Grauwertverteilung in Interferogrammen, mit anschließender quantitativer Untersuchung der detektierten Resonanzbereiche entwickelt [11].

Zur Verbesserung des Kontrastes der Korrelationsstreifen wurde eine Reihe an Verfahren entwickelt [6, 11, 97], da der Kontrast in der Regel so gering ist, dass die Streifen nicht zu erkennen sind. Der Grund dafür ist die dominante Hintergrundintensität I_H . Eine besonders einfache und gleichzeitig effiziente Methode zur Verbesserung des Streifenkontrastes besteht darin, das Referenzbild während der Messung ständig zu erneuern. Die dabei erzielte Verbesserung des Kontrastes resultiert daraus, dass die dominante Hintergrundintensität I_H während der Echtzeit-Subtraktion eliminiert wird. Bevor das Ergebnis auf dem Bildschirm angezeigt wird, ist das Bild zusätzlich zu quadrieren. Zwischen den beiden Aufnahmen kann zusätzlich eine Phasenschiebung vorgenommen werden, um den Kontrast noch weiter zu verbessern. Die Phasenschiebung liegt dabei zwischen 0 und π .

Die Abbildung 5.11 zeigt beispielhaft den verwendeten Messaufbau und ein Ergebnis der qualitativen Schwingungsanalyse einer Aluminiumplatte mit Hilfe des Mikroferoskops. Dabei wird jedoch auf eine Darstellung der Kamera und des Messrechners verzichtet. Die zu untersuchende

Aluminiumplatte wird von unten mit Hilfe eines Piezo-Shakers monofrequent angeregt. Die Messobjektbeleuchtung erfolgt mit Hilfe eines ND:YAG-Lasers. Während der Messung wird das Referenzbild ständig erneuert.

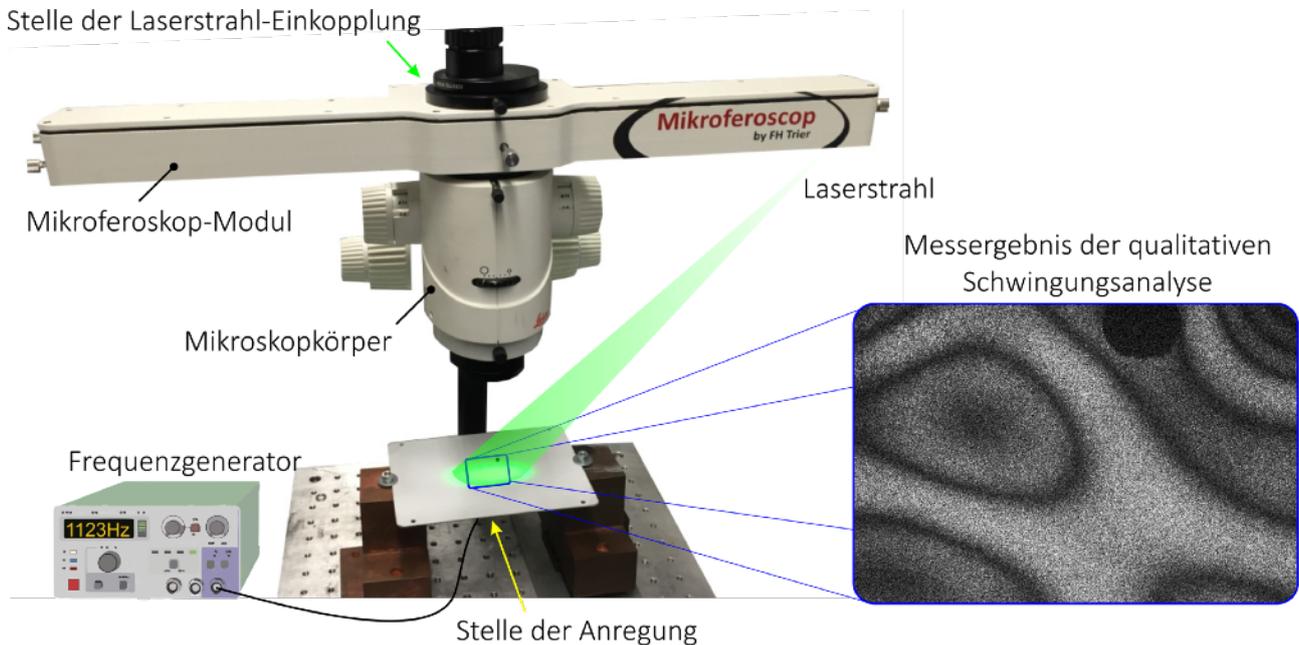


Abbildung 5.11: Verwendeter Messaufbau und Ergebnisse der qualitativen Modalanalyse einer Aluminiumplatte (Abmessungen $20 \times 30 \text{ mm}^2$, Dicke 1 mm), aufgenommen mit Hilfe des Mikroferoskops

Der Kontrast kann außerdem mit Hilfe der Bildverarbeitung noch weiter gesteigert werden. Dabei geht jedoch oftmals der physikalische Zusammenhang zwischen den Grauwerten und der Objektverformung vollständig verloren. Die klassische Echtzeitbeobachtung von Schwingungen mittels des Zeitmittelungs-Verfahren ist im Falle der räumlichen Phasenschiebung nicht mehr erforderlich, da die quantitativen Ergebnisse auch in Echtzeit berechnet und dargestellt werden können (siehe Kapitel 3.3.2.2).

5.4 Quantitative Schwingungsanalyse

Im Folgenden wird zunächst ein Anwendungsbeispiel der experimentellen Modalanalyse vorgestellt. Anschließend erfolgt ein Vergleich der Ergebnisse, die mit Hilfe der zeitlichen bzw. der räumlichen Phasenschiebung erfasst werden.

Im ersten Schritt wird die Modalanalyse einer Scheibenbremse im eingebauten Zustand vorgenommen. Dabei kommt die neue Methode zum Einsatz, die auf einer Kombination der Modalanalyse mit Hilfe von Beschleunigungssensoren und anschließend der interferometrischen Schwingungsanalyse beruht. Anhand der, mit Hilfe von Beschleunigungssensoren und einer Impulsanregung, ermittelten Resonanzfrequenzen werden mittels der räumlichen Shearografie visualisiert. Zwecks der Überprüfung der Ergebnisse wird neben den experimentellen Messungen

eine rechnerische Modalanalyse mit Hilfe des Programms Ansys durchgeführt. Das Ziel der durchgeführten Messungen ist es, die neue Methode zu verifizieren und zu erproben. Bei der Schwingungsanalyse der Aluminiumplatte steht der Vergleich der Ergebnisse der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebungen im Vordergrund (Kapitel 5.4.2).

5.4.1 Experimentelle Modalanalyse einer Scheibenbremse

Nachfolgend wird eine PKW-Scheibenbremse untersucht. Die untersuchte Bremsscheibe (Modell: 1K0615 TH-0) wird mit mehreren Schrauben mit einer speziellen Aufnahmevorrichtung verschraubt, um die Eigenformen der Scheibe unter einem betriebsähnlichen Zustand zu detektieren.

Zum Beleuchten der Bremsscheibe wird ein Nd:YAG-Laser in Kombination mit einem AOM eingesetzt. Das verwendete Shearografie-Messgerät basiert auf der räumlichen Phasenschiebung und wird in einem Abstand von ca. 1,2m vor dem Messobjekt aufgestellt. Der Messaufbau wird so ausgeführt, dass vor allem die Out-of-Plane-Anteile der Schwingungen gemessen werden. Die Anregung des Messobjektes erfolgt mit Hilfe eines Piezo-Shakers, der von der Rückseite die Scheibenbremse dynamisch belastet (siehe Abbildung 5.12). Das sinusförmige Signal wird mit Hilfe eines externen Frequenzgenerators erzeugt. Ein zusätzliches Trigger-Gerät synchronisiert die Laserbeleuchtung mit der dynamischen Anregung des Messobjektes.

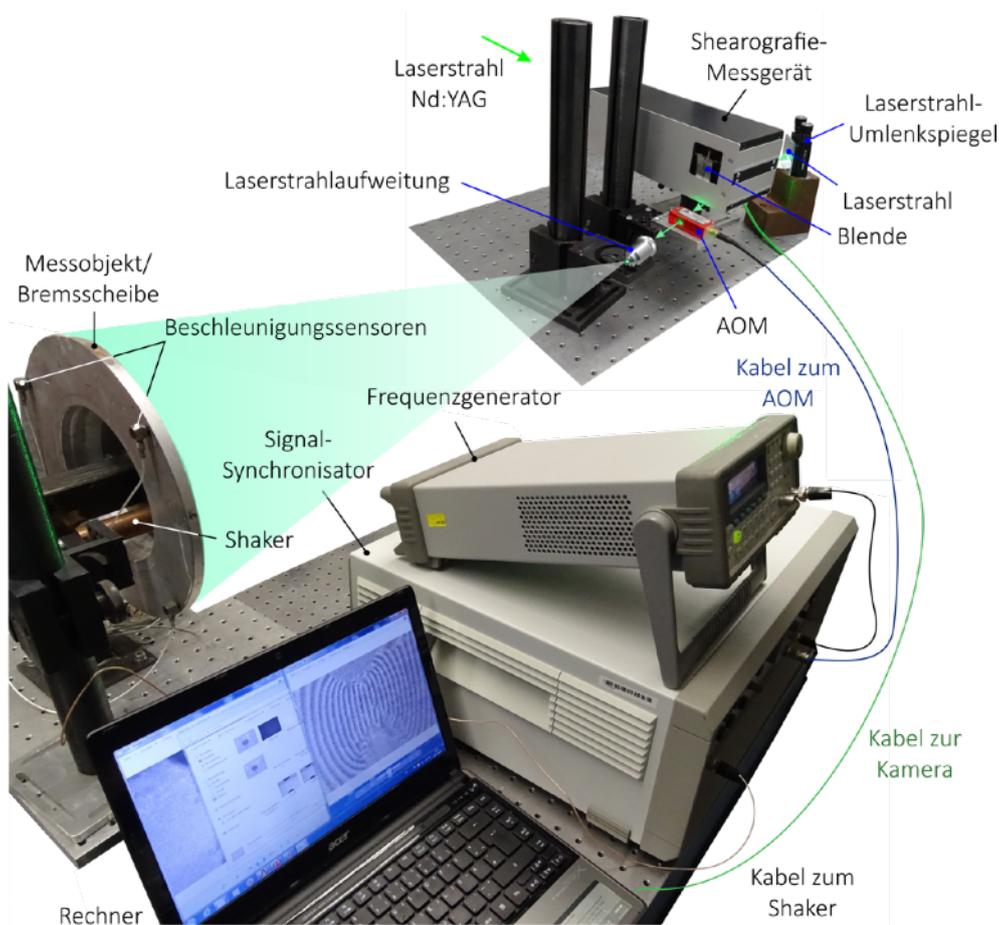


Abbildung 5.12: Messaufbau zur experimentellen Ermittlung der modalen Größen einer PKW-Bremsscheibe mit Hilfe der räumlichen Shearografie und der stroboskopischen Beleuchtung

Zur Erfassung der Eigenschwingungen der Bremsscheibe werden auf der Rückseite des Prüflings vier Beschleunigungssensoren angebracht. Die Einleitung des Impulses erfolgt mit Hilfe eines Impulshammers (siehe Abbildung 5.13). Die Systemantwort sowie der Impuls werden mit der Datenerfassungskarte (NI 9234) direkt in MATLAB eingelesen und analysiert.

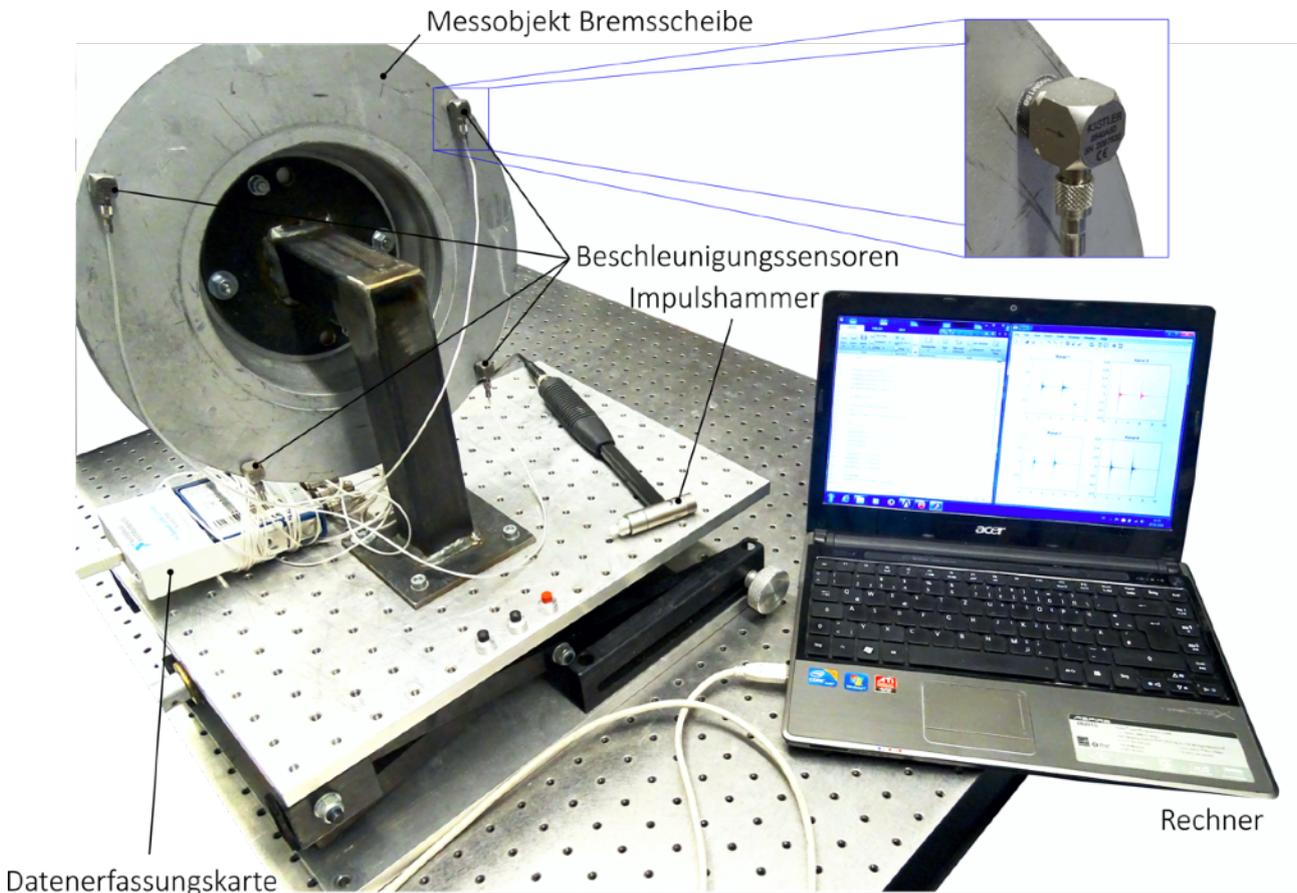


Abbildung 5.13: Verwendeter Messaufbau zum Erfassen der Impulsantwort einer PKW-Bremsscheibe mit Hilfe von vier Beschleunigungssensoren

Anhand der aufgenommenen Daten können die Eigenfrequenzen und die modale Dämpfung berechnet werden. Diese bilden die Grundlage für die nachfolgenden shearografischen Messungen. Dabei ist erneut zu beachten, dass abhängig von der Härte der Schlagkalotten der Anregungsbereich variiert. Für die Erfassung der Eigenformen im tieferen Frequenzbereich (unter 1000Hz) sind weiche Materialien als Hammerspitze zu verwenden. Da die Eigenfrequenzen der Scheibenbremse auf Grund der hohen Steifigkeit und der relativ geringen Masse im höheren Frequenzbereich (oberhalb von 1000Hz) liegen, wird eine relativ harte Impulshammerspitze aus Kunststoff eingesetzt. Die nächste Abbildung 5.14 zeigt die aufgenommene Impulsantwort der untersuchten Bremsscheibe.

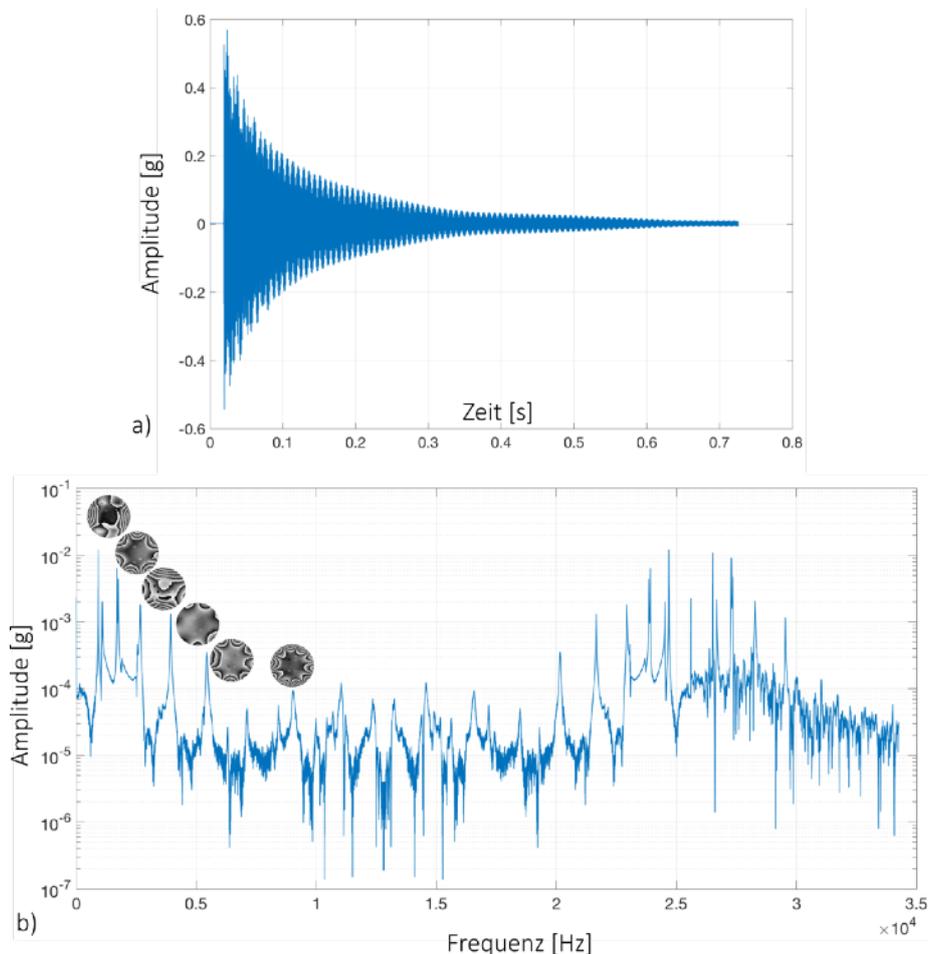


Abbildung 5.14: Gemessene Impulsantwort, a) im Zeitbereich, b) im Frequenzbereich (mit einigen ermittelten Eigenfrequenzen)

Wie bereits erwähnt, werden insgesamt 10 unterschiedliche Verfahren zur Ermittlung der modalen Parameter eingesetzt. Der Übersichtlichkeit wegen werden aber lediglich die Ergebnisse der Methoden CE, LSCE und ITD im Folgenden diskutiert, die in der Abbildung 5.15 dargestellt sind. Gewählt wurde jeweils die Modellordnung 60. Dabei werden zwangsläufig rein mathematische Eigenfrequenzen berechnet, die in der Realität nicht vorhanden sind.

Diese mathematischen Eigenformen können aber meistens anhand einer zu hohen modalen Dämpfung problemlos erkannt und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden. Die Festlegung der Dämpfungsgrenze, ab der die Eigenwerte rein mathematischer Natur sind, basiert hauptsächlich auf Erfahrungswerten, da die modale Dämpfung für jedes Messobjekt anders ist. Auf Grund der Schwingungsformen kann es vorkommen, dass alle Sensoren genau in den Schwingungsknoten einer Eigenform platziert werden und somit die jeweiligen Schwingungen nicht mehr erfassen. Bei der Bremsscheibe kann das zum Beispiel bei einem Einsatz von 4 symmetrisch angeordneten Sensoren bei der dritten Eigenform (siehe Bild 5.16) leicht passieren. Genau aus diesem Grund ist diese Schwingungsform mit Hilfe der Beschleunigungssensoren bei dem verwendeten Aufbau nicht zweifelsfrei zu detektieren. Grundsätzlich gilt, je mehr Sensoren eingesetzt werden, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass alle Sensoren genau in den Schwingungsknoten platziert werden. Im Zweifelsfall wird mit Hilfe der Shearografie auch der Frequenzbereich analysiert, der nicht zweifelsfrei anhand der modalen Dämpfung als rein mathematischer Natur identifiziert werden kann.

	CE (Eigenfrequenzen)	LSCE (Eigenfrequenzen)	ITD (Eigenfrequenzen)	ITD (Modale Daempfung)	Eigenfrequenz (<0,06)?
1	297.7674	288.4596	248.0944	0.2422	nein
2	542.0170	531.5319	451.0709	0.1701	nein
3	757.6533	758.8340	745.5173	0.1099	nein
4	914.8500	914.9025	915.0460	9.4605e-04	ja
5	1.0870e+03	1.0851e+03	1.0870e+03	0.0089	ja
6	1.3386e+03	1.2967e+03	1.2645e+03	0.0563	eher ja
7	1.5445e+03	1.5074e+03	1.4716e+03	0.0614	eher nein
8	1.6862e+03	1.6854e+03	1.6857e+03	0.0027	ja
9	1.7508e+03	1.7454e+03	1.7478e+03	0.0099	ja
10	2.0370e+03	1.9603e+03	1.9997e+03	0.0301	ja
11	2.3914e+03	2.3292e+03	2.2160e+03	0.0359	ja
12	2.5954e+03	2.5470e+03	2.4522e+03	0.0449	ja
13	2.6720e+03	2.6692e+03	2.6274e+03	0.0305	ja
14	2.8544e+03	2.7750e+03	2.6713e+03	0.0043	ja

Abbildung 5.15: Auszug aus den Ergebnissen der experimentellen Modalanalyse anhand der gemessenen Impulsantwort der untersuchten Bremsscheibe

Mittels der verschiedenen Verfahren der Modalanalyse werden gut übereinstimmende Ergebnisse berechnet (siehe Abbildung 5.15). Der direkte Vergleich mit den Ergebnissen der rechnerischen Modalanalyse zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung. In der Abbildung 5.16 sind die simulierten und die experimentell ermittelten Schwingungsformen dargestellt, um einen Vergleich der Schwingungsformen vorzunehmen.

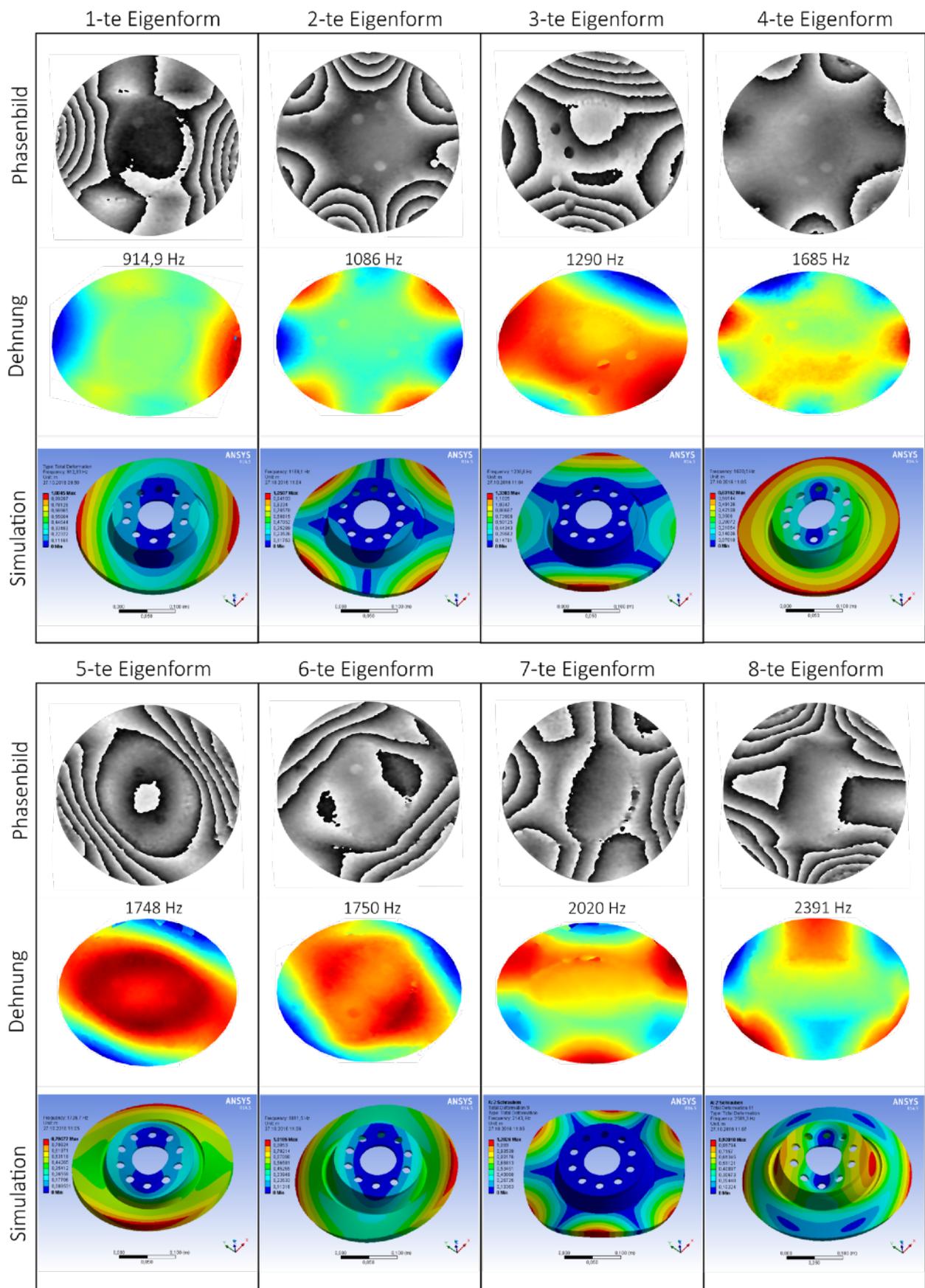


Abbildung 5.16: Ergebnisse der experimentellen Modalanalyse der PKW-Bremsscheibe, dargestellt sind die ersten 8 Eigenmoden

Die Schwingungsformen der meisten Resonanzfrequenzen, die experimentell und rechnerisch ermittelt werden, sind direkt miteinander vergleichbar. Aber es existieren auch Unterschiede, wie zum Beispiel bei der vierten Eigenfrequenz. Dies ist darauf zurück zu führen, dass eine FEM-Berechnung von idealisierten Geometriedaten und idealen Kontaktbedingungen ausgeht. Die Vorgabe der Schraubenvorspannkraft hat ebenfalls einen relativ großen Einfluss auf die Ergebnisse der Simulation. Durch die Variation dieser Randbedingungen verschieben sich die Eigenfrequenzen relativ stark, da die Gesamtsteifigkeit des Systems und der Kontakt zwischen der Aufnahme und der Bremsscheibe bedeutend verändert werden. Die Ergebnisse der Analyse aus der Abbildung 5.16 wurden bei einer Definition von zwei Schrauben als feste Verbindung und zwei Schrauben mit einer geringen Vorspannkraft erzielt. Der Vorteil der experimentellen Technik besteht darin, dass der tatsächliche Zustand ohne Vereinfachungen und idealisierte Vorgaben erfasst wird. Das ist auch der Grund dafür, dass die experimentell ermittelten Kennwerte oft zur Validierung bzw. Verbesserung von rechnerischen Modellen eingesetzt werden.

Die in der Abbildung 5.16 vorgestellten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zeigen zwar eine ziemlich gute Übereinstimmung zu der rechnerischen Analyse, aber die Darstellung der berechneten Dehnungen erfolgt in Form von ebenen Scheiben, da die tatsächliche Geometrie in einem 2D-Bild nicht berücksichtigt wird. Aus diesem Grund wurde eine neue, interessantere Darstellungsmethode entwickelt. Das Messobjekt kann in der heutigen Zeit relativ schnell, präzise und mit preiswerten Messgeräten dreidimensional vermessen werden. Die Geometrieerfassung kann beispielsweise mit Hilfe des 3D-Streifenprojektionsverfahrens vorgenommen werden. Solche 3D-Messsysteme sind zahlreich auf dem Markt vertreten.

Die von einem Projektor erzeugten kodierten Streifenmuster werden auf die Messobjektoberfläche projiziert und verformen sich entsprechend der Geometrie der Bremsscheibe. Die reflektierten Streifen werden von einer Kamera unter einem zuvor ermittelten Triangulationswinkel erfasst und in 3D-Koordinaten umgerechnet. Das Ergebnis der shearografischen Analyse wird mit den gewonnenen Geometriedaten verbunden. Dies geschieht dadurch, dass die Dehnung in Form eines 2D-Bildes auf die Geometrie aufprojiziert wird. Bei der Projektion wird die Form des Messobjektes berücksichtigt, damit das Ergebnis auf Grund der räumlichen Form der untersuchten Bremsscheibe nicht verzerrt wird. Die Abbildung 5.17 zeigt die shearografischen Ergebnisse in 3D-Darstellung.

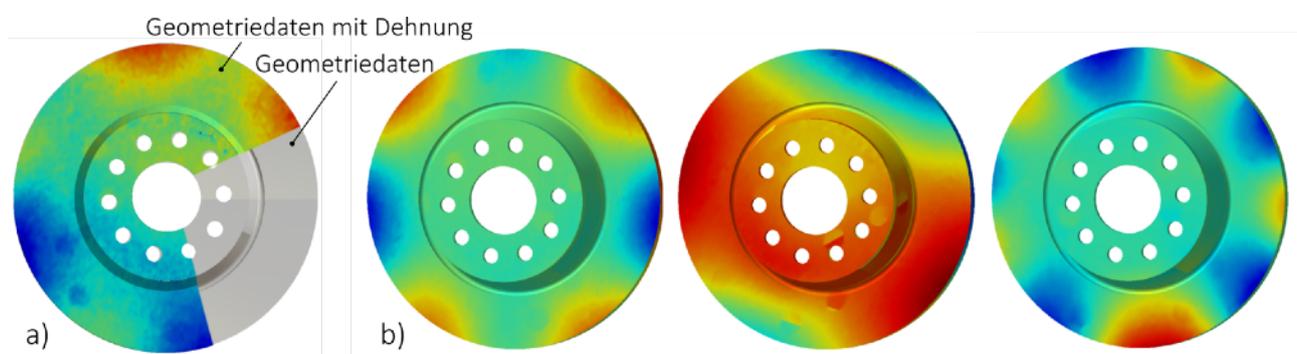


Abbildung 5.17: Verknüpfung der Ergebnisse der shearografischen Modalanalyse mit den Geometriedaten, a) Prinzip der Verknüpfung, b) Untersuchungsergebnisse aus der Abbildung 5.16 in 3D-Darstellung (detektierte Eigenfrequenzen)

5.4.2 Experimentelle Modalanalyse einer Aluminiumplatte

Die Eigenfrequenzen einer Aluminiumplatte werden unter den identischen Randbedingungen wie bei der Untersuchung der PKW-Scheibenbremse ermittelt. Der Messaufbau unterscheidet sich lediglich dadurch, dass ein anderes Messobjekt untersucht wird. Der Vorteil der Modalanalyse der Aluminiumplatte liegt darin, dass diese leicht anzuregen ist und die Eigenfrequenzen im niedrigen Frequenzbereich liegen. Die untersuchte Platte hat eine Dicke von lediglich 1mm und einen Durchmesser von 190mm .

Anhand dieser Untersuchung soll überprüft werden, ob die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte räumliche Phasenschiebung im Vergleich zu der etablierten zeitlichen Phasenschiebung Nachteile aufweist. Die beiden Analysen werden unter nahezu identischen Randbedingungen durchgeführt, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten. Insgesamt werden 24 unterschiedliche Eigenformen erfasst. In der nachfolgenden Abbildung 5.18 sind diese dargestellt.

Wie erwartet, liefern die beiden Methoden sehr ähnliche Ergebnisse. Auf den ersten Blick sind kaum Unterschiede wahrzunehmen. Beide Methoden liefern gute bis sehr gute Ergebnisse, die auch quantitativ ausgewertet werden können. Insgesamt gesehen ist der Kontrast der Shearogramme, die mittels der räumlichen Phasenschiebung erfasst werden, etwas besser. Viel wichtiger sind jedoch die Unterbrechungen im Streifenverlauf, da diese bei der Demodulierung zu Fehlberechnungen führen können. Diese Fehlstellen werden als Residuen (siehe Kapitel 3.3.4.2) bezeichnet und können rechnerisch ermittelt werden, um einen quantitativen Vergleich zu erzeugen. Dabei hat sich gezeigt, dass insbesondere im höheren Frequenzbereich die zeitliche Phasenschiebung etwas schlechter abschneidet.

Es lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die räumliche Phasenschiebung bei der experimentellen Modalanalyse keine Nachteile in Bezug auf die Güte der Ergebnisse im direkten Vergleich zu der zeitlichen Methode aufweist. Einige bereits erwähnte Kriterien werden sogar besser erfüllt. Außerdem darf man nicht außer Acht lassen, dass bei den Messungen unter erschwerten Bedingungen die Ergebnisse noch deutlicher zugunsten der räumlichen Phasenschiebung ausfallen werden, da diese Methode auf Grund der viel kürzeren Messzeit und dem Fehlen der beweglichen Teile viel robuster ist.

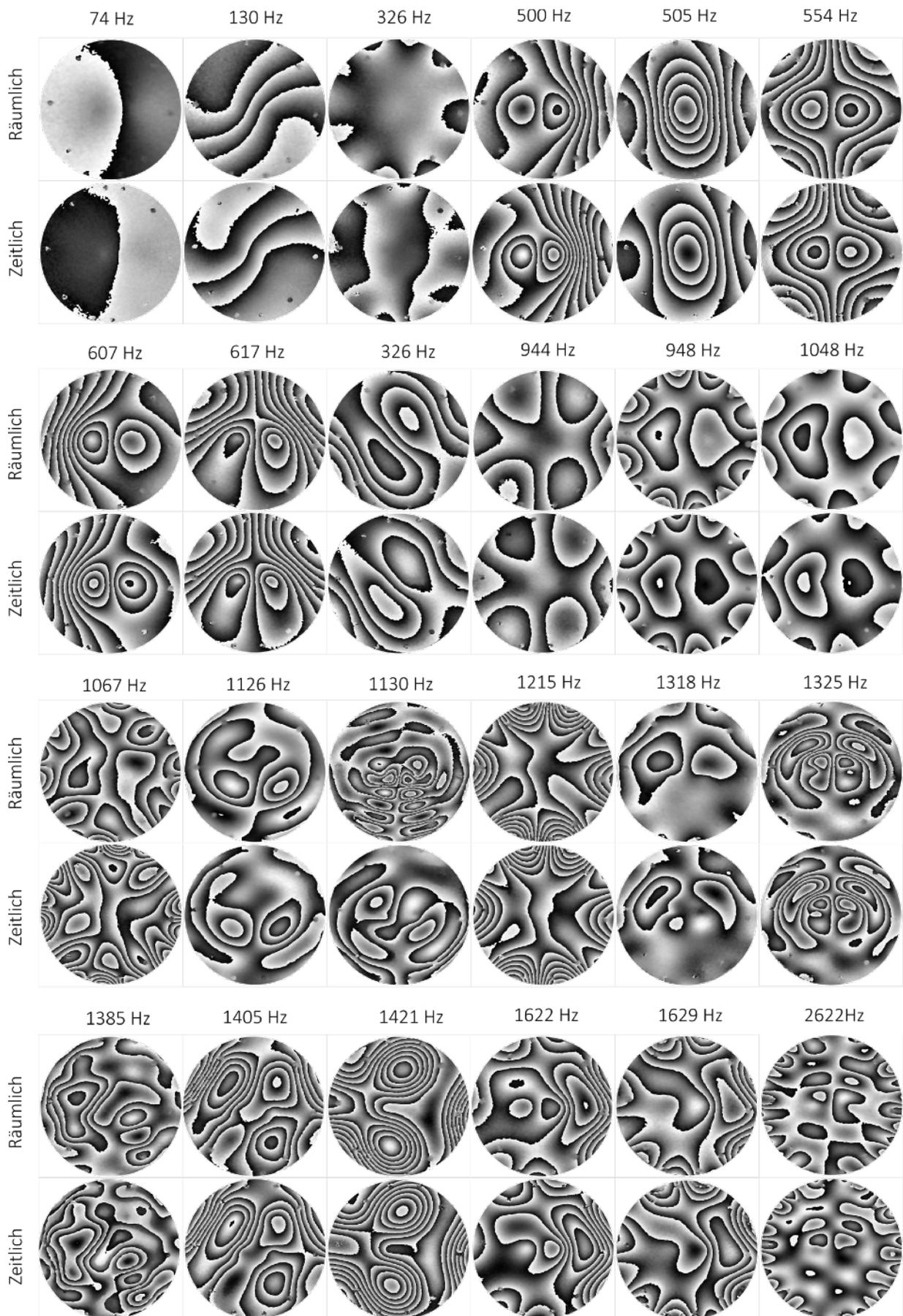


Abbildung 5.18: Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Modalanalyse einer Aluminiumplatte, die mittels der zeitlichen und der räumlichen Phasenschiebungen erfasst werden

6. Diskussion und Ausblick

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Erfahrungen nochmals zusammengefasst und diskutiert. Zum Schluss erfolgt ein Ausblick.

6.1 Schlussfolgerung

Die Verfahren der Speckle Messtechnik, Shearografie und Holografie, sind bereits seit einigen Jahrzehnten bekannt und werden seit der Entdeckung ständig weiterentwickelt. Jedoch besteht noch in vielen Aspekten der Bildaufnahme, Auswertung und Aufbereitung der Messdaten einiges an Verbesserungspotential.

Auch der grundlegende optische Aufbau kann weiter optimiert werden. Das hat der Einsatz der räumlichen Phasenschiebung basierend auf der Fourier-Transformation deutlich gezeigt. Durch den Einsatz einer Raumblyende und der optimierten Positionierung der optischen Komponenten kann auf den Einsatz eines Piezoaktors und der entsprechenden Steuerung, bei einer gleichbleibenden oder sogar verbesserten Qualität der Ergebnisse, verzichtet werden. Das Extrahieren der relativen Phasenänderung erfolgt nun im Frequenzbereich. Die modernen Systeme erlauben, diese Berechnung mit einer zusätzlichen Datenfilterung in Echtzeit vorzunehmen und im Videotakt auf dem Bildschirm einzublenden. Das steigert den Komfort beim Bedienen des Systems immens.

Die räumliche Phasenschiebung bringt somit eine ganze Reihe an Vorteilen mit sich. Folgende Vorteile sind für den industriellen Einsatz besonders interessant:

- Der einfachere optische Messaufbau und die daraus resultierende höhere Wirtschaftlichkeit
- Keine beweglichen Komponenten
- Schnellere Messdatenerfassung
- Höhere Robustheit gegenüber störenden Vibrationen
- Möglichkeit der Erfassung von dynamischen Vorgängen
- Ausgabe der Ergebnisse in Echtzeit
- Geringere Datenmenge auf Grund weniger Aufnahmen (2 anstatt 8)

Die räumliche Phasenschiebung hat aber auch Nachteile. Dazu zählen:

- Kleineres Messfeld
- Auf Grund einer Raumblyende gelangt nur ein Bruchteil der Laserstrahlung zur Kamera
- Höhere Anforderungen bezüglich einer genauen Ausrichtung der optischen Komponenten
- Einschränkungen bei der Auswahl der optischen Komponenten (beispielsweise nicht jedes Objektiv ist geeignet)
- Bei einer Änderung der Shear-Richtung ist die Raumblyende gegebenenfalls zu verstellen

Die untersuchte Methode der Bauteilanregung mittels elastischer Wellen, den sogenannten Lamb-Wellen, zur Detektion von Fehlstellen in Plattenstrukturen lässt sich mit der klassischen Shearografie bzw. der klassischen Holografie kombinieren. Jedoch kann auf den Einsatz der weiterentwickelten räumlichen Phasenschiebung nicht verzichtet werden, da sonst die Messung blind erfolgen muss. Der Grund dafür ist die sehr geringe Amplitude der Lamb-Wellen und die fehlende Möglichkeit der Betrachtung der Ergebnisse in Echtzeit. Die Visualisierung der Ausbreitung von Lamb-Wellen ermöglicht die Detektion von Fehlstellen, da die elastischen Wellen mit der Fehlstelle interagieren. Dies kann mit der Ausbreitung von Wasserwellen verglichen werden. Beim Auftreffen auf Hindernisse wird die Welle zum Teil reflektiert und zusätzlich in der weiteren Ausbreitung gestört. Dadurch kommt es zur Überlagerung von Wellen. Die konstruktive bzw. destruktive Überlagerung wird visualisiert und ermöglicht das Lokalisieren von verborgenen Defekten. Diese neuartige Methode ist jedoch nur für dünnwandige Strukturen aber aus unterschiedlichen Werkstoffen zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung geeignet.

Die Kombination der Modalanalyse, die anhand der erfassten Beschleunigungen als Antwort auf eine Impulsanregung die modalen Parameter berechnet, mit den Speckle-Messtechniken bietet einige Vorteile. Folgende Vorteile sind für den industriellen Einsatz dieser Messtechnik besonders interessant:

- Erfassung sowohl der Schwingungsform, als auch des Frequenzganges
- Schnelle Detektion von Resonanzfrequenzen
- Zuverlässige Bestimmung der Eigenfrequenzen
- Ein relativ einfacher optischer Aufbau
- Wirtschaftlicher Gesamtaufbau, da keine teuren Komponenten erforderlich sind
- Gezielte Erfassung der Schwingungsform, kein Absuchen eines Frequenzbereiches erforderlich

Diese Kombination vereint die Vorteile der klassischen experimentellen Modalanalyse mit den Vorteilen der Speckle-Messtechnik. Mit den Beschleunigungssensoren und den Verfahren der experimentellen Modalanalyse können die Eigenfrequenzen, der Frequenzgang und die modale Dämpfung schnell und effektiv ermittelt werden, aber nicht die Schwingungsform. Mit der Speckle-Messtechnik kann die Schwingungsform visualisiert werden, aber eine effiziente Detektion der Resonanzfrequenzen ist nicht möglich. Außerdem ist die Erfassung des Frequenzganges mit der Shearografie bzw. der Holografie kompliziert. Die Erfassung des Frequenzganges erfolgt deshalb mit Hilfe der Beschleunigungssensoren. Eine deutlich verbesserte Darstellung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen gelingt durch eine zusätzliche 3D-Objekt-Vermessung und einer anschließenden Verknüpfung dieser Daten mit den ermittelten Dehnungen oder auch mit den gemessenen Verformungen.

Die beiden vorgestellten neuartigen Messgeräte Mikroferoskop und Interferoskop zeigen die universale Einsetzbarkeit der interferometrischen Messverfahren. Die vorgestellten Messungen mit dem Mikroferoskop zeigen einen möglichen Weg bei der Untersuchung von Mikrostrukturen auch in der laufenden Produktion. Der Vorteil dieser Technik, neben einer sehr hohen Messgenauigkeit, ist die hohe Empfindlichkeit. Deshalb kann eine gleichzeitige Verwendung der Laserbeleuchtung

sowohl für die Messungen, als auch zur thermischen Bauteilanregung eingesetzt werden. Der weitere Vorteil resultiert aus dem Aufbau des Messsystems. Das Mikroferoskop-Modul kann mit jedem handelsüblichen Mikroskop kombiniert werden. Außerdem ist die Anwendung eines Endoskops in Kombination mit einem Shearografie-Modul sehr viel versprechend. Mit dem Interferoskop gelingt der Nachweis von verborgenen Defekten auch an schwer zugänglichen Stellen, die mittels eines klassischen Shearografie-Messgerätes nicht erreicht werden können.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten, zahlreichen Messungen zeigen deutlich, dass die Speckle-Messtechniken einen sehr hohen Reifegrad erreicht haben und in Zukunft auf den Gebieten, der Bauteilvermessung, der Detektion von Fehlstellen, der Analyse von Mikroproben und der Modalanalyse eine noch viel wichtigere Rolle spielen werden.

Die wesentlichen Aspekte der Weiterentwicklung werden wie folgt zusammengefasst:

- **Räumliche Phasenschiebung**

Die Methode der räumlichen Phasenschiebung basierend auf der Fourier-Transformation wurde sowohl für die Holografie als auch die Shearografie soweit weiterentwickelt, dass quantitative Messungen erstmals uneingeschränkt möglich wurden. Für die Ermittlung von optimalen Positionen der optischen Komponenten ist dabei eine neue Methode vorgestellt worden. Die weiterentwickelte, räumliche Phasenschiebung ermöglicht das Betrachten der quantitativen Ergebnisse in Echtzeit.

- **Lamb-Wellen zur Detektion von Fehlstellen**

Zur Detektion von Fehlstellen mittels Lamb-Wellen in Kombination mit den Speckle-Messverfahren gibt es kaum Ansätze. Der entwickelte Aufbau ermöglicht eine zuverlässige Visualisierung der Ausbreitung von elastischen Wellen in verschiedenen Werkstoffen. Darauf aufbauend gelingt der Nachweis von verborgenen Defekten in plattenförmigen Strukturen.

- **Detektion von Fehlstellen an schwer zugänglichen Stellen**

Mit Hilfe des entwickelten Messgerätes „Interferoskop“ gelingt Detektion von Fehlstellen an schwer zugänglichen Stellen, die mittels der klassischen Shearografie nicht untersucht werden können. Dies ist dadurch möglich geworden, dass das Interferoskop aus einem shearografischen Aufbau und einem Endoskop besteht. Das Interferoskop kann außerdem, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, aufbauend auf der räumlichen Phasenschiebung realisiert werden.

- **Holografische Untersuchung von Mikrostrukturen**

Mittels des Messgerätes „Mikroferoskop“, welches eine Kombination aus einem holografischen Modul und einem handelsüblichen Mikroskop darstellt, gelingt eine hochpräzise Untersuchung von Mikrostrukturen hinsichtlich des Verformungsverhaltens. Für das Mikroferoskop wurden spezielle Belastungsvorrichtungen konstruiert und gebaut, um Mikroproben zu analysieren.

- **Laseranregung von Mikrostrukturen zur Fehlstellendetektion**

Mit Hilfe des Mikroferoskops in Kombination mit einer Laseranregung, die sowohl für Bauteilbelastung, als auch Verformungsmessungen eingesetzt wird, wurde eine effektive Methode zur Detektion von Fehlstellen in kleinen Strukturen ermöglicht. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass keine zusätzliche Bauteilanregung benötigt wird.

- **Neue Methode der optischen Modalanalyse**

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Detektion und Visualisierung von Resonanzschwingungen hebt sich von den bereits existierenden Methoden dadurch ab, dass eine Kombination aus einer experimentellen Modalanalyse aufbauend auf Beschleunigungssensoren und anschließend shearografischer bzw. holografischer Analyse zum Einsatz kommt. Dies ermöglicht eine effiziente und zuverlässige Bestimmung der kritischen Eigenfrequenzen.

- **Verknüpfung von 3D-Daten und Ergebnissen der experimentellen Modalanalyse**

Die klassischen shearografischen bzw. holografischen Messergebnisse sind zweidimensional, da sie auf einem ebenen Sensor mit einer Kamera aufgenommen werden. Messobjekte haben aber in der Regel eine komplexe Geometrie. Dies macht eine effiziente Übertragung der Messergebnisse auf das Messobjekt relativ schwierig. Zur Beseitigung dieses Nachteils wurde aufbauend auf einer 3D-Messobjektvermessung eine Methode entwickelt, um 3D-Geometriedaten mit den gemessenen Dehnungen bzw. Verformungen zu verknüpfen.

Diese Arbeit hat deutlich gezeigt, dass trotz umfangreicher Untersuchungen und Entwicklungen dieses Themengebiet noch viel Forschungspotential bietet. Darauf wird im Ausblick näher eingegangen.

6.2 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte räumliche Phasenschiebung eignet sich für alle Messungen, die mit Hilfe der klassischen Speckle-Messtechniken denkbar sind. Das gilt sowohl für die Shearografie, als auch die Holografie. Insbesondere im Rahmen der experimentellen Modalanalyse bzw. bei dynamischen Belastungen bietet diese Methode der räumlichen Phasenschiebung erhebliche Vorteile. Unter rauen Industriebedingungen wird die räumliche Phasenschiebung das Erfassen und Auswerten der Verformungen und Dehnungen erheblich erleichtern. Die Möglichkeit der Betrachtung der quantitativen Ergebnisse in Echtzeit wird in Zukunft noch wichtiger sein.

Die Einschränkungen der räumlichen Phasenschiebung, die aus der Verwendung einer Raublende resultieren, stellen in der Regel kein großes Hindernis dar, da moderne Lasersysteme diesen Nachteil der relativ geringen Laserlichtausbeute kompensieren können. Es ist außerdem davon auszugehen, dass der Trend zur Steigerung der Laserleistung bei geringer werdenden Anschaffungskosten weiterhin anhalten wird. Der Nachteil des kleineren Sichtfeldes kann durch die schnelleren Messungen bzw. einer Anordnung bestehend aus mehreren digitalen Kameras ausgeglichen werden. Die holografischen In-Plane-Messungen mittels der räumlichen Phasenschiebung sind noch wenig erforscht. Aufbauend auf dem Ansatz mit einer Doppelblende kann eine sehr deutliche Verbesserung der heutigen, zeitlichen In-Plane-Untersuchungen erzielt werden.

Der Einsatz der Lamb-Wellen zur Detektion von Fehlstellen ist, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, bereits jetzt möglich, jedoch besteht auf diesem Gebiet noch Forschungsbedarf. Diese Methode der dynamischen Bauteilanregung kann in Kombination mit einem geeigneten Speckle-Messgerät zum Nachweis von Defekten in Plattenstrukturen eingesetzt werden. Es besteht noch Verbesserungspotential in Bezug auf die optimale Anregung und Visualisierung der elastischen Wellen. Zur Vermeidung von unerwünschten Reflexionen der Wellen an den Rändern des Messobjektes ist für eine zusätzliche Absorbierung zu sorgen. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte Methode mittels einer Knetmasse ist mit Zeitaufwand verbunden und erfordert das nachträgliche Säubern des Prüflings.

Die beiden Messgeräte Mikroferoskop und Interferoskop ergänzen sinnvoll die klassischen Messgeräte bei bestimmten Messaufgaben. Die Untersuchung von Mikroproben wird in Zukunft noch gefragter sein. Das bestätigen auch die große Anzahl von Veröffentlichungen und die Vielzahl der auf dem Weltmarkt angebotenen Komplettlösungen. Auf dem Gebiet der shearografischen Endoskopie gibt es noch kaum Forschungsarbeiten. Diese Arbeit zählt zu den Pionierarbeiten. Die Kombination mit der räumlichen Phasenschiebung ermöglicht die Erfassung von auswertbaren Ergebnissen. Wenn es in Zukunft gelingen sollte, die Güte der Ergebnisse weiter zu steigern, dann wird dieses Gerät zu einem wichtigen Werkzeug für Untersuchungen an schwer zugänglichen Stellen.

Die vorgestellte Kombination der klassischen Modalanalyse mittels Beschleunigungssensoren und der Shearografie mit der räumlichen Phasenschiebung liefert bereits jetzt sehr gute Ergebnisse. Auch bei nicht einfachen Messobjekten, wie zum Beispiel der Bremsscheibe ist die Bestimmung der kritischen Resonanzfrequenzen problemlos möglich. Lediglich im hohen Frequenzbereich ist

die Laservibrometrie bei der Bestimmung der modalen Parameter immer noch überlegen. Der Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras wird aber auch diesen Nachteil weitestgehend eliminieren.

Die wesentlichen Aspekte des noch vorhandenen bzw. des im Rahmen dieser Arbeit aufgezeigten Forschungspotentials werden wie folgt zusammengefasst:

- Weiterentwicklung der Interferometer in Bezug auf eine Steigerung der Lichtausbeute
- Beseitigung des durch die Raumblyende verkleinerten Messfeldes
- Optimierung der Messdatenauswertung (Filterung, 2D-Demodulierung)
- Optimierung der gezielten Lamb-Wellen-Anregung (keine breitbandige Anregung)
- Erforschung des Einsatzes kurzwelliger Lamb-Wellen zum Nachweis von kleinen Defekten (im *mm*-Bereich)
- Entwicklung einer effizienten Methode zur Minimierung von Lamb-Wellen-Reflexionen an Rändern des Messobjektes
- Erweiterung der räumlichen Phasenschiebung für holografische In-Plane-Messungen
- Weiterentwicklung des Interferoskops in Kombination mit der räumlichen Phasenschiebung
- 3D-Formerfassung mittels des holografischen bzw. des shearografischen Aufbaus und Verknüpfung dieser Daten mit experimentell ermittelten Dehnungen bzw. Verformungen
- Weiterentwicklung der optischen Modalanalyse mit Hilfe der Speckle-Messverfahren für einen höheren Frequenzbereich (von *kHz* - bis in den *MHz* -Bereich).

7. Literaturverzeichnis

- [1] Schuth, M.: Aufbau und Anwendung der Shearografie als praxisgerechtes, optisches Prüf- und Messverfahren zur Dehnungsanalyse, Qualitätssicherung und Bauteiloptimierung, Dissertation, Universität Kassel, 1995
- [2] Klemens, J.: Femtosekundenlaser: Einführung in die Technologie der ultrakurzen Lichtimpulse, Springer Verlag, 2005
- [3] Böge, W.; Plaßman, W.: Vieweg Handbuch Elektrotechnik, Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, 3. Auflage, 2004
- [4] Bäker, M.: Funktionswerkstoffe: Physikalische Grundlagen und Prinzipien, Springer Vieweg Verlag, 2014
- [5] Jahns, J.: Photonik: Grundlagen, Komponente und Systeme, De Gruyter Oldenbourg Verlag, 2000
- [6] Yang, L.: Grundlagen und Anwendungen der Phasenschiebe-Shearografie zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, Dehnungsmessung und Schwingungsanalyse, Dissertation, Universität Kassel, 1997
- [7] Bergmann, L.; Niedrig, H.: Optik: Wellen- und Teilchenoptik, Lehrbuch der Experimentalphysik, De Gruyter Verlag, Auflage 10, 2004
- [8] Meschede, D.: Optik, Licht und Laser, Vieweg + Teubner Verlag, 3. Auflage, 2008
- [9] Lindner, H.: Physik für Ingenieure, VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1991
- [10] Langehanenberg, P.: Anwendung von Methoden der digitalen Speckle-Photographie bei der räumlich phasenschiebenden elektronischen Specklemuster-Interferometrie, GRIN Verlag, 2013
- [11] Gan, Y.: Qualitative und quantitative Schwingungsmessung und -Analyse mittels Digital-Shearografie, Dissertation, Universität Kassel, 2006
- [12] Groh, G.: Proc. Engineering Uses of Holography, E.R. Robertson and J.M Harvey, eds., Cambridge Univ. Press, Seiten 483-494, 1970
- [13] Leendertz, J. A.; Butters, J. N.: An Image Shearing Speckle Pattern Interferometer for Measuring Bending Moments, J. Phys. E., Sci. Instr. 6, Seiten 1107-1110, 1973

- [14] Hung, Y. Y.: Speckle-Shearing Interferometric Technique: a Full-Field Strain Gauge, Applied Optics, Vol.14, No. 3, Seiten 678-622, 1975
- [15] Jones, R.; Wykes, C.: Holographic and Speckle Interferometry, Kapitel 2: Holographic interferometry. Cambridge University Press, 1989
- [16] Yang, L.X.; Steinchen, W.; Schuth, M. und Kupfer, G.: Precision Measurement and Nondestructive Testing by Means of Digital Phase Shifting Speckle Pattern and Speckle Pattern Shearing Interferometry. Measurement - Journal of the International Measurement Confederation, Seiten 149-160, 1995
- [17] Naumann, J.: Grundlagen und Anwendung des In-Plane-Moiréverfahrens in der experimentellen Festkörpermechanik. VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 18: Mechanik/ Bruchmechanik, Nr. 110, 1992
- [18] Steinchen, W.; Yang, L.X.; Schuth, M.; Kupfer, G.: Dehnungsmessung mit digitaler Shearografie. tm - Technisches Messen, Seiten 337 - 341, 1995
- [19] Hung, Y.Y.; Wang, J.Q.: Dual-beam Phase Shift Shearography for Measurement of In-plane Strains. Optics and Lasers in Engineering, Vol. 24, Seiten 403 - 413, 1997
- [20] Gerhard, H.: Entwicklung und Erprobung neuer dynamischer Speckle-Verfahren für die zerstörungsfreie Werkstoff- und Bauteilprüfung, Dissertation, Universität Stuttgart, 2007
- [21] Millerd, J.; Brock, N.; Hayes, J.; North-Morris, M.; Novak, M.; Wyant, J.: Pixelated Phase-Mask Dynamic Interferometer, Proc. of SPIE Vol. 5531, Seiten 304-314, 2004
- [22] Rastogi, P.; Hack, E.: Phase Estimation in Optical Interferometry, CRC Press, 1 Edition, 2014
- [23] Malacara, D.: Optical Shop Testing, Wiley-Interscience, 3 edition, 2007
- [24] Wolf, E. (Herausgeber): Progress in Optics, Band 26, Seiten 363-365, 1988
- [25] Cheng, Y.Y.; Wyant, J.C.: Phase Shifter Calibration in Phase-Shifting Interferometry, Appl. Opt., Vol. 24, No.18, 1985
- [26] Rastogi, P.; Pramod, K.: Holographic Interferometry: Principles and Methods, Springer-Verlag, 1994
- [27] Kothiyal, M.P; Delisle, C.: Optical Frequency Shifter for Heterodyne Interferometry Using Counterrotating Wave Plates. Optics Letters 9 319-21, 1984

- [28] Zou, Y.: Speckleinterferometrie zur Topografiebestimmung an optisch rauen Oberflächen. Berichte aus dem Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart, 1996
- [29] Haberstock, C.: Die holographische Modalanalyse, Dissertation, technische Universität Stuttgart, 2005
- [30] Jakobi, M.: Laser Speckle Based Surface Measurement Techniques relevant to Fusion Devices, Shaker Verlag, 2001
- [31] Evanschitzky, P.: Simulationsgestützte Oberflächendiagnostik mittels Speckle-Interferometrie, Dissertation, technische Universität München, 2002
- [32] Waidelich (Herausgeber), W.: Laser in der Technik, Vorträge des 10. internationalen Kongresses, Springer Verlag, Seiten 63-67, 1992
- [33] Millerd, J.; Brock, N.; Hayes, J.; North-Morris, M.; Novak, M.; Wyant, J.: Pixelated Phase-Mask Dynamic Interferometer, Proceedings of SPIE Vol. 5531, Seiten 304-314, 2004
- [34] Pedrini, G.; Zou, Y. L.; Tiziani, H. J.: Quantitative Evaluation of Digital Shearing Interferogram Using the Spatial Carrier Method, Pure Appl. Opt.: Europ. Opt. Soc. P. A., 5(3), 313, 1999
- [35] Pedrini, G.; Zou, Y. L.; Tiziani, H. J.: Simultaneous Quantitative Evaluation of In-Plane and Out-of-Plane Deformations by Use of a Multidirectional Spatial Carrier, Appl. Opt., 36 (4), Seiten 786-792, 1997
- [36] Xie, X.; Xu, N.; Sun, J.; Wang, Y.; Yang, L.: Simultaneous Measurement of Deformation and the First Derivative with Spatial Phase-Shift Digital Shearography, Optics Communications 286, Seiten 277–281, 2013
- [37] Xie, X.; Yang, L.; Xu, N.; Chen, X.: Michelson Interferometer Based Spatial Phase Shift Shearography, Applied Optics Vol. 52, No. 17, 2013
- [38] Yang, L.; Xie, X.; Zhu, L.; Wu, S.; Wang, Y.: Review of Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI) for Three Dimensional Displacement Measurement, Chinese Journal of mechanical Engineering, Vol. 25, No. 1, 2014
- [39] Wang, Y.; Gao, X.; Xie, X.; Wu, S.; Liu, Y.; Yang, L.: Simultaneous Dual Directional Strain Measurement Using Spatial Phase-Shift Digital Shearography, Optics and Lasers in Engineering, 2016
- [40] Basanta, B.; Krishna Mohan, N.; Kothiyal, M. P.: Use of Spatial Phase Shifting Technique in

Digital Speckle Pattern Interferometry (DSPI) and Digital Shearography (DS), OPTICS EXPRESS 11598, 2006

- [41] Menner, P.: Zerstörungsfreie Prüfung von modernen Werkstoffen mit dynamischen Shearografie-Verfahren, Dissertation, Universität Stuttgart, 2013
- [42] Sirohi, R. S.; Burke, J.; Helmers, H.; Hinsch, K. D.: Spatial Phase Shifting for Pure In-Plane Displacement and Displacement-Derivative Measurements in Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI), Appl. Opt. 36, 5787- 5791, 1997
- [43] Gorriz, M.: Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen, Vieweg + Teubner Verlag, 1992
- [44] Erhardt, A.: Einführung in die Digitale Bildverarbeitung: Grundlagen, Systeme und Anwendungen, Vieweg+Teubner Verlag, 2008
- [45] Kopp, H.: Bildverarbeitung interaktiv: Eine Einführung mit multimedialem Lernsystem, Vieweg+Teubner Verlag, 1997
- [46] Ghiglia, D. C.; Pritt, M. D.: Two-Dimensional Phase Unwrapping, John Wiley & Sons Verlag, 1998
- [47] Cocke, W. J.: Computer Simulation Comparisons of Speckle Image Reconstruction Techniques, International Optical Computing Conference, Washington DC, 1980
- [48] Niessen, W. J.; Viergever, M. A.: Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention - MICCAI, 4th International Conference Utrecht, Springer Verlag, 2001
- [49] Knospe, S.; Hebel, H. P.; Schäfer, M.; Schäfer, T.; Walter, D.; Busch, W.: Die Anwendung der satellitengestützten Radarinterferometrie zur großräumigen Erfassung von Höhenänderungen, GeoMonitoring, 2011
- [50] Huntley, J. M.: Three-Dimensional Noise-Immune Phase Unwrapping Algorithm, Applied Optics 40, Seiten 3901-3908, 2001
- [51] Soni, N.: Phase Unwrapping Algorithm Using Edge Detection and Statistical Cost Functions, MSc Geomatics Thesis, 2012
- [52] Bamler, R; Hartl P.: Synthetic Aperture Radar Interferometry, Inverse Problems, 14 (4): R1 – R54, 1998
- [53] Riemenschneider, M.: Echtzeitvermessung dreidimensionaler Objekte mittels Speckle-Interferometrie, Dissertation, Universität München, 2004

- [54] Goldstein, R. M.; Zebker, H. A.; Werner C. L.: Satellite radar interferometry: Two Dimensional Phase Unwrapping, Radio Science, 23(4), Seiten 713-720, 1988
- [55] Frey, B. J.; Koetter, R.; Petrovic, N.: Very Loop Belief Propagation for Unwrapping Phase Images, Advances in Neural Information Processing Systems 14, 2002
- [56] Estrada, J. C.; Servin, M.; Quiroga, J. A.: Noise Robust Linear Dynamic System for Phase Unwrapping and Smoothing, Optics Express Vol. 19, Issue 6, Seiten 5126-5133, 2011
- [57] Schunert, A.: Untersuchung eines Verfahrens zur Erkennung von Geländedeformationen mit Persistent Scatterer Interferometrie, Diplomarbeit im Studiengang Geodäsie und Geoinformatik an der Universität Hannover, 2008
- [58] Schnars, U.; Jüpner, W.: Messen von Absolutverformungen mit Methoden der holografischen Interferometrie und der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie, Laser und Optoelektronik 24, Seiten 59-63, 1992
- [59] Dahmen, W.; Reusken, A: Numerik für Ingenieure und Naturwissenschaftler, Springer Verlag, 2008
- [60] Waldner, S.: Removing the Image-Doubling by Shearography by Reconstruction of the Displacement Fields, Optics Communications 127, Seiten 117-126, 1996
- [61] Siebel, E.: Handbuch der Werkstoffprüfung, zweite Auflage, Springer Verlag, 1958
- [62] Busse, G.: Rasterbildverfahren mit optisch erzeugten Wärmewellen in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, Stuttgart, 1984
- [63] Gleiter, A.; Spießberger, C.; Busse, G.: Tiefenaufgelöste Defekterkennung mit optisch angeregter Lockin-Thermografie, Thermografie-Kolloquium, 2007
- [64] Böge, A.; Eichel, J.: Physik für technische Berufe: Physikalisch-technische Grundlagen, Vieweg+Teubner Verlag, 2008
- [65] Riegert, G.: Induktions-Lockin-Thermografie - ein neues Verfahren zur zerstörungsfreien Prüfung, Dissertation, Universität Stuttgart, 2007
- [66] Spießberger, C.: Merkmalsanalyse mit thermischen Wellen in der zerstörungsfreien Werkstoff- und Bauteilprüfung, Dissertation, Universität Stuttgart, 2011
- [67] Bennet, C. A.; Patty, R. R.: Thermal Wave Interferometry: A Potential Application of the Photoacoustic Effect, Applied Optics vol. 21, Issue 1, Seiten 49-54, 1982

- [68] Spies, M.: Elastische Wellen in transversal-isotropen Medien: ebene Wellen, Gaußsche Wellenpakete, Greensche Funktionen, elastische Holographie; Dissertation, Universität des Saarlandes, 1992
- [69] Henneke, E. G.; Reifsnider, K. L.; Stinchcomb, W. W.: Thermography - An NDI Method for Damage Detektion, JOM Volume 31, Issue 9, Seiten 11–15, 1979
- [70] Schubert, K. J.: Beitrag zur Strukturzustandsüberwachung von faserverstärkten Kunststoffen mit Lamb-Wellen unter veränderlichen Umgebungsbedingungen, Dissertation, Universität Bremen, 2013
- [71] Schmitt, M.: Detektion von Schichtbelegungen innerhalb von flüssigkeitsgefüllten Rohren und Behältnissen durch Modenkonzersion von Lambwellen, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2012
- [72] Hillger, W.: Lamb-Wellen zur Schadensanzeige in faserverstärkten Kunststoffen, DGZfP-Berichtsband 94-CD, 2005
- [73] Telschow, K. L.; Deason, V. A.; Schley, R. S.; Watson, S.: Imaging of Lamb Waves in Plates for Quantitative Determination of Anisotropy Using Photorefractive Dynamic Holography, 25th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Examination, 1998
- [74] Köhler, B.: Geführte Wellen in Plattenstrukturen und deren Wechselwirkung mit Strukturelementen und Defekten, DACH - Jahrestagung, 2004
- [75] Gordon, G. A.; Mast, T. D.: Wide-Area Imaging of Ultrasonic Lamb Wave Fields by Electronic Speckle Pattern Interferometry, Part of the SPIE Conference of Nondestructive Evaluation of Aging Aircraft, Airports, and Aerospace Hardware III, SPIE Vol.3586, 1999
- [76] Focke, O.; Hildebrand, A.; Kopylow, C.: Inspection of Laser Generated Lamb Waves Using Shearographic Interferometry, 1st International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications, 2008
- [77] Lindner, G.: Sensors and Actuators Based on Surface Acoustic Waves Propagating Along Solid-Liquid Interfaces, Journal of Physics D: Applied Physics 41.12, 2008
- [78] Viktorov, I. A.: Rayleigh and Lamb Waves, Physical Theory and Applications, Springer Verlag, 2013
- [79] Giurgiutiu, V.: Tuned Lamb Wave Excitation and Detection with Piezoelectric Wafer Active Sensors for Structural Health Monitoring, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Vol. 16, 2005

- [80] Su, Z.; Ye, L: Identification of Damage Using Lamb Waves, from Fundamentals to Applications, Springer Verlag, 2009
- [81] Takeda, M.; Kobayashi, I. H.: Fourier-Transform Method of Fringe Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry *J. Opt. Soc. Am.* 72 156-9, 1982
- [82] Santos, F.; Vaz, M.; Monteiro, J.: A New Set-Up for Pulsed Digital Shearography Applied to Defect Detection in Composite Structures, *Optics and Lasers in Engineering* 42, Seiten 131–140, 2004
- [83] Falldorf, C.: Efficient Reconstruction of Spatially Limited Phase Distributions from their Sheared Representation, *Applied Optics.* 46, 5038-5043, 2007
- [84] Kanka, M.: Bildrekonstruktion in der digitalen inline-holografischen Mikroskopie, Dissertation, Universität Ilmenau, 2011
- [85] Colomb, T.; Marquet, P.; Charrière, F.; Kühn, J.; Jourdain, P.; Depeursinge, C; Rappaz, B.; Magistretti, P.: Enhancing the Performance of Digital Holographic Microscopy, *Biomedical Optics & Medical Imaging*, SPIE Newsroom. DOI: 10.1117/2.1200709.0872, 2007
- [86] Yu, X.; Hong, J.; Liu, C.; Cross, M.; Haynie, D. T.; Kim, M. K.: Four-Dimensional Motility Tracking of Biological Cells by Digital Holographic Microscopy, *J. Biomed. Opt.* 19 (4), 045001, 2014
- [87] Pedrini, G.; Schedin, S.: Short Coherence Digital Holography for 3D Microscopy, *Optik*, Vol. 112, No. 9, Seiten 427-432, 2001
- [88] Robert, D.; Nägel, D. M.: Konstruktion, Aufbau und Erprobung der Mikroskopie zur Verformungsmessung von Mikrostrukturen, Diplomarbeit an der Fachhochschule Trier, 2009
- [89] Mook, G.; Willberg, C.; Gabbert, U.; Pohl, J.: Konversion von Lambwellen in CFK-Platten, DACH-Tagung der Deutschen, Österreichischen und Schweizerischen Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung, Graz, Mo.3.C.2, 2012
- [90] Müller, E.: Charakterisierung des Detektionsverhaltens von Fehlstellen an schwingungsangeregten plattenförmigen Strukturen mittels Shearografie, Masterarbeit an der Hochschule Trier, 2015
- [91] Röder, B.: Aufbau eines Interferoskops und dessen Optimierung hinsichtlich Funktionalität, Handhabung, Bilderzeugung und Baugröße, Diplomarbeit an der Hochschule Trier, 2010

- [92] Powell, R. L.; Stetson, K. A.: Interferometric Vibration Analysis by Wave- front Reconstruction, Journal of the Optical Society of America, Vol. 55 (12), Seiten 1593-1598, 1965
- [93] Sellhorst, M.; Ostendarp, H.; Haas, C. R.; Noll, R.: Dreidimensionale holografische Interferometrie und Modalanalyse, Laser in der Technik, Vorträge des 11. Internationalen Kongresses Laser, 1993
- [94] Lauternborn, W.; Kurz, T.; Wiesenfeldt, M.: Kohärente Optik, Grundlagen für Physiker und Ingenieure, Springer Verlag, 1993
- [95] Buckberry, C.; Reeves, M.; Moore, A. J.; Hand, D. P.; Barton, J. S.; Jones, J. D. C.: The Application of High-Speed TV-Holography to Time-Resolved Vibration Measurements, Optics and Lasers in Engineering Vol. 32, Seiten 387-394, 2000
- [96] Lehman, P.: In-process Laser-Messmethoden auf der Grundlage der Fouriertransformation, expert-Verlag, 2003
- [97] Creath, K.; Slettmoen, G. A.: Vibration-Observation Techniques for Digital Speckle-Pattern Interferometry, Journal of the Optical Society of America, Vol. 2(10), Seiten 1629-1636, 1985
- [98] Ackermann, J.: Abtastregelung, Springer Verlag, 1988
- [99] Gasch, R.; Knothe, K.; Liebich, R.: Strukturdynamik, diskrete Systeme und Kontinua, Springer Verlag, 2012
- [100] Willumeit, H. P.: Modelle und Modellierungsverfahren in der Fahrzeugdynamik, Vieweg + Teubner Verlag, 2013
- [101] Studer, A. J.; Ziegler, A.: Bodendynamik: Grundlagen, Kennziffern, Probleme, Springer Verlag, 1997
- [102] Rosenow, S. E.: Identifikation des dynamischen Verhaltens schiffbauslicher Strukturen, Dissertation, Universität Rostock, 2008
- [103] Weber, H.; Ulrich, H.: Laplace-Transformation: Grundlagen - Fourierreihen und Fourierintegral - Anwendungen, Vieweg + Teubner Verlag, 2007
- [104] Fu, Z. F.; He, J.: Modal Analysis, Butterworth Heinemann Verlag, 2001
- [105] Buerakov, W.: Identifikation mechanischer Strukturen mittels experimenteller

Modalanalyse, Trierer Systemtechnik, Shaker Verlag, 2012

- [106] Lenzen, A.; Waller, H.: Deterministische und stochastische Systemidentifikation mit Methoden der linearen Algebra zur Formulierung von mathematischen Modellen im Lebensdauerzyklus von Bauwerken, 2003
- [107] Milberg, J.: Werkzeugmaschinen - Grundlagen: Zerspantechnik, Dynamik, Baugruppen und Steuerungen, Springer Verlag, 1995
- [108] Geier, R.: Schwingungsuntersuchungen von Schrägseilen, Books on Demand GmbH, 2004
- [109] Leith, E. N. ; Upatnieks, J.: Reconstructed Wavefronts and Communication Theory, Journal of the Optical Society of America 52, Seiten 1123-1130, 1962
- [110] Kersch, L. A.: Laminate Structure Inspection (via Holographic Interferometry), Holographic Nondestructive Testing, Seiten 303-322, 1974
- [111] Steinchen, W.; Gan, Y.; Kupfer, G.; Mäckel, P.: Nondestructive Inspection and Vibration Analysis of Disbonds in Carbon Fibre Structures Using Laser Diode Shearography, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection III; Osten W.; Kujawinska M.; Creath K.; SPIE Vol. 5144, Seiten 885-893, 2003
- [112] Meisner, J.: Beitrag zur kontinuierlichen interferometrischen Untersuchung der Eigenschwingungsgrößen rotierender Bauteile, Dissertation, Universität Oldenburg, 2004
- [113] Freymann R.; Honsberg W.; Winter F.; Steinbichler H.: Holographic Modal Analysis, Laser in Research and Engineering, Ed. by Waidelich W., Springer-Verlag, Seiten 530-642, 1996
- [114] Russel, S. S.; Lansing, M. D.: Endoscopic Shearography Thermography Methods for Nondestructive Evaluation of Lined Pressure Vessels, NASA Technical Memorandum 108531, 1997
- [115] Steinchen W.; Yang L. X.; Schuth M.; Kupfer, G.: Analyse von TV-Shearogrammen für eine schwingungserregte dünne Kreisplatte, Mat.-wiss. u. Werkstofftechnik 26, Seiten 217-222, 1995
- [116] Schuth, M.; Vössing, F.; Yang, L. X.: A Shearographic Endoscope for Nondestructive Test, Journal of Holography and Speckle Vol. 1., Seiten 46-52, 2004
- [117] Garcia-Sucerquia, J.; Xu, W.; Jericho, S. K.; Klages, P.; Jericho, M. H.; Kreuzer, H. J.: Digital In-Line Holographic Microscopy, Applied Optics, Vol. 45, No. 5, 2006

- [118] Kemper, B; Langehanenberg, P; v. Bally, G.: Digital Holographic Microscopy, Optik & Photonics No. 2, 2007
- [119] Abrantes, J. K.; Stanislas, M; Coudert, S; Azevedo L. F.: Digital Microscopic Holography for Micrometer Particles in Air, Applied Optics Vol. 52, Issue 1, Seiten A397-A409, 2013
- [120] Zuo, C.; Chen, Q.; Qu, W.; Asundi, A.: Phase Aberration Compensation in Digital Holographic Microscopy Based on Principal Component Analysis, Optics Letters 38, Seiten 1724-1729, 2013
- [121] Kim, M. K.: Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques and Applications, Springer Verlag, 2011
- [122] Schuth, M.; Voelsing, F.; Yang, L. X.: Digital Laser Microscope for NDT Proceedings of SPIE, Volume 7130, 2008
- [123] Gordon, G. A.; Bard, A.; Wu, S.: Wide-Area Imaging of Ultrasonic Fields by Digital Phase-Stepping Shearography, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 17, 1998
- [124] Mohan, N. K.; Santhanakrishnan, T.; Senthilkumaran, P.; Sirohi, R. S.: Simultaneous Implementation of Leendertz and Duffy's Methods for In-Plane Displacement Measurement, Optics Communications 124, Seiten 235-239, 1996
- [125] Sirohi, R. S.; Burke, J.; Helmers, H.; Hinsch, H. D.: Spatial Phase Shifting for Pure In-Plane Displacement and Displacement-Derivative Measurements in Electronic Speckle Pattern Interferometry ESPI, Applied Optics, Vol. 36, Issue 23, Seiten 5787-5791, 1997
- [126] Kiencke, U.; Schwarz, M.; Weickert, T.: Signalverarbeitung: Zeit-Frequenz-Analyse und Schätzverfahren, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2008
- [127] Kujawinska, M.; Wojciak, J.: High Accuracy Fourier Transform Fringe Pattern Analysis, Optics and Lasers in Engineering, Volume 14, Issues 4-5, Seiten 325-339, 1991