



HOCHSCHULE COBURG



Institut für Sensor- und Aktortechnik

Hochschule für angewandte
Wissenschaften Coburg
Fakultät Angewandte Naturwissenschaften
Studiengang Simulation und Test

Phased-Array basiertes Structural Health Monitoring zur Delaminationserkennung bei Mehrschichtsystemen

Masterarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Master of Engineering (M. Eng.)

vorgelegt von Alexander Backer

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Stefan Drese
Abgabedatum: 23.09.2020

Danksagung

Mein Dank geht zunächst an Herrn Prof. Dr. Klaus Stefan Drese, der es ermöglichte, meine Masterarbeit am Institut für Sensor- und Aktortechnik (ISAT) zu absolvieren. Er stand jederzeit zur Verfügung und lieferte interessante Denkanstöße, die mir bei meiner Arbeit weiterhalfen.

Besonders möchte ich mich bei Felix Brand und Viktor Fairuschin für das Korrekturlesen bedanken.

Abschließend bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern und Studenten des Institut für Sensor- und Aktortechnik für ihre Unterstützung, für konstruktive Diskussionen und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Erklärung der Urheberschaft

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Unterschrift

Kurzfassung

Diese Masterarbeit beschäftigt sich mit der Phased-Array basierten Delaminationserkennung in Mehrschichtsystemen, einer Aufgabe, die dem Structural Health Monitoring zugeordnet werden kann. Hierbei wird sich speziell auf die Verwendung von geführten akustischen Wellen, genauer gesagt den Lamb-Wellen konzentriert. Aus diesem Grund wird zu Beginn ein allgemeiner Überblick über geführte akustische Wellen und deren Eigenschaften geliefert. Eine Eigenschaft der Lamb-Wellen ist die Existenz von mindestens zwei Moden, den Grundmoden A0 und S0. Für den späteren Einsatzzweck ist es jedoch von Vorteil, wenn überwiegend die A0-Mode angeregt wird. Die Möglichkeiten eine solche modenselektive Anregung zu realisieren wird demnach genauer erläutert. Hierbei wird unter anderem auf die Shear-lag Theorie eingegangen. Neben den Grundlagen zu Lamb-Wellen werden bewährte Methoden zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen beschrieben. Diese kommen bei einer Vielzahl von Ansätzen zur Schadenserkenkung mittels geführter Akustischer Wellen bzw. Lamb-Wellen zum Einsatz, welche in einem eigenen Kapitel behandelt werden. Wie der Titel der Arbeit bereits verrät, wird sich hierbei besonders auf die Phased-Array basierten Ansätze konzentriert. Dazu zählt die Behandlung der theoretischen Grundlagen des Beamformings sowie Methoden zur Optimierung der erzeugten Beams. Des Weiteren werden häufig verwendete Array-Anordnungen mit ihren Vor- und Nachteilen erläutert. Die nachfolgenden theoretischen Untersuchungen konzentrieren sich auf die zweidimensionalen Circular Ring Arrays. Neben den Arrays werden auch Algorithmen zur Verarbeitung der Daten benötigt. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf den Full Matrix Capture Varianten der Synthetic Aperture Focusing Technique und der Total Focusing Method. Hierzu zählt die Behandlung der Basis-Algorithmen sowie Erweiterungen, wie den Sign Coherence Factor, mit dem die Leistungsfähigkeit der Fehlstellenerkenkung deutlich gesteigert werden kann. Das letzte große Kapitel befasst sich mit dem Vergleich der unterschiedlichen Algorithmen sowie Einflussfaktoren, die eine Auswirkung auf die berechneten Ergebnisse haben. Hierbei kommen sowohl experimentell erzeugte Daten, als auch simulierte Daten zum Einsatz. Diese simulierten Daten ermöglichen eine separate Untersuchung einiger Einflussfaktoren, wie Dispersion der Lamb-Wellen, Position der Fehlstellen oder auch den Einfluss von Signalrauschen. Zur Visualisierung der Ergebnisse kommen sowohl zweidimensionale als auch dreidimensionale Abbildungen der zu untersuchenden Oberfläche zum Einsatz. Zudem wird die winkelabhängige Empfindlichkeit der Arrays genauer betrachtet. Die Masterarbeit schließt mit einer Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse sowie einem kurzen Ausblick über das weitere Vorgehen im Bereich der Phased-Array basierten Delaminationserkenkung in Mehrschichtsystemen.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	IX
Kapitel 1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Ziel	2
Kapitel 2 Geführte akustische Wellen	3
2.1 Dispersionsdiagramme von Lamb-Wellen	4
2.2 Sensitivität	6
2.3 Anregung von Lamb-Wellen	7
2.4 Dispersion	8
Kapitel 3 Modenselektive Anregung von Lamb-Wellen	11
3.1 Einfluss der Wandlergeometrie auf die angeregten Moden	12
3.2 Shear-lag Theorie für quadratische Piezos	14
3.3 Shear-lag Theorie für runde Piezos	17
3.4 Einfluss der einzelnen Parameter auf die Dehnung an der Platten- oberseite	19
3.5 Experimentelle Untersuchungen	25
Kapitel 4 Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen	29
4.1 Digitale Signalauswertung	29
4.1.1 Zeit-Domäne	29
4.1.2 Frequenz-Domäne	30
4.1.3 Zeit-Frequenz-Domäne	31
4.1.4 Wavelet-Transformation	31
4.2 Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen	32
4.3 Korrektur der Dispersionseffekte	34
4.3.1 Dispersion Removal	35
4.3.2 Dispersion Compensation	35
4.3.3 Vergleich der Algorithmen	37
Kapitel 5 Schadensdetektion mit geführten akustischen Wellen	41
5.1 Time of Flight	42
5.2 Time Reversal	43
5.3 Migration Technique	44
5.4 Tomografie	44
5.5 Probability-based Diagnostic Imaging	45

5.6	Phased-Array	46
Kapitel 6	Phased-Array	47
6.1	Beamforming	48
6.1.1	Fernfeld und Nahfeld	48
6.1.2	Wave Steering	50
6.2	Optimierung des Beams	52
6.2.1	Abstände der Piezos	52
6.2.2	Anzahl der Piezos	53
6.2.3	Beamwinkel	54
6.2.4	Gewichtungsfaktoren	55
6.3	Piezoanordnung im Phased-Array	56
6.3.1	Vergleich zwischen Circular Grid und Circular Ring Arrays	58
Kapitel 7	Algorithmen zur Verarbeitung der Phased-Array Daten	61
7.1	Synthetic Aperture Focusing Technique	63
7.2	Total Focusing Method	63
7.3	Erweiterung durch den Sign Coherence Factor	64
Kapitel 8	Vergleich der SAFT und TFM Algorithmen	67
8.1	Überprüfung der implementierten Algorithmen	67
8.2	Erzeugung von theoretischen Messdaten	73
8.3	Einflussfaktoren auf die erzeugten Bilder	76
8.3.1	Dispersion	77
8.3.2	Position der Fehlstelle	79
8.3.3	Abstand zwischen Fehlstellen	81
8.3.4	Exponent p des SCF	82
8.3.5	Piezoanzahl	84
8.3.6	Sendesignal	85
8.3.7	Signalrauschen	92
8.3.8	Bit-Auflösung des ADC	95
8.3.9	Weitere Einflussfaktoren	96
Kapitel 9	Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	110

Nomenklatur

Abkürzungen

ADC	Analog-to-Digital Converter
CWT	Continuous Wavelet Transform
DFT	Diskrete Fourier Transformation
DI	Damage Index
DWT	Discrete Wavelet Transform
EMAT	Electromagnetic Acoustic Transducer
FFT	Fast Fourier Transformation
FMC	Full Matrix Capture
FT	Fourier Transformation
GAW	Guided Acoustic Waves
IDT	Interdigitaltransducer
ISAT	Institut für Sensor- und Aktortechnik
PCA	Principal Component Analysis
PWAS	Piezo Wafer Active Sensor
RMS	Root Mean Square
SAFT	Synthetic Aperture Focusing Technique
SAP	Scale-Averaged Wavelet Power
SAW	Surface Acoustic Waves
SCF	Sign Coherence Factor
SED	Strain Energy Density
SHM	Structural Health Monitoring
SNR	Signal-to-Noise Ratio
STFT	Short-Time Fourier Transformation
TFM	Total Focusing Method
ToF	Time of Flight
WVD	Wigner-Ville Distribution

Formelzeichen

α	Koeffizient, der von der Spannung, Dehnung und Verschiebung entlang der Plattendicke abhängt	
$\Delta\alpha$	Winkelauflösung des Phased-Arrays	rad

$\Delta\tau(\phi_0)$	Gesamte Zeitverschiebung für den Beamwinkel ϕ_0	s
$\Delta\xi$	Schrittweite der Wellenzahl	1/m
Δt	Zeitschrittweite des Messsignals	s
$\Delta t(\phi_0)$	Benötigte Zeitverschiebung für den Beamwinkel ϕ_0 bei der Fernfeldnäherung	s
Δt_p	Signallaufzeit zwischen Sende- und Empfangspiezo	s
$\Delta t_{i_s, \phi_0}$	Zeitverschiebung des i-ten Sendepiezoes für den Beamwinkel ϕ_0	s
$\Delta t_{j_e, \phi_0}$	Zeitverschiebung des j-ten Empfangspiezoes für den Beamwinkel ϕ_0	s
$\Delta t_{s,e}$	Signallaufzeit vom Sendepiezo zur simulierten Fehlstelle und zurück zum Empfangspiezo	s
Δx	Ortsauflösung beim Dispersion Compensation Algorithmus	m
$\epsilon_r(r)$	Radiale Dehnung auf der Plattenoberseite	
$\epsilon_x(x, t)$	Orts- und zeitabhängige Dehnung auf der Plattenoberseite in x-Richtung	
ϵ_{ISA}	Durch eine Spannung induzierte Dehnung des Piezos	
η_P	Hilfsgröße gemäß Formel (2.3)	1/m
η_S	Hilfsgröße gemäß Formel (2.3)	1/m
Γ	Eindimensionale Shear-lag Parameter	1/m
Γ_r	Zweidimensionale Shear-lag Parameter	1/m
λ	Wellenlänge	m
λ_1	Erste Lamé Konstante	N/m ²
μ	Zweite Lamé Konstante (Schubmodul)	N/m ²
ν	Poissonzahl der Platte	
ν_a	Poissonzahl des Piezos	
ω	Kreisfrequenz	1/s
ω_0	Kreisfrequenz des Anregesignals	1/s
ϕ_0	Beamwinkel des Phased-Arrays	°
ψ	Relative Steifigkeitskoeffizient	
ψ_r	Zweidimensionale relative Steifigkeitskoeffizient	
ρ	Dichte der Platte	kg/m ³
σ_{xx}	Normalspannung in x-Richtung	N/m ²
σ_{xy}	Schubspannung auf die x-Fläche in y-Richtung	N/m ²
σ_{xz}	Schubspannung auf die x-Fläche in z-Richtung	N/m ²
σ_{yy}	Normalspannung in y-Richtung	N/m ²

σ_{yz}	Schubspannung auf die y-Fläche in z-Richtung	N/m ²
σ_{zz}	Normalspannung in z-Richtung	N/m ²
$\tau(x)$	Scherspannung an der Plattenoberseite in Abhängigkeit der x-Koordinate	N/m ²
τ_a	Scherspannung an den Kanten des Piezos	N/m ²
τ_e	Effektivwert der Scherspannung an den Kanten des Piezos	N/m ²
$\tau_{e,r}$	Effektivwert der Scherspannung an den Kanten eines runden Piezos	N/m ²
$\tau_{is,je}$	Zeitverschiebungsmatrix für den i-ten Sendepiezo und j-ten Empfangspiezo	s
$\tilde{\tau}$	Auf die Oberseite der Platte wirkende Scherspannung	N/m ²
$\varphi_{is,je}$	Phasenwinkel der Hilbert Transformation	rad
$\vec{\kappa}$	Einheitsvektor von $\vec{r}$	
$\vec{\kappa}_m$	Einheitsvektor von $\vec{r}_m$	
$\vec{r}$	Die Position des Punkts P im Bezug zum Koordinatenursprung	m
$\vec{r}_m$	Vektor zwischen dem m-ten Piezo und dem Punkt P	m
$\vec{s}_m$	Position des aktuell betrachteten Piezos	m
ξ	Wellenzahl	1/m
$\xi'(\omega_0)$	Ableitung der Wellenzahl nach der Kreisfrequenz und Auswertung bei ω_0	s/m
$\xi(\omega)$	Wellenzahl in Abhängigkeit der Kreisfrequenz	1/m
ξ^A	Wellenzahl der asymmetrischen Plattenmoden	1/m
ξ^S	Wellenzahl der symmetrischen Plattenmoden	1/m
ξ_j^A	Wellenzahl der j-ten asymmetrischen Plattenmode	1/m
ξ_j^S	Wellenzahl der j-ten symmetrischen Plattenmode	1/m
$\xi_{lin}(\omega)$	Linearisierte Wellenzahl in Abhängigkeit der Kreisfrequenz	1/m
ξ_{Nyq}	Wellenzahl bei der Nyquistfrequenz	1/m
A	Reflexionskoeffizient der simulierten Fehlstelle	
a	Halbe Länge bzw. halber Durchmesser des Piezos	m
$A0, A1, \dots$	Asymmetrische Plattenmoden	

a_e	Position der effektiven Scherspannung für quadratische Piezos	m
$a_{e,r}$	Position der effektiven Scherspannung für runde Piezos	m
b	Fiktive Variable der Gleichung (6.9)	
B_n	Nullstellen-Bandbreite des Anregesignals	1/s
$b_{is,je}$	Hilfsgröße gemäß Formel (7.11)	
$BF(\phi_0)$	Beamforming-Funktion für den Beamwinkel ϕ_0	
C	Hilfsgröße gemäß Formel (3.14)	N/m ²
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle	m/s
c_P	Longitudinalgeschwindigkeit	m/s
C_r	Hilfsgröße gemäß Formel (3.24)	N/m ²
c_S	Transversalgeschwindigkeit	m/s
D	Öffnung des Arrays	m
d	Halbe Plattendicke	m
D_A	Rayleigh-Lamb Gleichung für asymmetrische Moden	1/m ⁴
d_a	Abstand zwischen zwei Piezos im Phased-Array	m
D'_A	Ableitung von D_A nach der Wellenzahl ξ	1/m ³
D_S	Rayleigh-Lamb Gleichung für symmetrische Moden	1/m ⁴
D'_S	Ableitung von D_S nach der Wellenzahl ξ	1/m ³
d_{31}	Piezoelektrischer Ladungskoeffizient	As/N
E	Elastizitätsmodul der Platte	N/m ²
E_a	Elastizitätsmodul des Piezos	N/m ²
$F(\omega)$	Fouriertransformation des Anregesignals	V
$f(t)$	Zeitabhängiges Anregesignal	V
f_0	Frequenz des Anregesignals	1/s
$f_{is,je}$	Vom Piezo j_e empfangene Signal, wenn der Piezo i_s sendet	V
f_{max}	Maximale relevante Frequenz für die Signalfilterung	1/s
f_{min}	Minimale relevante Frequenz für die Signalfilterung	1/s
f_{Nyq}	Nyquistfrequenz	1/s
G	Schubmodul	N/m ²
$G(\omega)$	Fourier Transformation des gemessenen Zeitsignals in Abhängigkeit der Kreisfrequenz	V
$G(\xi)$	Fourier Transformation des gemessenen Zeitsignals in Abhängigkeit der Wellenzahl	V

$g(t)$	Gemessenes Zeitsignal	V
$G[\xi_{lin}(\omega)]$	An der linearisierten Wellenzahl $\xi_{lin}(\omega)$ interpolierte Fourier Transformation des gemessenen Zeitsignals	V
G_b	Schubmodul der Klebeschicht	N/m ²
$H(\xi)$	Fourier Transformation des dispersions-kompensierten Signals $h(x)$	V
$h(x)$	Ortsabhängige dispersionskompensierte Signal	V
$H_0^{(1)}$	Hankel Funktionen der 0. Ordnung	
$H_1^{(1)}$	Hankel Funktionen der 1. Ordnung	
$h_{is,je}$	Einhüllende des vom i-ten Piezo gesendeten und j-ten Piezo empfangenen Signals	V
I	Matrix mit allen berechneten Pixeln der Total Focusing Method	
I_0	Modifizierte Bessel Funktion erster Gattung und 0. Ordnung	
I_1	Modifizierte Bessel Funktion erster Gattung und 1. Ordnung	
$I_{(x,y)}$	Pixelwert der Total Focusing Method für die Koordinaten (x, y)	
I_{SCF}	Matrix mit allen berechneten Pixeln der Total Focusing Method mit Sign Coherence Factor Erweiterung	
J_0	Bessel Funktion erster Gattung und 0. Ordnung	
J_1	Bessel Funktion erster Gattung und 1. Ordnung	
J_A	Höchste Nummer der existierenden asymmetrischen Plattenmode	
J_S	Höchste Nummer der existierenden symmetrischen Plattenmode	
k	Variable zur Berechnung der minimalen und maximalen relevanten Frequenz des Sendesignals	
M	Anzahl der Sensoren im Phased-Array	
m	Anzahl der Messpunkte im Messsignal beim Dispersion Compensation Algorithmus	
n	Zählvariable	
n_ξ	Mindestanzahl der Punkte in der Wellenzahl-Domäne beim Dispersion Compensation Algorithmus	
N_A	Hilfsgröße gemäß Formel (3.4)	1/m ⁴

n_p	Schwingungsanzahl des Anregesignals	
N_S	Hilfsgröße gemäß Formel (3.2)	$1/m^4$
p	Exponent des Sign Coherence Factor	
P_{i_s, j_e}	Erweiterungsfaktor der Total Focusing Method für den i-ten Sendepiezo und j-ten Empfangspiezo	
r	r-Koordinate im Zylinderkoordinatensystem	m
r_m	Abstand des m-ten Piezos zum Punkt P	m
r_P	Abstand des Punkts P zum Koordinatenursprung	m
$R_{Fernfeld}$	Abstand, ab dem das Fernfeld beginnt	m
$R_{Nahfeld}$	Abstand, ab dem das Nahfeld beginnt	m
$S_0, S_1, \dots$	Symmetrische Plattenmoden	
s_p	Abstand zwischen Sende- und Empfangspiezo	m
$s_R(t)$	Simuliertes Signal am Empfangspiezo	
s_s	Abstand zwischen dem Sendepiezo und der simulierten Fehlstelle	m
s_{lamb}	Räumliche Ausdehnung der angeregten Lamb-Welle	m
$s_{R_p}(t)$	Direkt laufendes Signal zwischen Sende- und Empfangspiezo	
$s_{R_{s,e}}(t)$	An der simulierten Fehlstelle reflektiertes Signal	
$s_{s,e}$	Strecke vom Sendepiezo zur Fehlstelle und zurück zum Empfangspiezo	m
$SCF_{i_s}^p$	Sign Coherence Factor des i-ten Sendepiezozos	
t	Zeit	s
t_a	Dicke des Piezos	m
t_b	Dicke der Klebeschicht	m
t_p	Dicke der Platte	m
t_{i_s, j_e}	Zeitpunkt für die Auswertung des Sign Coherence Factor für den i-ten Sendepiezo und j-ten Empfangspiezo	s
U	Anregespannung des Piezos	V
$u(x, t)$	Orts- und Zeitabhängige Amplitude der angeregten Lamb-Welle	
$u_r(r)$	Radiale Verschiebung auf der Plattenoberseite	m
u_x	Plattenverschiebung in x-Richtung	m
$u_x(x, t)$	Orts- und zeitabhängige Verschiebung auf der Plattenoberseite in x-Richtung	m

u_y	Plattenverschiebung in y-Richtung	m
u_z	Plattenverschiebung in z-Richtung	m
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode	m/s
$v_{gr}(\omega_0)$	Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode bei der Kreisfrequenz des Anregesignals	m/s
$v_{gr}(\xi)$	Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode in Abhängigkeit der Wellenzahl	m/s
v_{max}	Maximale Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode	m/s
v_{ph}	Phasengeschwindigkeit der betrachteten Mode	m/s
w_m	Gewichtungsfaktor des m-ten Piezos des Phased-Arrays	
X	Matrix mit allen x-Koordinaten des zu berechnenden Bildes der Total Focusing Method	m
x	x-Koordinate im kartesischen Koordinatensystem	m
x_e	x-Koordinate des Empfangspiezoes	m
x_m	x-Koordinate des m-ten Piezos	m
x_P	x-Koordinate der simulierten Fehlstelle	m
x_s	x-Koordinate des Sendepiezoes	m
x_{i_s}	x-Koordinate des i-ten Sendepiezoes	m
x_{j_e}	x-Koordinate des j-ten Empfangspiezoes	m
$x_{s,e}$	x-Koordinate des aktuell betrachteten Sende- bzw. Empfangspiezoes	m
Y	Matrix mit allen y-Koordinaten des zu berechnenden Bildes der Total Focusing Method	m
y	y-Koordinate im kartesischen Koordinatensystem	m
Y_0	Bessel Funktion zweiter Gattung und 0. Ordnung	
Y_1	Bessel Funktion zweiter Gattung und 1. Ordnung	
y_e	y-Koordinate des Empfangspiezoes	m
y_m	y-Koordinate des m-ten Piezos	m
y_P	y-Koordinate der simulierten Fehlstelle	m
y_s	y-Koordinate des Sendepiezoes	m
y_{i_s}	y-Koordinate des i-ten Sendepiezoes	m
y_{j_e}	y-Koordinate des j-ten Empfangspiezoes	m

$y_{s,e}$	y-Koordinate des aktuell betrachteten Sende- bzw. Empfangspiezos	m
z	z-Koordinate im kartesischen Koordinatensystem	m
$z(\phi_0)$	Überlagerung der verschobenen Einzelsignale beim Beamforming für den Beamwinkel ϕ_0	V
$z_{SCF}(\phi_0)$	Überlagerung der verschobenen Einzelsignale beim Beamforming für den Beamwinkel ϕ_0 mit Sign Coherence Factor Erweiterung	

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Das stetige Bestreben der Menschheit sich weiterzuentwickeln spiegelt sich besonders in technischen Bereichen der Industrie wieder. Verfahren und Techniken, die bei der Herstellung von modernsten elektronischen Bauteilen, Autos, Gebäuden oder auch Schiffen zum Einsatz kommen, wären vor 100 Jahren nicht denkbar gewesen. Allein die Herstellung der dabei verwendeten Materialien ist ein eigenes Forschungsgebiet. Schon lange wird sich dabei nicht mehr auf einfache und oft isotrope Materialien beschränkt. Immer häufiger kommen hochkomplexe Materialmischungen, Legierungen, faserverstärkte Kunststoffe sowie Mehrschichtsysteme zum Einsatz. Die Überwachung der daraus gefertigten Produkte und Objekte wird als Structural Health Monitoring (SHM) bezeichnet. In diesem Themengebiet forscht auch das Institut für Sensor- und Aktortechnik (ISAT) der Hochschule Coburg bei dem Projekt „MegaYachtSchaum – Beschichtung großer mobiler maritimer Konstruktionen mit sprühfähigen Hartschäumen“. Aktuell wird die Außenhaut von großen Schiffen von Hand beschichtet. Dies benötigt sehr viel Zeit sowie Personal und ist dementsprechend teuer. In Zukunft soll diese Aufgabe von automatisierten Systemen übernommen werden. Um die Qualität dieser Systeme zu überwachen wird ein Messsystem benötigt, das in der Lage ist Delamination und Risse zu detektieren. Dies ist zwar mit herkömmlichen Ultraschall-Prüfköpfen möglich, jedoch sind diese nicht für die Überprüfung von so großen Flächen ausgelegt. Ein möglicher Ansatz sind geführte akustische Wellen, die sich über weite Strecken ausbreiten können. Durch eine Vielzahl von Sensoren, die geführte akustische Wellen anregen und detektieren können, sowie entsprechende Datenauswertungsalgorithmen lässt sich von einem zentralen Standort aus eine große Fläche überwachen und auf Delamination und Risse untersuchen. Diese Sensorsysteme werden dabei als Phased-Array bezeichnet. Mit diesem Hintergrund wird im ISAT ein „nicht-invasives akustisches Structural Health Monitoring System für PUR-basierte Beschichtungssysteme“ entwickelt.

1.2 Ziel

Die umfangreichen Kenntnisse des ISAT im Bereich der geführten akustischen Wellen sollen dafür um das Themengebiet des Structural Health Monitoring und speziell Phased-Array Systeme erweitert werden. Ziel dieser Arbeit ist es einen Überblick über Methoden und Verfahren zu erlangen, mit denen es möglich ist die genannte großflächige Schiffsrumpfüberwachung zu realisieren. Zudem gilt es die unterschiedlichen Methoden genau zu verstehen und mögliche Einflussfaktoren zu untersuchen. Ein weiterer Bestandteil der Arbeit ist die Programmierung der benötigten Algorithmen zur Datenverarbeitung. Die gewonnenen Erkenntnisse werden anschließend für die Entwicklung und Auslegung des Sensorsystems verwendet und tragen somit zum Erfolg des MegaYachtSchaum Projekts bei.

Kapitel 2

Geführte akustische Wellen

Im Bereich Structural Health Monitoring wird häufig eine besondere Klasse von Wellen, die geführten akustischen Wellen (Guided Acoustic Waves, GAW) eingesetzt. Diese sind besonders interessant, da sie über große Strecken in Strukturen laufen können und hierbei nur wenig Energie verlieren. Dies ermöglicht die großflächige Überwachung von Objekten von einer einzigen Sensorposition aus. Hierbei kann die Struktur, in der die Welle sich ausbreitet, sowohl gerade, als auch gekrümmt sein. Damit ergeben sich Einsatzorte wie Flugzeuge, Raketen, Pipelines, Tanks und viele weitere [1].

Von den geführten akustischen Wellen gibt es eine Vielzahl von Ausprägungen. Zu den bekanntesten zählen die Rayleigh- und Lamb-Wellen. Die Rayleigh-Wellen können in Festkörpern mit einer freien Oberfläche angeregt werden. Dort breiten sie sich an der Oberfläche mit einer geringen Eindringtiefe in das Material aus. Aufgrund dieser Eigenschaft werden sie auch den Surface Acoustic Waves (SAW) zugeordnet. Lamb-Wellen hingegen werden zwischen zwei freien Oberflächen, wie es beispielsweise bei einer Platte der Fall ist, geführt. Sie entstehen durch die Überlagerung von Longitudinal- und Transversalwellen. Die angeregten Wellenformen werden als Moden bezeichnet und können in symmetrische (S-Moden) und asymmetrische (A-Moden) Moden unterteilt werden. Die Symmetrie bezieht sich hierbei auf die Auslenkung der Platte im Bezug zur mittleren Plattenebene. In einer Platte können theoretisch unendlich viele solcher Moden existieren. Die bei einer bestimmten Frequenz angeregte Anzahl hängt von dem Frequenz-Plattendicke Produkt ab. Bei niedrigen Frequenzen existieren nur die beiden Grundmoden, die A0 und S0 Mode. Bei einem höheren Frequenz-Plattendicke Produkt kommen dann weitere Moden, wie die A1, S1, A2, S2, ... hinzu. Bei sehr niedrigen Frequenzen ähnelt das Verhalten der S0 Mode dem einer Longitudinalwelle (axial wave), das der A0 Mode dem von Biege- wellen (flexural waves). Lamb-Wellen sind zudem dispersiv. Dies bedeutet, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle frequenzabhängig ist. Die frequenzabhängige Geschwindigkeit wird in sogenannten Dispersionsdiagrammen dargestellt. Neben den Rayleigh- und Lamb-Wellen gibt es noch eine Vielzahl von weiteren geführten akustischen Wellen wie die Love-, Scholte-, Stonely- und Shear-Horizontal-Wellen [1, 2].

2.1 Dispersionsdiagramme von Lamb-Wellen

Die in den Dispersionsdiagrammen aufgetragenen Moden lassen sich durch das Lösen der Rayleigh-Lamb Gleichung berechnen [1]. Hierbei kann jede Lösung bei einer vorgegebenen Frequenz einer bestimmten Mode zugeordnet werden. Für die symmetrischen Moden ist die Rayleigh-Lamb Gleichung

$$\frac{\tan(\eta_P d)}{\tan(\eta_S d)} = \frac{(\xi^2 - \eta_S^2)^2}{4\xi^2 \eta_P \eta_S} \quad (2.1)$$

und für die asymmetrischen Moden

$$\frac{\tan(\eta_P d)}{\tan(\eta_S d)} = -\frac{4\xi^2 \eta_P \eta_S}{(\xi^2 - \eta_S^2)^2} \quad (2.2)$$

Hierbei ist d die halbe Plattendicke und ξ die Wellenzahl der Mode. Zudem gilt der Zusammenhang:

$$\eta_P^2 = \frac{\omega^2}{c_P^2} - \xi^2 \quad \eta_S^2 = \frac{\omega^2}{c_S^2} - \xi^2 \quad (2.3)$$

Mit der Longitudinalgeschwindigkeit c_P , Transversalgeschwindigkeit c_S und Kreisfrequenz ω . η_P und η_S sind Hilfsgrößen.

$$c_P^2 = \frac{\lambda_1 + 2\mu}{\rho} \quad c_S^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.4)$$

Dabei ist λ_1 die erste und μ die zweite Lamé Konstanten, welche auch Schubmodul G genannt wird. ρ ist die Dichte des Materials.

$$\lambda_1 = \frac{\nu}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} E \quad (2.5)$$

$$\mu = G = \frac{1}{2(1 + \nu)} E \quad (2.6)$$

Mit der Poissonzahl ν und dem Elastizitätsmodul E .

Die Phasengeschwindigkeit ergibt sich hierbei aus dem Zusammenhang $v_{ph} = \omega/\xi$. Die Gruppengeschwindigkeit lässt sich durch die partielle Ableitung von ω nach ξ berechnen.

$$v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \quad (2.7)$$

Für die Berechnung der Dispersionsdiagramme gibt es Programme wie Disperse, mit denen nicht nur einfache Platten, sondern auch Mehrschichtsysteme berechnet sowie der Einfluss einer Flüssigkeitsbelegung berücksichtigt werden kann. Für die Berechnung der Dispersionsdiagramme in dieser Arbeit wurde als Basis eine für MATLAB veröffentlichte Funktion verwendet [3]. Nach eigenen Anpassungen wurde die Richtigkeit der Ergebnisse mit Disperse überprüft.

2.1 Dispersionsdiagramme von Lamb-Wellen

In Abbildung 2.1 ist die Phasengeschwindigkeit und in Abbildung 2.2 die Gruppengeschwindigkeit für eine 1 mm dicke Stahlplatte dargestellt. Die Materialeigenschaften sind: $E = 200 \text{ GPa}$, $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ und $\nu = 0.29$

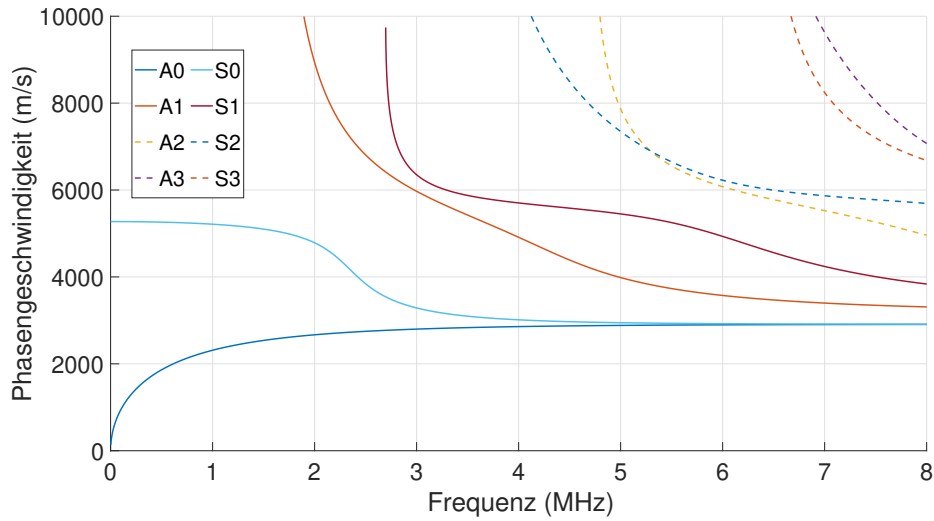


Abbildung 2.1: Phasengeschwindigkeit von verschiedenen Lamb-Moden

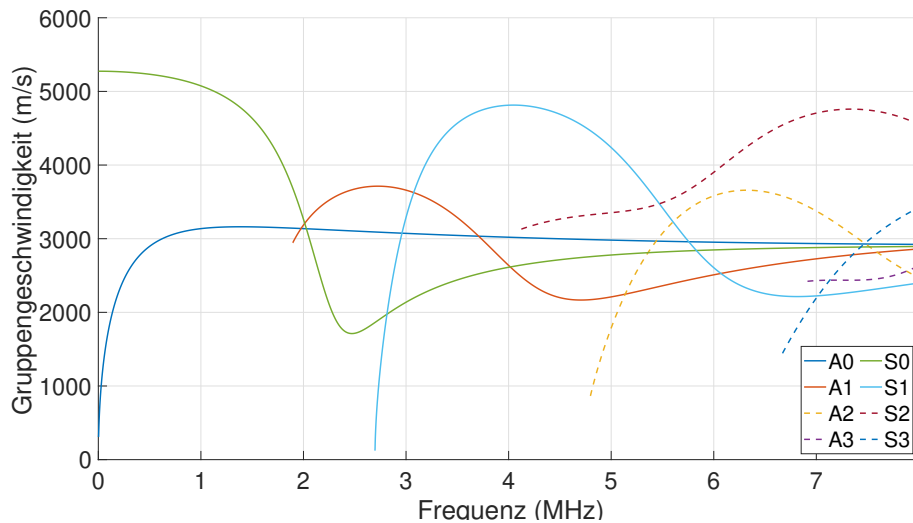


Abbildung 2.2: Gruppengeschwindigkeit von verschiedenen Lamb-Moden

2.2 Sensitivität

Neben den dispersiven Unterschieden der verschiedenen Lamb-Moden gibt es auch Unterschiede in der Sensitivität gegenüber Positionen von Fehlstellen innerhalb des Festkörpers, auf dem sie sich ausbreiten. Eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Empfindlichkeit kann durch die Berechnung der Strain Energy Density (SED) getroffen werden [4]. Die SED ist hierbei die Dehnungsenergie je Einheitsvolumen und variiert über die Plattendicke. Sie steht für die gespeicherte Energie und ergibt sich aus dem Produkt der Spannungs- und Dehnungskomponenten [5]. Für Plattensysteme lässt sie sich berechnen durch:

$$\begin{aligned}
 SED = & \frac{1}{4} \left\{ \sigma_{xx} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \sigma_{yy} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \sigma_{zz} \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right\} \\
 & + \frac{1}{8} \left\{ \sigma_{xy} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \sigma_{yz} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + \sigma_{xz} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Dabei sind σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} die Normalspannungen in x-, y-, und z-Richtung. σ_{xy} ist die Schubspannung auf die x-Fläche in y-Richtung, σ_{yz} die Schubspannung auf die y-Fläche in z-Richtung und σ_{xz} die Schubspannung auf die x-Fläche in z-Richtung. Die Variablen u_x , u_y und u_z sind die Plattenverschiebungen in x-, y- und z-Richtung. Die mittels Disperse berechnete und auf 1 normierte SED der A0- und S0-Mode für eine 1 mm dicke Stahlplatte ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Großteil der Energie einer A0-Mode konzentriert sich bei niedrigen Frequenzen an der Plattenoberfläche. Wohingegen die S0-Mode eine gleichmäßige Energieverteilung über die Plattendicke zeigt. Mit ansteigender Frequenz verschiebt sich die Energiedichte in der Platte und konzentriert sich verstärkt in der Mitte. Da die Sensitivität über die Plattendicke hinweg näherungsweise mit der SED zusammenhängt, bedeutet das für die A0-Mode, dass sie bei niedrigeren Frequenzen besonders empfindlich gegenüber Einflüssen an der Plattenoberfläche ist. Damit eignet sich sie beispielsweise zur Erkennung von Korrosion. Durch die gleichmäßige Verteilung bei der S0-Mode lassen sich mit dieser eher Veränderungen wie Risse, die über die vollständige Plattendicke auftreten können, detektieren.

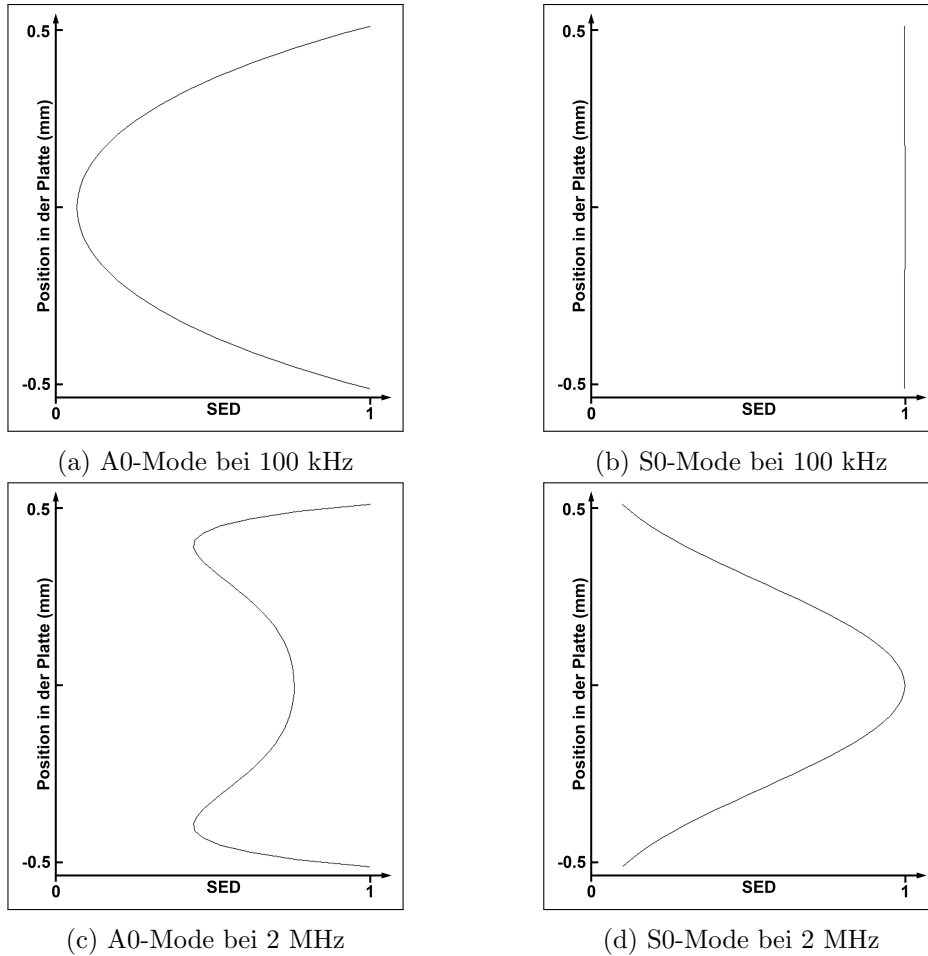


Abbildung 2.3: Strain Energy Density (SED) der A0- und S0-Mode bei unterschiedlichen Frequenzen

2.3 Anregung von Lamb-Wellen

Lamb-Wellen lassen sich mittels unterschiedlichster Verfahren anregen. Angefangen bei sehr einfachen Methoden, wie einem mechanischen Impuls, z.B. durch das Auftreffen eines Objektes auf eine Platte, über Electromagnetic Acoustic Transducer (EMAT), bis hin zu Laserimpulsen [1, 6, 7]. Die wohl am weitesten verbreitete Methode beruht jedoch auf Piezokeramiken, die an das zu untersuchende Objekt mechanisch, beispielsweise durch Kleben, angekoppelt werden. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung wandelt der Piezo die elektrische Energie in eine mechanische Verformung um, welche wiederum eine Lamb-Welle anregt. Durch Variation des Anregesignals ist es demnach möglich Lamb-Wellen mit unterschiedlicher Frequenz und Dauer anzuregen.

Unter der Annahme, dass der Piezo die angelegte Spannung ohne Verluste und

Einflüsse des Piezos selbst in eine mechanische Verformung umwandelt und hierbei ausschließlich eine einzige Lamb-Mode angeregt wird, lässt sich die Ausbreitung dieser einfach beschreiben durch:

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i(k(\omega)x - \omega t)} d\omega \quad (2.9)$$

Hierbei ist $k(\omega)$ die Wellenzahl in Abhängigkeit der Kreisfrequenz, x die Ausbreitungsdistanz, t die Zeit und $F(\omega)$ die Fouriertransformation des Anregesignals $f(t)$ [8].

Die Wellenzahl lässt sich hierbei, wie im Abschnitt 2.1 beschrieben, berechnen.

Als Anregesignal wird häufig ein Sinusburst mit Hanning-Fensterung verwendet. Die Fensterfunktion hat hierbei Auswirkungen auf die im Sendesignal enthaltenen Frequenzen und lässt sich durch die nachfolgende Definition der Nullstellen-Bandbreite B_n des Hauptpeaks verdeutlichen [2].

$$B_n = \begin{cases} \frac{4f_0}{n_p} & \text{für Sinussignal mit Rechteck-Fensterfunktion} \\ \frac{8f_0}{n_p} & \text{für Sinussignal mit Hanning-Fensterfunktion} \end{cases} \quad (2.10)$$

f_0 steht hierbei für die Anregfrequenz und n_p für die Anzahl der Schwingungsperioden.

Betrachtet werden hierbei die Nullstellen, im Frequenzspektrum des Sendesignals, neben dem Hauptpeak. Es ist ersichtlich, dass eine Hanning-Fensterung zur Verdopplung der Bandbreite des Hauptpeaks führt. Zugleich werden jedoch die Nebenmaxima stark reduziert. Dadurch wird das Signal mit Fensterung, durch die Dispersionseffekte, weniger verformt und gestreckt. Der Vorteil der Fensterfunktion kommt besonders bei den Frequenzbereichen zu tragen, in denen die Lamb-Moden stark dispersiv sind.

2.4 Dispersion

Frequenzbereiche mit starker Dispersion lassen sich im Dispersionsdiagramm der Gruppengeschwindigkeit anhand einer großen Steigung des Kurvenverlaufs erkennen. In Abbildung 2.2 sind das beispielsweise Frequenzen unter 500 kHz für die A0-Mode sowie der Frequenzbereich um 2 MHz für die S0-Mode. Geringe Dispersionseffekte gibt es demnach ab 1 MHz für die A0-Mode und unterhalb von 500 kHz für die S0-Mode.

Zur Veranschaulichung zeigt die Abbildung 2.4 das auf 1 normierte Frequenzspektrum eines 5-fach Sinus-Burst mit und ohne Hanning-Fensterung. Das Dispersionsdiagramm ist eine Vergrößerung der Grundmoden aus Abbildung 2.2. Die Verdopplung der Bandbreite des Hauptpeaks sowie das schnellere Abklingen der Nebenmaxima ist gut zu erkennen. Die Verwendung eines Signals mit Rechteckfensterung würde demnach verstärkt Frequenzen unterhalb von 500 kHz sowie oberhalb von 1.5 MHz anregen und dadurch zu stärkeren Dispersionseffekten führen.

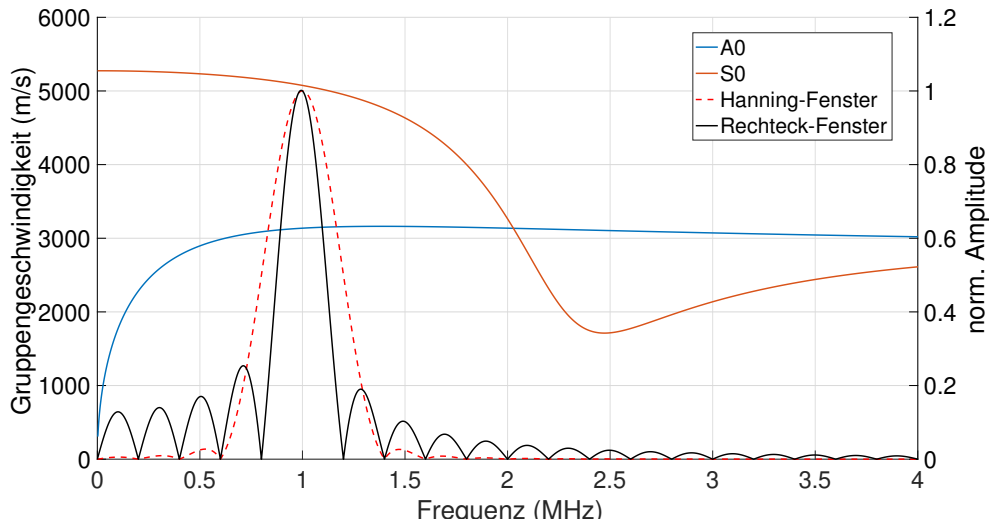


Abbildung 2.4: Frequenzbereich eines 5-fach Sinus-Burst mit und ohne Hanning-Fensterung

Die Definition (2.10) der Nullstellen-Bandbreite zeigt zudem, dass neben der Anregungsfrequenz auch noch die Burstanzahl einen Einfluss hat. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen, bedeutet eine Erhöhung der Burstanzahl eine Reduzierung der Bandbreite des Anregesignals.

Mit der Gleichung (2.9) lässt sich die Ausbreitung einer Welle und die Auswirkung der Dispersion berechnen. Abbildung 2.6 zeigt dies für die A0- und S0-Mode des zuvor berechneten Dispersionsdiagramms einer 1 mm Stahlplatte. Die Moden sind hierbei separat berechnet und zusammen mit dem Sendesignal geplottet. Als Sendesignal wird ein Sinus-Burst mit Hanning-Fensterung und 3, 5 sowie 10 Schwingungsperioden verwendet. Die Ausbreitungsdistanz beträgt 300 mm.

Der 3-fach Burst zeigt eine starke Verformung und Streckung des ursprünglichen Anregesignals. Dies entsteht durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der im Sendesignal enthaltenen Frequenzen. Bei dem 10-fach Burst ist die zeitliche Breite des Sendesignals wesentlich länger, die Empfangsbreite jedoch vergleichbar mit der des 3-fach Burst. Durch die schmalere Bandbreite des Anregesignals gibt es geringere Geschwindigkeitsunterschiede und dementsprechend auch eine schwächere Verformung des Signals.

Letztendlich ist es ein Kompromiss zwischen Dauer des Anregesignales und Breite

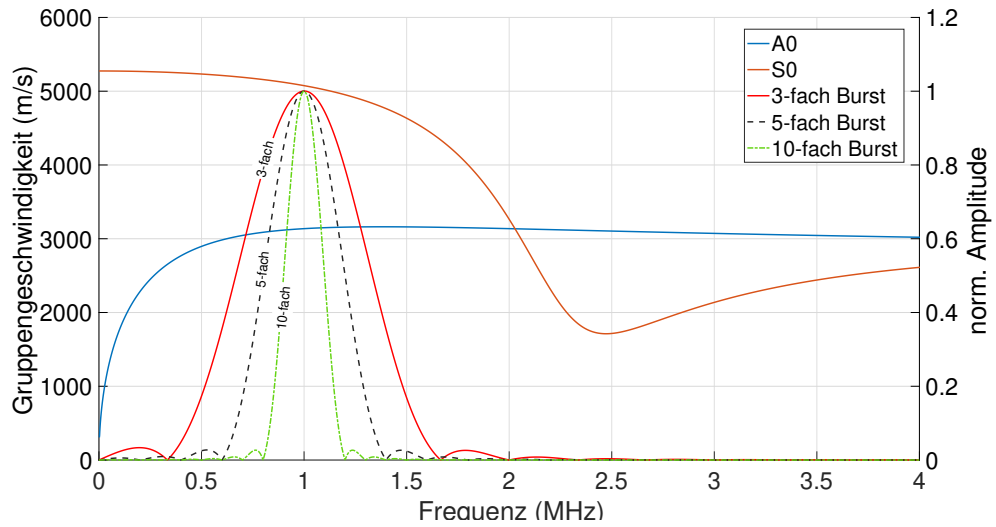


Abbildung 2.5: Frequenzbereich eines 3, 5 und 10-fach Sinus-Burst mit Hanning-Fensterung

des Empfangssignales, der über die Anzahl der Perioden, bei einer vorgegebenen Frequenz, beeinflusst werden kann.

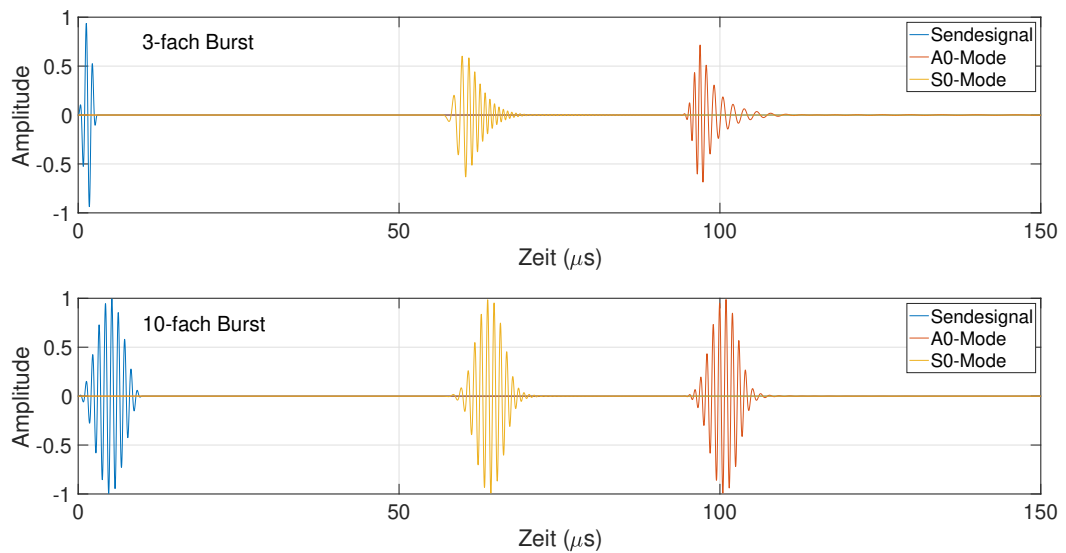


Abbildung 2.6: Dispersionseffekte der A0- und S0-Mode bei 1 MHz

Kapitel 3

Modenselektive Anregung von Lamb-Wellen

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist es wichtig die am besten für den jeweiligen Einsatzzweck geeignete Mode zu verwenden. Entscheidet man sich für die A0-Mode, ist es jedoch oft hinderlich, wenn weitere Moden angeregt werden und dadurch im Messsignal enthalten sind. Oft beeinflussen zusätzliche Moden auch die im Structural Health Monitoring eingesetzten und in Kapitel 7 genauer behandelten Auswertungsalgorithmen und müssen demnach vermieden werden.

Bei niedrigen Anregefrequenzen können höhere Moden weitestgehend unterdrückt werden, während die beiden Grundmoden – A0 und S0 – immer existieren. Eine Möglichkeit dennoch eine dominierende Mode zu erhalten, ist die Anpassung des Piezos. Gängige Methoden sind hierbei die Verwendung von Keilwandlern oder Interdigital- und Kammwandler. Bei Keilwandlern (Abbildung 3.1) wird der Keilwinkel auf die Wellenlänge der anzuregenden Mode angepasst. Bei Interdigitalwandlern (Interdigitaltransducer, IDT) und Kammwandlern (Abbildung 3.2) wird hingegen der Abstand der einzelnen Finger auf die Wellenlänge der jeweiligen Mode ausgelegt [2].

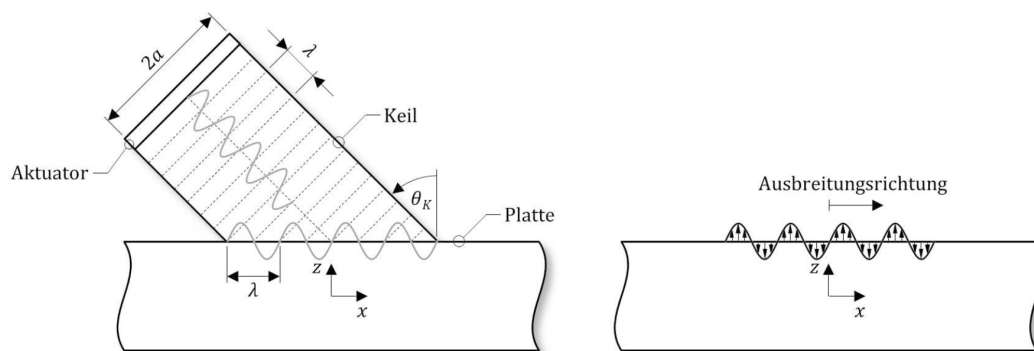


Abbildung 3.1: Keilwandler (links) und dessen induzierte Dehnungsverteilung (rechts) nach [2]

Bei den dargestellten Wandlertypen wird die angeregte Welle jedoch relativ gerichtet abgestrahlt. Bei den Keilwandlern in eine Richtung, bei den IDT und Kammwandlern entweder in zwei Richtungen oder durch gewichtete Ansteuerung der einzelnen

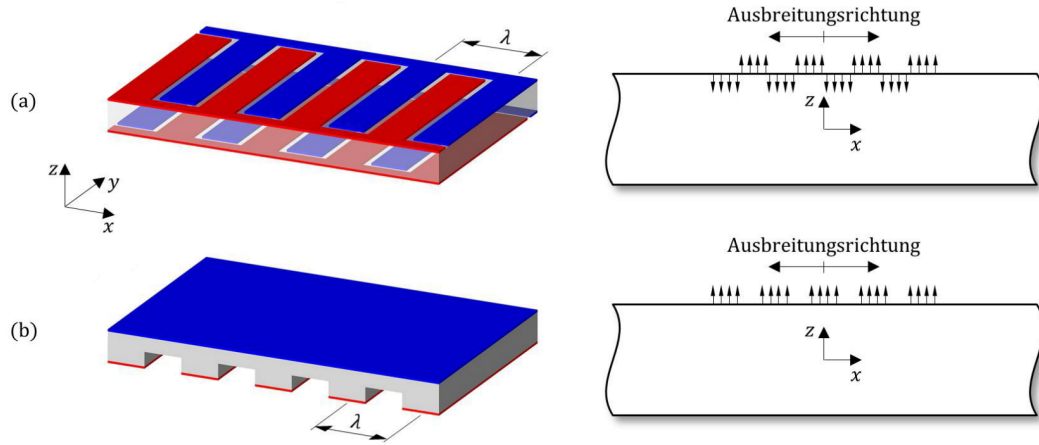


Abbildung 3.2: Interdigitalwandler (a) und Kammwandler (b) mit deren induzierten Dehnungsverteilungen in der Plattenstruktur (rechts) nach [2]

Finger in eine Richtung [2]. Für die großflächige Überwachung von Strukturen ist jedoch die omnidirektionale Abstrahlung der Welle von Vorteil. Bei den IDT und Kammwandlern gibt es zwar ringförmige Ausführungen, jedoch sind diese in der Regel um ein Vielfaches Größer als die anzuregende Wellenlänge.

Eine einfache Möglichkeit eine ringförmig abgestrahlte Welle zu erzeugen ist die Verwendung von Scheibenpiezos. Die modenselektive Anregung lässt sich hierbei unter anderem über den Scheibendurchmesser beeinflussen.

3.1 Einfluss der Wandlergeometrie auf die angeregten Moden

Für die Auslegung von Scheibenpiezos existieren in der Literatur einige Faustregeln, mit denen eine erste Piezoauswahl getroffen werden kann [2, 9]. Die größten Einflussfaktoren sind hierbei Durchmesser und Dicke des Wandlers. Eine effektive Anregung von Lamb-Wellen findet dann statt, wenn der Piezodurchmesser der halben Wellenlänge der anzuregenden Mode entspricht. Diese Bedingung lässt sich einfach ausdrücken durch

$$2a = \lambda(n + 1/2) \quad (3.1)$$

mit dem Radius a , der Wellenlänge λ und $n = 0, 1, 2, \dots$. Anhand der unterschiedlichen Werte, die n annehmen kann, wird ersichtlich, dass es nicht nur eine mögliche Piezoabmessung für die Anregung der Lamb-Welle gibt. Für $n = 0$ ist die Intensität der angeregten Mode jedoch am größten [2]. Diese Abschätzung gilt auch für rechteckige Piezos, wobei der Durchmesser durch die Abmessung des Piezos in Abstrahlrichtung ersetzt wird.

Die Dicke des Piezos beeinflusst die Resonanz seiner Biegemoden. Bei zunehmender Dicke werden die Resonanzen der Biegemoden zu höheren Frequenzen verschoben und überlagern sich dann mit den Radialmoden [10]. Bei dicken Piezos dominiert die Radialresonanz und der Effekt der Durchmesseranpassung wird unterdrückt. Mit dünnen Piezos kann die A0-Mode gut bei niedrigen Frequenzen angeregt werden. Die Ursache dafür ist die Biegemode, die besonders gut für die Anregung der A0-Mode geeignet sind. Es sei zudem erwähnt, dass die perfekte omnidirektionale Abstrahlung durch den Umkontakt sowie dem Anregen von Eigenmoden des Piezos beeinträchtigt wird [9].

Die grobe Abschätzung des optimalen Piezodurchmessers in Gleichung (3.1) bezieht sich auf eine bestimmte Wellenlänge bzw. die dazugehörige Frequenz. Umgekehrt betrachtet, lässt sich mit einer vorgegebenen Piezoabmessung die frequenzabhängige Anregbarkeit von Lamb-Moden berechnen. Dies ist mit dem Ansatz von Giurgiutiu [11, 12, 13] möglich, der für quadratische Piezos und isotrope Platten gültig ist. Raghavan erweiterte diesen Ansatz auf runde Piezos [14] sowie auf ein dreidimensionales Lamb-Wellenfeld [15]. Diese Art der Optimierung der Modenanregung wird in englischsprachigen Veröffentlichungen häufig als Mode Tuning bezeichnet. Bei dem Ansatz von Giurgiutiu wird davon ausgegangen, dass die Kraftübertragung vom Aktuator auf die Platte mittels Schub erfolgt. Unter der Annahme einer perfekten Verbindung zwischen Platte und Piezo erfolgt die Kraftübertragung ausschließlich an den Enden des Aktuators und kann durch zwei Kraftvektoren angenähert werden (siehe Abbildung 3.3) [2].

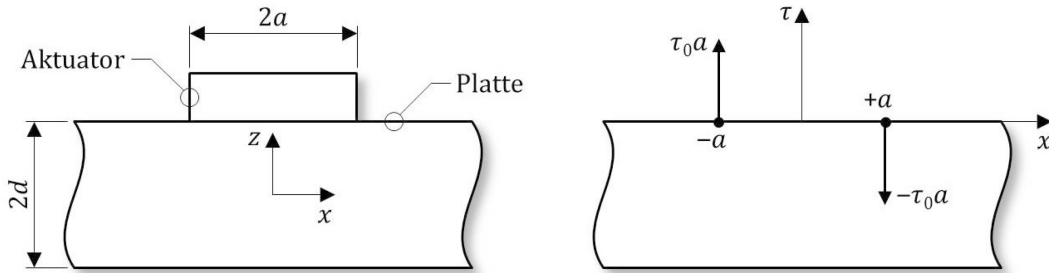


Abbildung 3.3: Anregung von Lamb-Wellen durch einen Aktuator (links) und mechanisches Ersatzmodell (rechts) [2]

Bei dieser idealisierten Annahme wird jedoch die Klebeschicht vernachlässigt, in der die Kraftübertragung nicht ideal, sondern mit Verlusten behaftet ist. In der Literatur werden diese unter dem Begriff Schubverluste (engl.: Shear Lag) behandelt [2]. Nachfolgenden wird die idealisierte Annahme sowie die Berücksichtigung von Schubverlusten für quadratische und runde Piezos genauer erläutert. Die dabei verwendeten Formeln sind aus dem Buch von Giurgiutiu [1] entnommen.

3.2 Shear-lag Theorie für quadratische Piezos

Für die Berechnung der letztendlich relevanten frequenzabhängigen Dehnung an der Plattenoberfläche müssen zuvor einige andere Größe bestimmt werden. Bei den Formeln wird stets zwischen symmetrischen und asymmetrischen Lamb-Moden unterschieden.

Lamb-Wellen Lösung in der Fourier-Wellenzahl-Domäne

Für die symmetrischen Moden ergeben sich die Formeln

$$N_S = \xi \eta_S (\xi^2 + \eta_S^2) \cdot \cos(\eta_P d) \cdot \cos(\eta_S d) \quad (3.2)$$

$$D_S = (\xi^2 - \eta_S^2)^2 \cdot \cos(\eta_P d) \cdot \sin(\eta_S d) + 4\xi^2 \eta_P \eta_S \cdot \sin(\eta_P d) \cdot \cos(\eta_S d) \quad (3.3)$$

und für die asymmetrischen Moden

$$N_A = -\xi \eta_S (\xi^2 + \eta_S^2) \cdot \sin(\eta_P d) \cdot \sin(\eta_S d) \quad (3.4)$$

$$D_A = (\xi^2 - \eta_S^2)^2 \cdot \sin(\eta_P d) \cdot \cos(\eta_S d) + 4\xi^2 \eta_P \eta_S \cdot \cos(\eta_P d) \cdot \sin(\eta_S d) \quad (3.5)$$

Hierbei ist d die halbe Plattendicke und ξ die Wellenzahl. D_S und D_A sind andere Formen der in Kapitel 2.1 bereits erwähnten Rayleigh-Lamb Gleichung für symmetrische und asymmetrische Moden. N_S und N_A sind Hilfsgrößen. Die übrigen Variablen wurden ebenfalls in Kapitel 2.1 erläutert [1].

Lamb-Wellen Lösung in der Physik-Domäne durch das Residue Theorem

Unter Verwendung der zuvor genannten Formeln lässt sich die orts- und zeitabhängige Dehnung an der Plattenoberseite ausdrücken durch:

$$\begin{aligned} \epsilon_x(x, t) = & \frac{1}{2\mu} \sum_{j=0}^{J_S} \frac{\tilde{\tau}(\xi_j^S) N_S(\xi_j^S)}{D'_S(\xi_j^S)} e^{i(\xi_j^S x - \omega t)} \\ & + \frac{1}{2\mu} \sum_{j=0}^{J_A} \frac{\tilde{\tau}(\xi_j^A) N_A(\xi_j^A)}{D'_A(\xi_j^A)} e^{i(\xi_j^A x - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Die hochgestellten S und A stehen für symmetrische und asymmetrische Lamb-Moden. Bei einer gegebenen Platte und Kreisfrequenz ω gibt es die symmetrischen Moden $j = 0, 1, \dots, J_S$ und asymmetrischen Moden $j = 0, 1, \dots, J_A$. Wie viele Moden, neben den Grundmoden A0 und S0 noch existieren, hängt von dem Frequenz-Plattendicke Produkt ab. $\tilde{\tau}$ ist die, auf die Oberseite der Platte wirkende Scherspannung. D'_S und D'_A sind Ableitungen von D_S und D_A nach ξ , ausgewertet an den dazugehörigen Polstellen ξ_j [1].

Die Ableitungen D'_S und D'_A sind

$$\begin{aligned}
 D'_S = & d\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right)^2 \sin(\eta_P d) \sin(\eta_S d) \frac{1}{\eta_P} \\
 & - d\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right)^2 \cos(\eta_P d) \cos(\eta_S d) \frac{1}{\eta_S} \\
 & + 8\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right) \cos(\eta_P d) \sin(\eta_S d) \\
 & + \left[4dc_P^2 \xi^3 \eta_P (c_S^2 \xi^2 - \omega^2) \cos(\eta_P d) \cos(\eta_S d) \right. \\
 & + 4\xi \sin(\eta_P d) (dc_S^2 \xi^2 (\omega^2 - c_P^2 \xi^2) \eta_S \sin(\eta_S d) \\
 & \left. + (-3\omega^2 \xi^2 (c_P^2 + c_S^2) + 4c_P^2 c_S^2 \xi^4 + 2\omega^4) \cos(\eta_S d) \right] \frac{1}{c_P^2 c_S^2 \eta_P \eta_S} \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D'_A = & d\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right)^2 \sin(\eta_P d) \sin(\eta_S d) \frac{1}{\eta_S} \\
 & - d\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right)^2 \cos(\eta_P d) \cos(\eta_S d) \frac{1}{\eta_P} \\
 & + 8\xi \left(2\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_S^2} \right) \sin(\eta_P d) \cos(\eta_S d) \\
 & + \left[4dc_P^2 \xi^3 \eta_P (\omega^2 - c_S^2 \xi^2) \sin(\eta_P d) \sin(\eta_S d) \right. \\
 & + 4\xi \cos(\eta_P d) (dc_S^2 \xi^2 (c_P^2 \xi^2 - \omega^2) \eta_S \cos(\eta_S d) \\
 & \left. + (-3\omega^2 \xi^2 (c_P^2 + c_S^2) + 4c_P^2 c_S^2 \xi^4 + 2\omega^4) \sin(\eta_S d) \right] \frac{1}{c_P^2 c_S^2 \eta_P \eta_S} \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

Ideale-Klebung Lösung für Lamb-Wellen Tuning

Für den Fall einer idealen Verbindung zwischen Piezo und Platte konzentriert sich die Scherspannung in der Klebeschicht an den Enden des Piezos und es kann das pin-force Modell verwendet werden [1]. Daraus ergibt sich für die Scherspannung

$$\tau(x)|_{z=d} = a\tau_a[\delta(x-a) - \delta(x+a)], \quad \tilde{\tau} = a\tau_a[-2i \sin(\xi a)] \quad (3.9)$$

Durch Einsetzen von (3.9) in (3.6) folgt

$$\begin{aligned} \epsilon_x(x, t) = & - i \frac{a\tau_a}{\mu} \sum_{j=0}^{J_S} (\sin(\xi_j^S a)) \frac{N_S(\xi_j^S)}{D'_S(\xi_j^S)} e^{i(\xi_j^S x - \omega t)} \\ & - i \frac{a\tau_a}{\mu} \sum_{j=0}^{J_A} (\sin(\xi_j^A a)) \frac{N_A(\xi_j^A)}{D'_A(\xi_j^A)} e^{i(\xi_j^A x - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Durch Integration von (3.10) nach x erhält man die Auslenkung u_x an der Plattenoberseite

$$\begin{aligned} u_x(x, t) = & - \frac{a\tau_a}{\mu} \sum_{j=0}^{J_S} \frac{\sin(\xi_j^S a)}{\xi_j^S} \frac{N_S(\xi_j^S)}{D'_S(\xi_j^S)} e^{i(\xi_j^S x - \omega t)} \\ & - \frac{a\tau_a}{\mu} \sum_{j=0}^{J_A} \frac{\sin(\xi_j^A a)}{\xi_j^A} \frac{N_A(\xi_j^A)}{D'_A(\xi_j^A)} e^{i(\xi_j^A x - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Lösung für nicht ideale Klebung

Die Gleichungen (3.10) und (3.11) können auch für den Fall einer nicht idealen Klebung verwendet werden, bei der die Scherspannung τ abhängig von x ist. Hierfür müssen lediglich τ_a und a durch ihre Effektivwerte τ_e und a_e ersetzt werden [1].

Die effektive Scherspannung, an der Oberseite der Platte, ist dabei definiert durch

$$\tau_e = C \left(1 - \frac{1}{\cosh(\Gamma a)} \right) \quad (3.12)$$

und die Position der effektiven Scherspannung durch

$$a_e = a \left(\frac{1 - \frac{\sinh(\Gamma a)}{\Gamma a \cosh(\Gamma a)}}{1 - \frac{1}{\cosh(\Gamma a)}} \right) \quad (3.13)$$

Für die Variable C gilt

$$C = \frac{\psi}{\alpha + \psi} \frac{t_a}{a} E_a \varepsilon_{ISA} \quad (3.14)$$

Γ ist der eindimensionale Shear-lag Parameter

$$\Gamma^2 = \frac{G_b}{E_a} \frac{1}{t_a t_b} \frac{\alpha + \psi}{\psi} \quad (3.15)$$

ψ der relative Steifigkeitskoeffizient

$$\psi = \frac{E t_p}{E_a t_a} \quad (3.16)$$

und ε_{ISA} die durch eine Spannung induzierte Dehnung des Piezos

$$\varepsilon_{ISA} = -d_{31} \frac{U}{t_a} \quad (3.17)$$

Die genannten Variablen sind:

- E : Elastizitätsmodul der Platte
- t_p : Dicke der Platte
- E_a : Elastizitätsmodul des Piezos
- t_a : Dicke des Piezos
- G_b : Schubmodul der Klebeschicht
- t_b : Dicke der Klebeschicht
- d_{31} : Piezoelektrischer Ladungskoeffizient
- U : Anregespannung des Piezos
- a : halbe Länge des Piezos

α ist ein Koeffizient, der von der Spannung, Dehnung und Verschiebung entlang der Plattendicke abhängt. Für statische und niederfrequente dynamische Bedingungen kann $\alpha = 4$ verwendet werden [1]. Diese Näherung ist für die hier betrachteten Frequenz-Plattendicke Produkte ausreichend. Für höhere Frequenzen lässt sich ein frequenzabhängiges α berechnen [16].

3.3 Shear-lag Theorie für runde Piezos

Wie bereits zu Beginn des Kapitels 3 erwähnt, ist für eine omnidirektionale Abstrahlung von Lamb-Wellen ein Scheibenpiezo von Vorteil. Aus diesem Grund wird die von Raghavan [14] erweiterte Formel für runde Piezos genauer betrachtet. Das grundlegende Vorgehen ist ähnlich dem für quadratische Piezos. Der Unterschied besteht lediglich darin, dass hier Zylinderkoordinaten statt kartesischen Koordinaten verwendet werden. Als Folge dessen wird die Hankel-Transformation anstelle

der Fourier-Transformation verwendet und die sich ergebenden Formeln beinhalten Bessel und Hankel Funktionen [1].

Die Variablen N_S , D_S , N_A und D_A sind identisch zu denen für quadratischen Piezos. Für den Fall einer idealen Verbindung zwischen Piezo und Platte verändert sich die Formel (3.11) zu

$$\begin{aligned} u_r(r)|_{z=d} = & -\pi i \frac{a^2 \tau_a}{2\mu} \sum_{\xi^S} \frac{J_1(\xi^S a) N_S(\xi^S)}{D'_S(\xi^S)} H_1^{(1)}(\xi^S r) e^{-i\omega t} \\ & - \pi i \frac{a^2 \tau_a}{2\mu} \sum_{\xi^A} \frac{J_1(\xi^A a) N_A(\xi^A)}{D'_A(\xi^A)} H_1^{(1)}(\xi^A r) e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die dazugehörige radiale Dehnung auf der Plattenoberseite erhält man durch Ableitung von (3.18) nach r

$$\begin{aligned} \epsilon_r(r)|_{z=d} = & -\pi i \frac{a^2 \tau_a}{2\mu} e^{-i\omega t} \sum_{\xi^S} \frac{J_1(\xi^S a) N_S(\xi^S)}{D'_S(\xi^S)} \left(\xi^S H_0^{(1)}(\xi^S r) - \frac{H_1^{(1)}(\xi^S r)}{r} \right) \\ & - \pi i \frac{a^2 \tau_a}{2\mu} e^{-i\omega t} \sum_{\xi^A} \frac{J_1(\xi^A a) N_A(\xi^A)}{D'_A(\xi^A)} \left(\xi^A H_0^{(1)}(\xi^A r) - \frac{H_1^{(1)}(\xi^A r)}{r} \right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

Hierbei ist J_1 die Bessel Funktion erster Gattung und 1. Ordnung. $H_0^{(1)}$ und $H_1^{(1)}$ sind Bessel Funktionen dritter Gattung, auch bekannt als Hankel Funktionen, der 0. und 1. Ordnung. Diese lassen sich wiederum durch Bessel Funktionen der ersten Gattung J und der zweiten Gattung Y ausdrücken

$$H_0^{(1)}(x) = J_0(x) + iY_0(x) \quad (3.20)$$

$$H_1^{(1)}(x) = J_1(x) + iY_1(x) \quad (3.21)$$

Y_0 und Y_1 sind dabei die Bessel Funktionen zweiter Gattung der 0. und 1. Ordnung.

Lösung für nicht ideale Klebung

Auch bei runden Piezos können Effektivwerte für τ_a und a berechnet werden. Die effektive Scherspannung ist hierfür definiert als

$$\tau_{e,r} = \frac{C_r}{a^2} \int_0^a I_1(\Gamma_r r) r dr \quad (3.22)$$

und die Position der effektiven Scherspannung durch

$$a_{e,r} = \frac{\int_0^a I_1(\Gamma_r r) r^2 dr}{\int_0^a I_1(\Gamma_r r) r dr} \quad (3.23)$$

I_0 und I_1 sind hierbei die modifizierten Bessel Funktionen der ersten Gattung und 0. bzw. 1. Ordnung und C_r ist definiert als

$$C_r = \left[\Gamma_r I_0(\Gamma_r a) \left(\frac{1 + \nu_a}{E_a t_a} + \alpha \frac{1 - \nu}{Et} \right) - \left(\frac{(1 - \nu_a)^2}{E_a t_a} + \alpha \frac{(1 - \nu)^2}{Et} \right) \frac{I_1(\Gamma_r a)}{a} \right]^{-1} \Gamma_r^2 \varepsilon_{ISA} \quad (3.24)$$

Für runde Piezos wird zudem der zweidimensionale Shear-lag Parameter Γ_r

$$\Gamma_r^2 = \frac{G_b}{t_b} \left(\frac{1 - \nu_a^2}{E_a t_a} + \alpha \frac{1 - \nu^2}{Et} \right) = \frac{G_b}{t_b} \frac{1 - \nu_a^2}{E_a t_a} \frac{\alpha + \psi_r}{\psi_r} \quad (3.25)$$

und der zweidimensionale relative Steifigkeitskoeffizient ψ_r benötigt.

$$\psi_r = \frac{Et}{1 - \nu^2} \bigg/ \frac{E_a t_a}{1 - \nu_a^2} \quad (3.26)$$

ν und ν_a sind die Poissonzahlen der Platte sowie des Piezos. Die übrigen Variablen entsprechen den Variablen im Falle eines quadratischen Piezos [1].

3.4 Einfluss der einzelnen Parameter auf die Dehnung an der Plattenoberseite

Im nachfolgenden Abschnitt soll der Einfluss der einzelnen Parameter auf die Dehnung an der Plattenoberseite untersucht werden. Für die Berechnungen werden die Materialeigenschaften einer 5005A-H14 Aluminiumplatte [17] verwendet und der Piezo besteht aus dem PIC255 Material der Firma PI Ceramic [18, 19]. Die Standardwerte sind dabei:

$$\begin{aligned}
 E &= 68 \text{ GPa} \\
 \rho &= 2700 \text{ kg/m}^3 \\
 \nu &= 0.33 \\
 t_p &= 1.5 \text{ mm} \\
 E_a &= 62.67 \text{ GPa} \\
 t_a &= 0.5 \text{ mm} \\
 G_b &= 2 \text{ GPa} \\
 t_b &= 30 \text{ }\mu\text{m} \\
 d_{31} &= -180 \text{ pC/N} \\
 U &= 20 \text{ V} \\
 a &= 4 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

Berechnet werden jeweils die A0- und S0-Mode bis 1 MHz. Bei der Variation eines Parameters bleiben die übrigen Parameter auf ihren Standardwerten.

Zu Beginn zeigt Abbildung 3.4 den Unterschied zwischen quadratischen und runden Piezos. Die Berechnung der Graphen erfolgte mit den Formeln (3.10) und (3.19), wobei jeweils der zeit- und ortsabhängige Teil entfernt wurde.

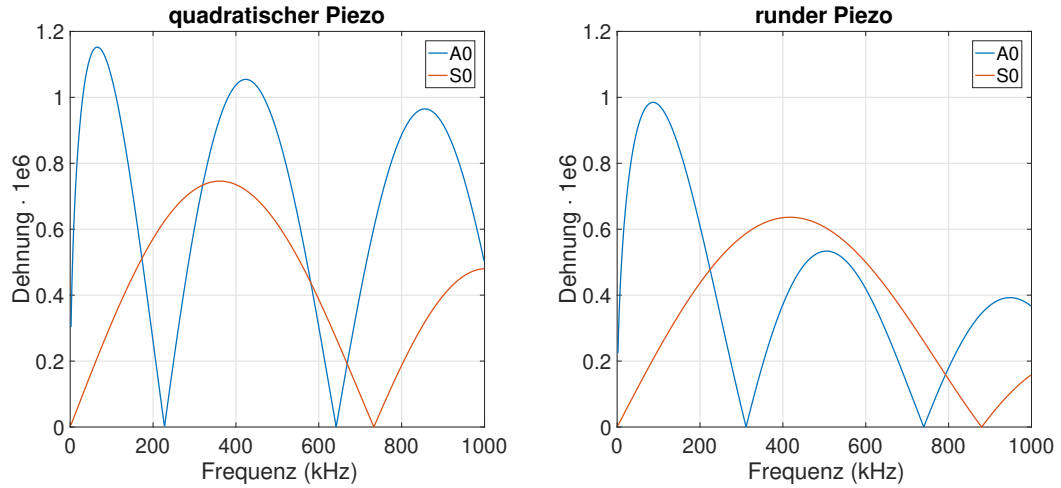


Abbildung 3.4: Dehnung an der Plattenoberseite bei einem quadratischen (links) und runden (rechts) Piezo

Neben den Frequenzverschiebungen der Maxima ist besonders die geringere und mit steigender Frequenz stärker abfallende Dehnung bei runden Piezos auffällig.

Wie in den Abbildungen 3.5, 3.6 und 3.7 zu sehen ist, haben die unterschiedlichen Parameter Einfluss auf die Position und/oder Höhe der lokalen Maxima und Minima. Besonders auffällig ist der Einfluss der Plattendicke t_p (siehe Abbildung

3.5). Die Höhe der Maxima ändert sich für die A0- und S0-Mode in einer ähnlichen Größenordnung. Die Position dieser verschiebt sich jedoch nur bei der A0-Mode deutlich. Eine höheres Elastizitätsmodul E des Plattenmaterials oder ein steigender Piezoradius a sorgen für eine Verschiebung der lokalen Maxima und Minima zu höheren Frequenzen. Eine steigende Dichte ρ des Plattenmaterials verschiebt sie hingegen zu niedrigeren Frequenzen.

Wie der Formel (3.25) zu entnehmen ist, ist das Schubmodul G_b der Klebeschicht direkt proportional und die Dicke t_b der Klebeschicht indirekt proportional zum Shearlag Parameter Γ_r . Dieser Zusammenhang ist auch in den Graphen der Abbildung 3.6 zu sehen. Eine Verdopplung der Dicke der Klebeschicht hat die gleichen Auswirkungen auf die frequenzabhängige Dehnung an der Plattenoberseite, wie eine Halbierung des Schubmoduls der Klebeschicht. Dabei verschiebt eine dickere Klebeschicht die lokalen Extrema zu höheren Frequenzen wohingegen ein höheres Schubmodul den gegenteiligen Effekt hat.

Die Dicke t_a des Piezos hat nur einen geringfügigen Einfluss auf die Position der lokalen Extrema. Sehr deutlich ist hingegen die Auswirkung auf die Stärke der Dehnung. Dies liegt teilweise daran, dass die Dehnung an der Plattenoberseite letztendlich von der durch Spannung induzierten Dehnung ϵ_{ISA} des Piezos verursacht wird. Wie der Formel (3.17) zu entnehmen ist, ist die induzierte Dehnung hierbei indirekt proportional zur Dicke des Piezos. Bei einer konstanten Spannung U führt die doppelte Piezodicke demnach zu einer Halbierung der Dehnung des Piezos. In Abbildung 3.7 ist jedoch zu sehen, dass eine Verdopplung der Piezodicke nicht zu einer Halbierung der Plattendehnung führt. Die Reduzierung fällt deutlich schwächer aus. Darauf beruhend lässt sich vermuten, dass bei einem konstant gehaltenen elektrischen Feld im Piezo – bei der Verdopplung der Piezodicke wird auch die angelegte Spannung verdoppelt –, eine Erhöhung der Piezodicke zugleich eine Vergrößerung der mechanischen Spannung an der Oberfläche der Platte bedeutet. Diese Schlussfolgerung deckt sich mit den in Abbildung 3.8 zu sehenden Graphen. Durch die Anpassung der elektrischen Spannung am Piezo wurde das elektrische Feld im Piezo konstant gehalten.

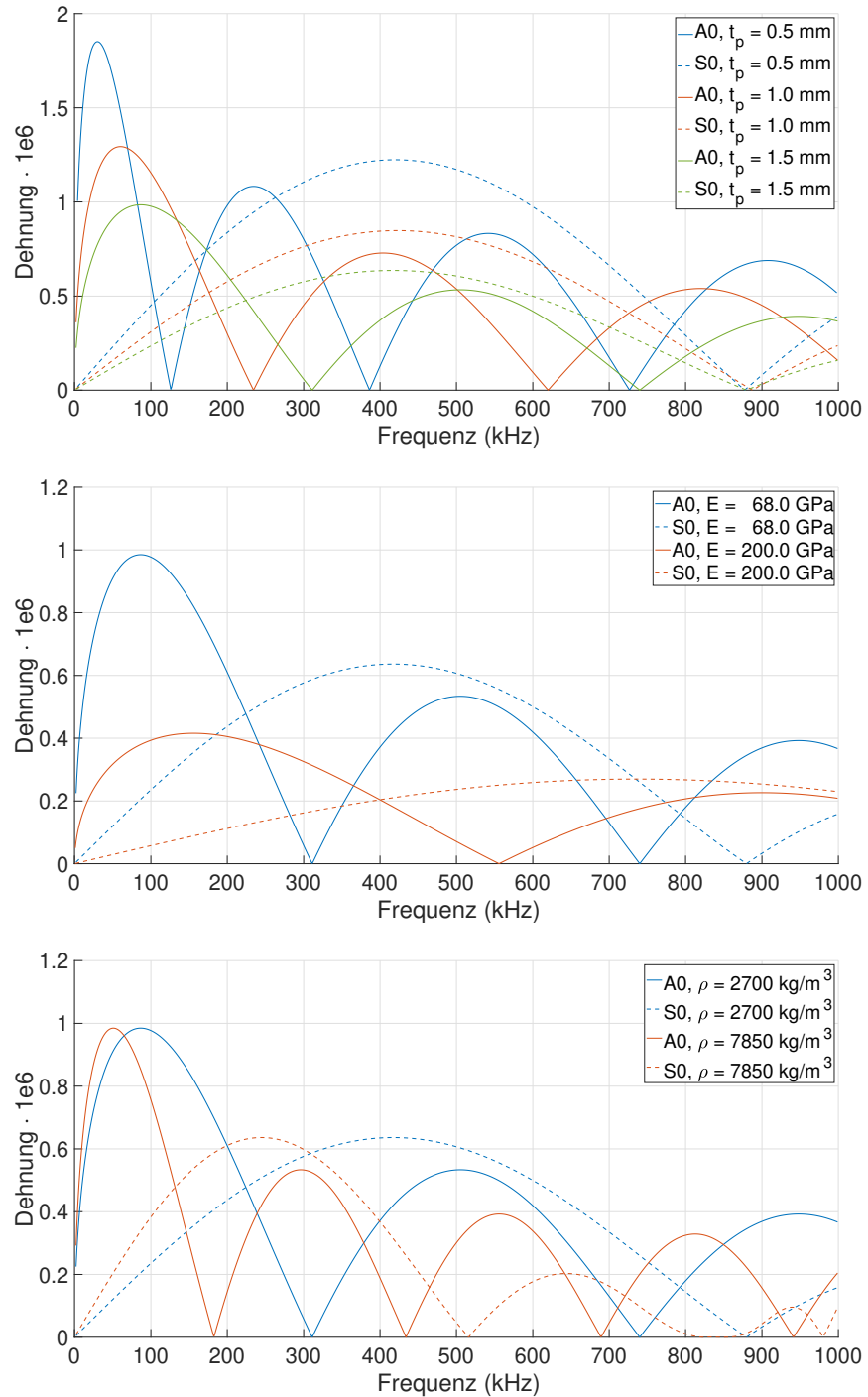


Abbildung 3.5: Einfluss der Dicke, des Elastizitätsmoduls und der Dichte der Platte auf die Plattendehnung

3.4 Einfluss der einzelnen Parameter auf die Dehnung an der Plattenoberseite

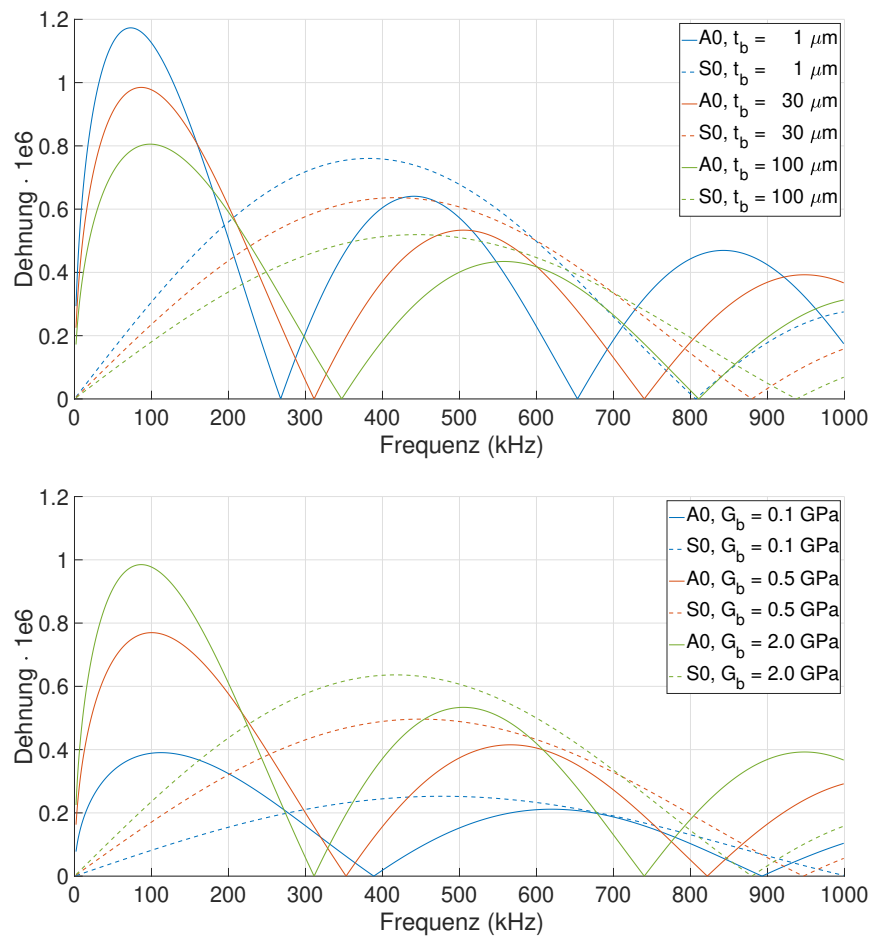


Abbildung 3.6: Einfluss der Dicke und des Schubmoduls der Klebeschicht auf die Plattendehnung

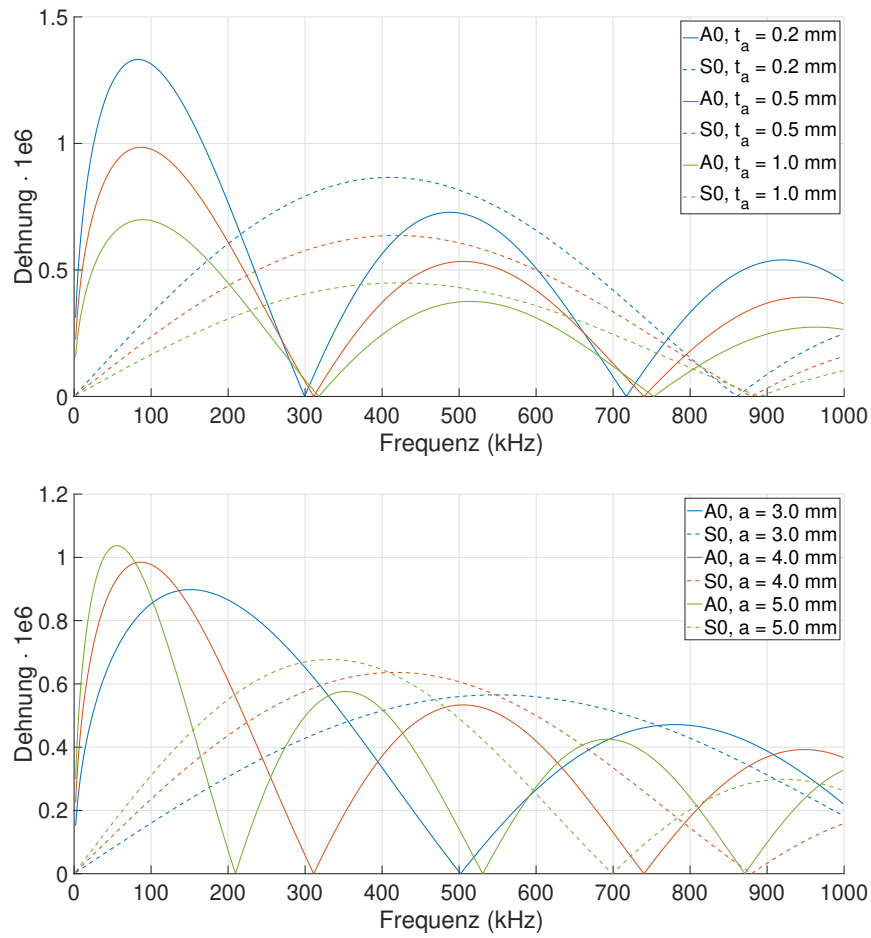


Abbildung 3.7: Einfluss der Piezodicke und des Piezoradius auf die Plattendehnung

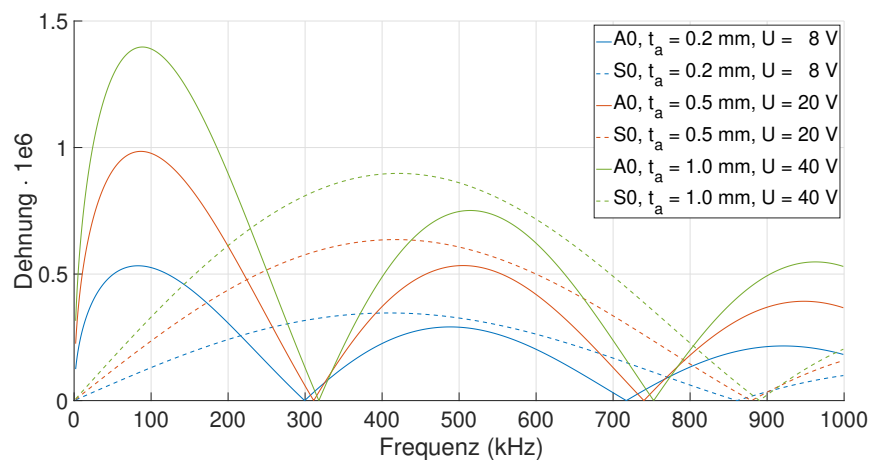


Abbildung 3.8: Einfluss der Piezodicke, bei konstantem elektrischen Feld im Piezo, auf die Plattendehnung

3.5 Experimentelle Untersuchungen

Zur Überprüfung der theoretischen Betrachtung wurden einige Experimente durchgeführt. Der Versuchsaufbau bestand hierbei aus einer $60\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 0.15\text{ cm}$ 5005A-H14 Aluminiumplatte. Untersucht wurden zwei Scheibenpiezo-Paare der Firma PI Ceramic mit einem Durchmesser von 8 mm und 10 mm (siehe Abbildung 3.9). Der Abstand zwischen den identischen Piezos betrug 20 cm. Das Material war PIC255 mit einer Dicke von 0.5 mm. Befestigt wurden die Piezos mit dem Zweikomponentenkleber UHU PLUS SCHNELLFEST. Sendesignal war ein 5-fach Sinusburst mit Hanning Fensterung und 20 V Spitze-Spitze-Spannung, welches mit einem KEYSIGHT 33500B Series Funktionsgenerator erzeugt wurde. Die Signale am Empfangspiezo wurden mit einem TELEDYNE LECROY HDO6034 Oszilloskop erfasst. Die übrigen Parameter können der Auflistung unter 3.4 entnommen werden.

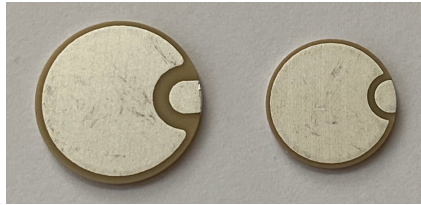


Abbildung 3.9: Scheibenpiezo mit einem Durchmesser von 8 mm und 10 mm

Bevor die Auswertung der lokalen Maxima der Einhüllenden erfolgt, werden die Dispersionseffekte der jeweiligen Mode korrigiert. Der dabei verwendete Dispersion Removal Algorithmus wird in dem späteren Kapitel 4.3.1 genauer erläutert. Die zu erwartende Position der A0- und S0-Mode wird zuvor mittels eines Dispersionsdiagramms bestimmt.

Wie in den Abbildungen in Abschnitt 3.4 zu sehen ist, fällt die Plattendehnung der S0-Mode immer geringer aus, als die der A0-Mode. Die Verteilung der Dehnungsenergie in der Platte ist allerdings bei den Moden unterschiedlich, wodurch die gemessene Spannung am Empfangspiezo für die S0-Mode deutlich höher ist, als die der A0-Mode. Das Verhältnis zwischen der S0- und A0-Mode ist hierbei 4 und kann bei der Berechnung der Plattendehnung berücksichtigt werden [20].

Abbildung 3.10 und 3.11 zeigt die theoretische Plattendehnung (bestimmt mit Formel (3.19)) und die experimentell gemessene elektrische Spannung für die 8 mm und 10 mm Scheibenpiezos. Die berechnete Dehnung ist mit dem Faktor 4 korrigiert und anschließend auf 1 normiert. Die gemessene Spannung ist hierbei direkt proportional zur Dehnung an der Plattenoberseite.

Experiment und Theorie stimmen für die A0-Mode gut überein. Bei der S0-Mode hingegen steigt die Kurve anfangs langsam an, hat dann ein steiles, relativ schmales Maximum und fällt anschließend schnell wieder ab. Diese Ergebnisse decken sich mit der Literatur [13, 16, 20] und zeigen zugleich, dass die hier verwendeten Formeln nicht alle Einflussfaktoren berücksichtigen.

Zudem ist ersichtlich, dass sich die theoretischen Nullstellen, beispielsweise 310 kHz

für die A0-Mode bei dem 8 mm Piezos, nicht ausbilden. Die Ursache dafür liegt in der Bandbreite des Anregesignals, welche, anders als in der Theorie, in der Realität nicht unendlich klein ist [2].

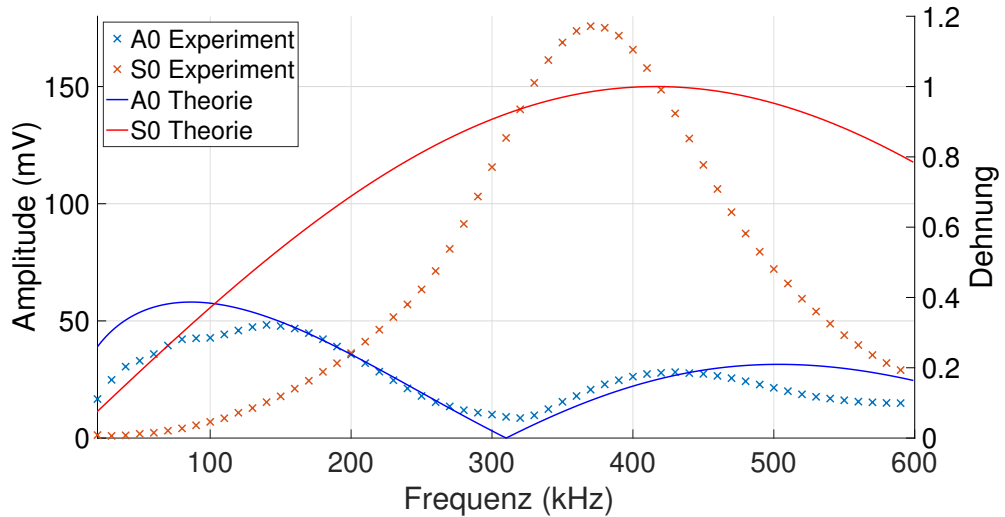


Abbildung 3.10: Vergleich der Theorie mit dem Experiment für einen 8 mm Scheibenpiezo

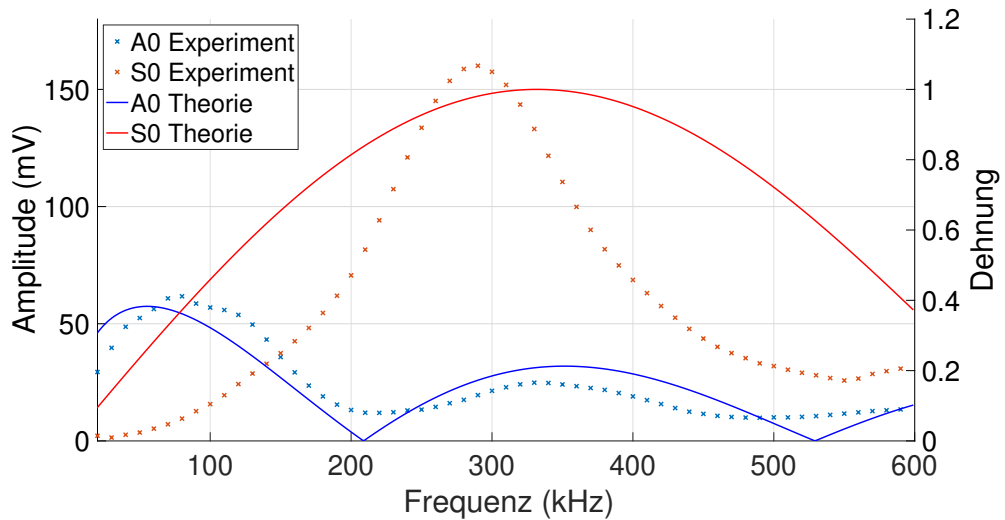


Abbildung 3.11: Vergleich der Theorie mit dem Experiment für einen 10 mm Scheibenpiezo

Bei dem Vergleich der zwei Piezos ist zu erkennen, dass eine Vergrößerung des Piezodurchmessers zugleich eine Reduzierung der Frequenz bedeutet, an denen die A0- bzw. S0-Mode ihr erstes Maximum in der Mode-Tuning kurve haben. Dies deckt sich mit den in Abbildung 3.7 zu sehenden Berechnungen über den Einfluss des Pie-

zoradius a auf die Dehnung ϵ_r an der Plattenoberseite.

Wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, hat die Bandbreite des Anregesignals einen Einfluss auf die angeregten Moden. Diese wird neben der Anregfrequenz, dem Signaltyp und der Fensterung auch durch die Burstanzahl beeinflusst. Da der Vorteil von Sinusbursts mit Hanning Fensterung bereits ausgeführt wurde und die Frequenzabhängigkeit bei dem Mode Tuning ohnehin untersucht wird, gilt es noch den Einfluss der Burstanzahl genauer zu betrachten.

Abbildung 3.12 beinhaltet hierfür die Mode-Tuning Kurven des bereits verwendeten 8 mm Scheibenpiezos für einen 3-fach bis 8-fach Burst ohne Dispersionskorrektur. Hierbei ist wiederum zu erkennen, dass das Maximum der S0-Mode im Bereich von 350 kHz deutlich stärker ausfällt, als das Maximum der A0-Mode im Bereich von 100 kHz. Es ist zu erwähnen, dass die einzelnen berechneten Punkte bei diesem Liniengraph und den weiteren in dieser Arbeit folgenden Liniengraphen der Übersichtlichkeit halber mit Linien verbunden sind. Diese Verbindungslinien müssen jedoch nicht dem tatsächlichen Verlauf zwischen zwei Punkten entsprechen.

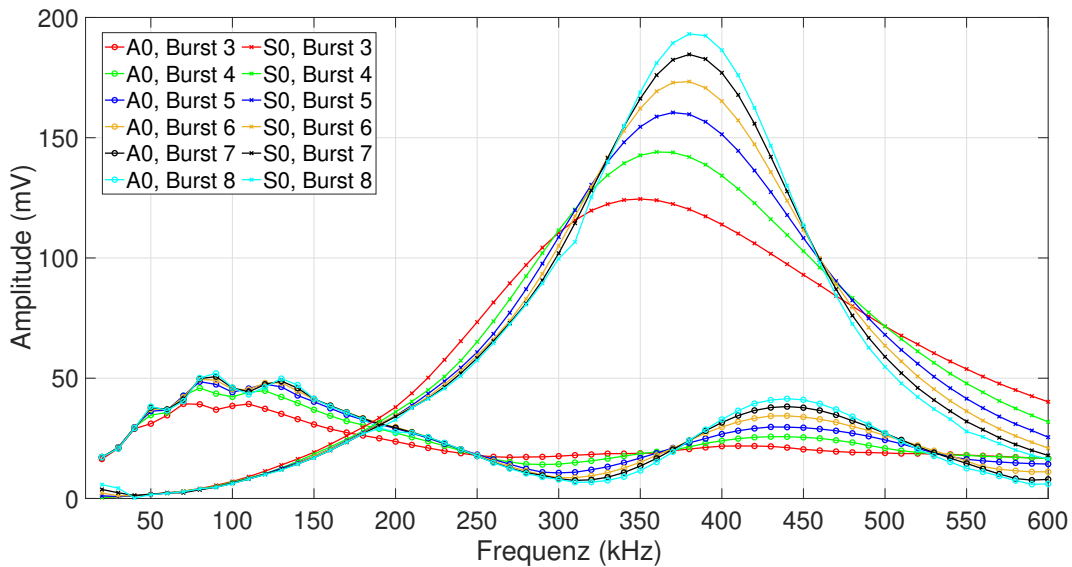


Abbildung 3.12: Einfluss der Burst-Anzahl auf das Mode Tuning. Signale ohne angewendetem Dispersion Removal Algorithmus.

Die gleichen Messwerte, jedoch mit angewendetem Dispersion Removal Algorithmus sind in Abbildung 3.13 zu sehen. Durch die Entfernung der Dispersionseffekte und der damit verbundenen Signalstreckung fällt auf, dass die zu erkennenden burstabhängige Amplitudenänderungen im Bereich von 100 kHz in Wahrheit nur durch die Dispersion verursacht werden. Demnach ist die Amplitude des ersten Maximums der A0-Mode unabhängig von der Burtsanzahl. Das Maximum der S0-Mode hingegen zeigt eine deutliche Burstabhängigkeit. Mit steigender Burstanzahl wird auch die Amplitude der angeregten S0-Mode größer.

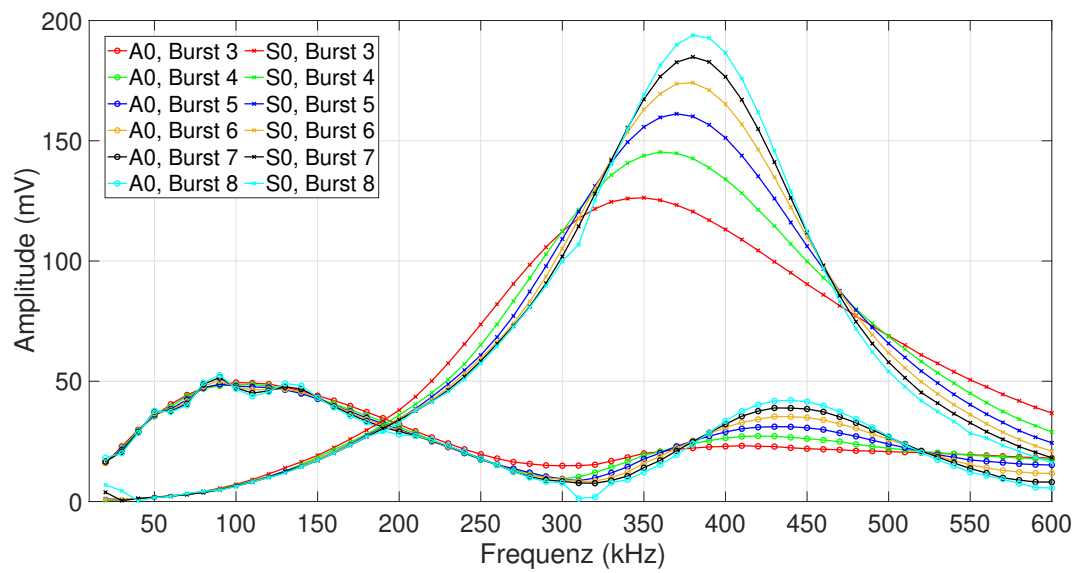


Abbildung 3.13: Einfluss der Burst-Anzahl auf das Mode Tuning. Signale mit angewendetem Dispersion Removal Algorithmus.

Kapitel 4

Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen

4.1 Digitale Signalauswertung

Dieses Kapitel beinhaltet einen kurzen Überblick über gängige Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen. Eine ausführliche Beschreibung der nachfolgenden Methoden ist in dem Buch von Su und Ye [21] zu finden, auf dem dieses Kapitel größtenteils beruht.

4.1.1 Zeit-Domäne

Die Auswertung von aufgenommenen Signalen von Lamb-Wellen kann in unterschiedlichen Domänen erfolgen. Die wohl intuitivste und mit am häufigsten verwendete ist die Zeit-Domäne.

Hilbert Transformation

In der Zeit-Domäne ist besonders die Hilbert Transformation zu erwähnen. Nach Anwendung dieser erhält man das ursprüngliche Signal als Realteil und eine phasenverschobene Variante als Imaginärteil. Zudem entspricht der Absolutwert des Real- und Imaginärteils der Einhüllenden des Signals, welche die Energieverteilung in der Zeit-Domäne beschreibt [21].

Kreuz- und Autokorrelation

Die Autokorrelation wird häufig im SHM verwendet, um das erfasste Messsignal mit einem früher aufgenommenen Referenzsignal des gleichen Sensors zu vergleichen. Über den Korrelationskoeffizienten kann damit eine Aussage über das Vorhandensein einer Fehlstelle getroffen werden. Bei der Kreuzkorrelation hingegen werden zwei unterschiedliche Signale miteinander verglichen und nach Übereinstimmungen gesucht. Damit bietet sie auch eine Möglichkeit die Laufzeit einer Lamb-Welle zu bestimmen [21].

Zeitumkehrung

Eine sehr interessante Methode ist die Zeitumkehrung, im englischsprachigen Raum bekannt unter Time Reversal. Hierbei werden zwei Piezos jeweils als Sender und Empfänger verwendet. Im ersten Schritt sendet Piezo A ein Signal an Piezo B. Das am Piezo B empfangene Signal wird invertiert – das Ende des Empfangssignals wird zum Anfang des Sendesignals – und in einem zweiten Schritt zurück an Piezo A gesendet. Durch dieses Verfahren lassen sich die Dispersionseffekte kompensieren. Die Frequenzen mit einer hohen Gruppengeschwindigkeit kommen zuerst an Piezo B an, die mit einer niedrigen Geschwindigkeit verspätet. Durch die zeitliche Invertierung werden zuerst die langsamen Frequenzen zurückgesendet und anschließend die schnelleren. Durch das Entfernen der Dispersion sollte das ursprünglich gesendete Signal wieder empfangen werden. Weicht dieses jedoch ab, kann auf die Existenz einer Fehlstelle geschlossen werden [21, 22].

4.1.2 Frequenz-Domäne

Ebenfalls zu einer der am häufigsten verwendeten Domänen zählt die Frequenz-Domäne.

Fourier Transformation

Die Umwandlung eines Signals von der Zeit- in die Frequenz-Domäne erfolgt mit der Fourier Transformation (FT), welche sich auf kontinuierliche Signale bezieht. Für diskret abgetastete Signale gibt es die Diskrete Fourier Transformation (DFT). Die sehr bekannte Fast Fourier Transformation (FFT) ist dabei eine Methode zur effizienten Berechnung der DFT. Letztendlich erhält man bei der Fourier Transformation die Amplituden und Phase der einzelnen Frequenzen, die im betrachteten Signal enthalten sind.

2D Fourier Transformation

Eine Erweiterung der FT ist die 2D-FT. Hierbei wird neben der Zeitabhängigkeit noch eine zweite Größe, wie die Ortsabhängigkeit berücksichtigt. Bezogen auf die Lamb-Wellen, lassen sich mit einer 2D-FFT unterschiedliche Moden trotz gleicher Frequenz voneinander trennen. Messtechnisch lässt sich das beispielsweise mit einem Laser-Doppler-Vibrometer realisieren. Ein Piezo sendet eine Lamb-Welle und das Vibrometer misst diese Welle an unterschiedlichen Positionen entlang einer Linie. Bei den so erzeugten dreidimensionalen Graphen wird meist die Wellenzahl über die Frequenz aufgetragen. Die dritte Dimension ist die Intensität und ermöglicht so eine Separierung der enthaltenen Lamb-Moden.

Filter

Digitale und auch analoge Filter können bei der Signalauswertung sehr hilfreich sein, sofern die interessanten Frequenzen von den störenden Frequenzen ausreichend getrennt sind. Als Beispiel sei ein Hochpassfilter genannt, mit dem sich die in Messsignalen häufig vorzufindende 50 Hz Schwingung des Stromnetzes entfernen lässt.

4.1.3 Zeit-Frequenz-Domäne

Es gibt Informationen, die nur in einer bestimmten Domäne zur Verfügung stehen. Dazu zählt z.B. die Signallaufzeit einer Welle. Durch die Umwandlung des Signals von der Zeit-Domäne in die Frequenz-Domäne steht diese Information nicht mehr direkt zur Verfügung. Der unmittelbare Zugang zu diesen Informationen kann durch eine Kombination von Domänen erhalten werden.

Kurzzeit Fourier Transformation

Bei der Kurzzeit Fourier Transformation (engl.: Short Time Fourier Transform, STFT) werden immer nur Frequenzen in einem bestimmten Zeitfenster ausgewertet und dieses stückweise verschoben. Durch den Einfluss der Fensterbreite lässt sich einstellen, wie genau die Zeit oder Frequenz betrachtet wird.

Wigner-Ville Verteilung

Eine weitere Möglichkeit bietet die Wigner-Ville Verteilung (engl.: Wigner-Ville Distribution, WVD). Durch eine flexible Fensterbreite liefert die WVD bessere Ergebnisse, als die STFT. Dadurch, dass mathematisches Aliasing verhindert werden muss, ist der Rechenaufwand bei der WVD jedoch erheblich höher. Zudem kann es bei mehreren Signalkomponenten mit hohen Intensitäten oder großen Intensitätsunterschieden zu fehlerhaften Transformationen kommen. Das Verfahren ist ebenfalls empfindlich gegenüber verrauschten Signalen. Zur Lösung dieser Probleme gibt es einige Ansätze, wobei diese meist nur für einen speziellen Anwendungsfall funktionieren [21].

4.1.4 Wavelet-Transformation

Bei der Wavelet-Transformation wird das Signal über die zwei Größen Scale und Time beschrieben. Bei der Auswahl der Wavelet Funktion sollte auf eine möglichst große Ähnlichkeit zu dem zu untersuchenden Signal geachtet werden. Dies hat damit zu tun, dass der Wavelet Koeffizient die Ähnlichkeit zwischen der Wavelet Funktion und dem Signal darstellt. Unterteilen lässt sie sich in zwei Typen.

Kontinuierliche Wavelet-Transformation

Bei der kontinuierlichen Wavelet-Transformation (engl.: Continuous Wavelet Transform, CWT) erhält man eine 3D-Darstellung des ursprünglichen Signals. Aufgetragen wird der Wavelet Koeffizient über die Zeit und Scale. Das Verfahren wird unter anderem zur Visualisierung der Signalenergie verwendet.

Diskrete Wavelet-Transformation

Die Diskrete Wavelet-Transformation (engl.: Discrete Wavelet Transform, DWT) hingegen zerlegt ein Signal in eine Serie aus Frequenzbereichen. Die oberste Ebene wird durch die halbe Abtastfrequenz begrenzt und beinhaltet die Frequenzen zwischen einem Viertel und der Hälfte der Abtastfrequenz. Die Untergrenze der oberen Ebene ist zugleich die Obergrenze der darunterliegenden Ebene. Letztendlich wird das Signal mittels der DWT in verschiedene Frequenzbereiche zerlegt, wodurch sich das Verfahren sehr gut für Entrauschen, Filtern und Komprimieren von Signalen eignet.

4.2 Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen

Bevor Lamb-Wellen-Signale für das Structural Health Monitoring eingesetzt werden können, müssen diese in der Regel vorverarbeitet werden.

Mittelung und Glättung

Eine der einfachsten Möglichkeiten ist die Anwendung eines gleitenden Mittelwerts, mit dem zufälliges Rauschen reduziert und die Signalkurve geglättet wird. Zudem lässt sich der Gleichspannungsanteil im Signal durch Abziehen des Mittelwerts entfernen.

Entrauschen

Eine gezieltere Methode das Rauschen eines Signals zu entfernen, als der gleitende Mittelwert, ist beispielsweise die bereits erwähnte DWT. Durch die Wahl eines oder mehrerer relevanter Frequenzbänder kann das eigentliche Messsignal sowohl von hoch- als auch niederfrequentem Rauschen getrennt werden. Hierzu zählt auch der bereits genannte Gleichspannungsanteil.

Eigenschaftsextraktion und Schadensindex

Eigenschaftsextraktion (engl.: Feature Extraction) ist der Vorgang der Identifizierung und Auswahl der durch Schäden veränderter Eigenschaften und Parameter eines Signals. Diese werden Merkmale oder Charakteristiken eines Signals genannt. Bei Lamb-Wellen Signalen sind das zum Beispiel Time of Flight (ToF), Amplitude, Dämpfung, Frequenz, Phase und viele mehr. Je nach Anwendungsfall werden diejenigen Merkmale herausgesucht, die besonders sensitiv sind. Die extrahierten Merkmale werden verwendet, um den sogenannten Schadensindex (engl.: Damage Index, DI) zu berechnen. Anhand eines solchen Index wird dann eine Aussage über den Zustand des zu überwachenden Objekts getroffen.

Bei den DIs wird wiederum zwischen Zeit- und Frequenz-Domäne unterschieden. In der Zeit-Domäne seien ToF, Root Mean Square (RMS), peak-to-peak Amplitude, Dämpfungsrate der Wellenernergie und Varianz erwähnt. In der Frequenz-Domäne sind das z.B. die spektrale Leistungsdichte sowie Phase, Amplituden, Varianz und Kurtosis der FFT.

Die Wahl des „besten“ DI hängt von dem zu erwartenden Schaden ab und kann nicht pauschal getroffen werden. Ein guter DI muss sensitiv gegenüber dem Schaden sein und robust gegen äußere Einflüsse wie Rauschen. Die Auswahl der Signalmerkmale ist zudem oft ein Kompromiss zwischen Empfindlichkeit und benötigtem Rechenaufwand [21].

Komprimierung

Bei langfristigen Überwachungen entstehen riesige Datenmengen, die verarbeitet werden müssen. Mit der Datenkomprimierung können diese auf ein handelbares Niveau reduziert werden. Zudem geht es bei der Komprimierung oft darum, dass die Daten nur relevante Informationen enthalten und beispielsweise Rauschen entfernt wird.

Erwähnt sei in diesem Zusammenhang die grenzwertbasierte lineare Signalkomprimierung. Hierbei werden alle Daten, die einen Grenzwert überschreiten, aus einer in eine andere Domäne transformiert. Dies kann beispielsweise, mittels der Wavelet-Transformation, von der Zeit- in die Frequenz-Domäne sein. In der Frequenz-Domäne werden dann alle Wavelet-Koeffizienten, die einen definierten Grenzwert unterschreiten, auf 0 gesetzt. Bei der anschließenden Rücktransformation ergibt sich eine Art gefiltertes Signal, in dem nur noch überwiegend relevante Informationen enthalten sind. Die Menge der Daten bleibt dabei jedoch konstant [21].

Eine andere Methode ist die Hauptkomponentenanalyse (engl.: Principal Component Analysis, PCA). Bei der PCA wird versucht eine große Anzahl von Merkmalen durch möglichst wenige, dafür aussagekräftige Linearkombinationen dieser, die sogenannten Hauptkomponenten, darzustellen. Während des Vorgangs werden stark korrelierende Merkmale zusammengefasst. In den sich so ergebenden, meist erheblich geringeren Daten, sind alle relevanten Informationen enthalten [23].

4.3 Korrektur der Dispersionseffekte

Wie in Kapitel 2 bereits erläutert, haben Lamb-Wellen eine frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit und sind demnach dispersiv. Für die präzise Positionsbestimmung von Fehlstellen stellt jedoch die dadurch verursachte Signalverformung und besonders die Signalstreckung ein Problem dar. So können beispielsweise die Reflexionen zweier dicht beieinander liegenden Fehlstellen nur dann klar voneinander unterschieden werden, wenn deren Signale sich nicht zu stark überlagern [24]. Dies führt somit entweder zu einer Minderung der räumlichen Auflösung oder zur Begrenzung auf Frequenzen, in denen die jeweilige Mode eine möglichst geringe Dispersion besitzt.

Um dem entgegen zu wirken wurden diverse Methoden zur Kompensation und Entfernung von Dispersionseffekten sowie zur Rekonstruktion des ursprünglichen Signals entwickelt. Wilcox [24, 25] führt hierzu eine Kompensation in der Frequenz-Wellenzahl-Domäne durch, bei der die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit über ein vorgegebenes Dispersionsdiagramm berücksichtigt wird. Ein weiterer möglicher Ansatz baut auf dem nichtlinearen Verlauf der Wellenzahl auf, der zu Phasenverschiebungen und dadurch letztendlich zur Dispersion führt. Für den Fall eines linearen Wellenzahlverlaufs würde es keine Dispersion geben. Darauf basierend bildet der Dispersion-Entfernungs-Algorithmus das Signal auf eine Wellenzahl-Domäne ab, in der der lineare Zusammenhang erfüllt und demzufolge die Dispersion entfernt ist [26, 27]. Es gibt auch Algorithmen, die nicht auf ein separat berechnetes Dispersionsdiagramm angewiesen sind. Hierbei wird das Übertragungsverhalten der Signallaufstrecke beispielsweise über einen breitbandigen Impuls gemessen und anschließend die frequenzabhängige Wellenzahl bestimmt [28]. Diese Methoden eignen sich auch für komplexe Geometrien, bei denen es schwierig ist das Dispersionsdiagramm rechnerisch zu ermitteln [29]. Neben Impulsanregung gibt es auch Varianten mit Chirp Signalen [30]. Für die zuvor erwähnte Variante mit linearisierten Wellenzahlen gibt es auch Erweiterungen, bei denen die Wellenzahlen messtechnisch bestimmt werden [31]. Bei anderen Algorithmen müssen im Vorfeld Informationen, wie die Signallaufzeit einer Welle, bestimmt werden, mit deren Hilfe anschließend die Dispersionseffekte kompensiert werden [32]. Zudem gibt es noch Verfahren, die auf der Warped Frequency Transform [33] oder auf einer Zeit-Weg-Domäne Transformation [34] beruhen.

Die zuvor genannten Methoden können jedoch nur mit einzelnen Lamb-Moden umgehen und deren Dispersion entfernen. Durch das in Kapitel 3 vorgestellte Mode Tuning lassen sich zwar die Anteile von unerwünschten Moden reduzieren, jedoch nie vollständig unterdrücken. Für diesen Fall gibt es datenbankbasierte Algorithmen [35, 36]. Hierbei wird zu Beginn eine möglichst vollständige Datenbank aller zu erwartenden Signale erzeugt. Das gemessene Signal wird anschließend mit der Datenbank verglichen und nach der größten Übereinstimmung gesucht. Das so gefundene

Element der Datenbank wird von dem Messsignal abgezogen und der Vorgang wird solange wiederholt, bis ausschließlich Rauschen übrigbleibt. Durch diese Methode ist es somit möglich selbst komplexe Signale mit mehreren Reflexionen und Moden in ihre Bestandteile zu zerlegen. Hierbei sei jedoch erwähnt, dass die Algorithmen nur so gut sind, wie ihre Datenbanken. Zudem existiert eine sehr große Anzahl an möglichen Signalen, wodurch die Begrenzung des Rechenaufwandes eines der größten Herausforderungen dieser Methoden ist.

Nachfolgend werden zwei der erwähnten Verfahren genauer erläutert.

4.3.1 Dispersion Removal

Die erste Methode beruht auf der linearisierten Wellenzahl [26]. Der lineare Zusammenhang der Wellenzahl wird über eine Taylorentwicklung der Wellenzahl $\xi(\omega)$ an der Anregungsfrequenz ω_0 bis zur ersten Ordnung angenähert.

$$\xi(\omega) \approx \xi_{lin}(\omega) = \xi(\omega_0) + \xi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) = \xi(\omega_0) + \frac{\omega - \omega_0}{v_{gr}(\omega_0)} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $v_{gr}(\omega_0)$ die Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode.

Das Vorgehen zur Entfernung der Dispersion kann in vier Schritten unterteilt werden [26]:

1. Anwenden der Fourier Transform auf das gemessene Signal $g(t)$ liefert $G(\xi)$. Dabei gilt $G(\xi) = G(\omega)$, da ξ eine Funktion von ω ist.
2. Verwenden der Formel (4.1) zur Berechnung der linearen Wellenzahlen $\xi_{lin}(\omega)$.
3. Interpolieren der $[\xi, G(\xi)]$ Paare an $\xi_{lin}(\omega)$ liefert $G[\xi_{lin}(\omega)]$.
4. Anwenden der inversen Fourier Transformation auf $G[\xi_{lin}(\omega)]$ ergibt das Signal ohne Dispersion.

4.3.2 Dispersion Compensation

Die zweite Variante ist von Wilcox [24] ausführlich beschrieben. Bei der Anwendung des Algorithmus gilt es jedoch einige Punkte zu beachten.

Die Mindestanzahl der Punkte in der Wellenzahl-Domäne muss

$$n_\xi > 2 \frac{\xi_{Nyq}}{\Delta\xi} \quad (4.2)$$

betragen. ξ_{Nyq} ist die Wellenzahl bei der Nyquistfrequenz f_{Nyq} . Dabei müssen die Zusammenhänge

$$\begin{aligned}\xi_{Nyq} &\geq \xi(f_{Nyq}) \\ &\geq \xi(1/(2\Delta t)) \\ \frac{1}{2\Delta x} &\geq \xi(1/(2\Delta t)) \\ \Delta x &\leq \frac{1}{2\xi(1/(2\Delta t))}\end{aligned}\tag{4.3}$$

erfüllt sein. Δx die Ortsauflösung, die sich bei der Umwandlung aus der Zeit-Domäne in die Orts-Domäne ergibt und Δt die Zeitschrittweite des Messsignals. Die Schrittweite der Wellenzahl ist hierbei definiert als

$$\begin{aligned}\Delta\xi &= \frac{1}{n_\xi\Delta x} \\ &< \frac{1}{m\Delta t v_{max}}\end{aligned}\tag{4.4}$$

m ist die Anzahl der Messpunkte im ursprünglichen Signal und v_{max} die maximale Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode.

Die Umsetzung lässt sich in sieben Punkte zusammenfassen [24]:

1. Durchführen von Zero-Padding auf das gemessene Signal $g(t)$. Das sich ergebende Signal sollte mindestens achtmal so viele Punkte enthalten, wie das ursprüngliche Signal und die Anzahl der Punkte eine Zweierpotenz darstellen.
2. Anwenden der FFT auf das angepasste Signal liefert $G(\omega)$.
3. Berechnen der Anzahl n_ξ der Punkte in der Wellenzahl-Domäne sowie der Wellenzahl-Schrittweite $\Delta\xi$ und Distanz-Schrittweite Δx unter Berücksichtigung der durch (4.2), (4.3) und (4.4) gegebenen Bedingungen.
4. Interpolieren von $G(\omega)$ der betrachteten Mode mit gleichbleibenden Abständen der Wellenzahl ξ liefert $G(\xi)$.
5. Berechnen der Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode an denselben Punkten liefert $v_{gr}(\xi)$.
6. Berechnen von $H(\xi) = G(\xi)v_{gr}(\xi)$.
7. Anwenden der inversen Fourier Transformation auf $H(\xi)$ ergibt das dispersionskompensierte Signal $h(x)$ im Ortsraum.

Durch das Festlegen einer bestimmten Geschwindigkeit – die Gruppengeschwindigkeit der betrachteten Mode bei der Anregfrequenz – lässt sich der Ortsvektor wieder in einen Zeitvektor umrechnen.

Es ist zu erwähnen, dass der Dispersion Compensation Algorithmus rechenaufwendiger ist, als der zuvor vorgestellte Dispersion Removal Algorithmus [26].

4.3.3 Vergleich der Algorithmen

Für den Vergleich der beiden Algorithmen wird eine 1.5 mm Aluminiumplatte angenommen. Die Materialeigenschaften sind identisch zu den Standardwerten aus Kapitel 3.4. Die Anregfrequenz wird anhand der Maxima des rechten Graphen aus Abbildung 3.4 ausgewählt. Damit ergibt sich für die A0-Mode 90 kHz und für die S0-Mode 420 kHz. Das dazugehörige Dispersionsdiagramm der Gruppengeschwindigkeit, mit den Frequenzspektren der Anregesignale für einen 3-fach Sinusburst mit Hanning Fensterung, ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Hierbei wird nochmal deutlich, wie unterschiedlich die Bandbreite bei gleicher Burstanzahl und variierender Anregfrequenz ist. Zudem ist gut erkennbar, dass die A0-Mode bei 90 kHz stark dispersiv ist. Die S0-Mode hingegen zeigt bei 420 kHz nur eine geringfügige Änderung der Gruppengeschwindigkeit und demzufolge eine geringe Dispersion.

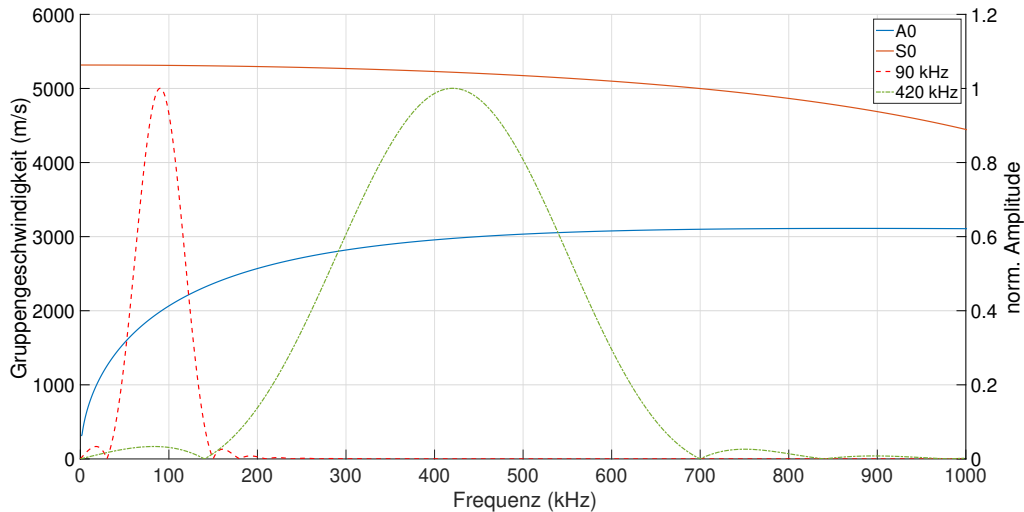


Abbildung 4.1: Dispersionsdiagramm der A0- und S0-Mode bis 1 MHz mit eingezeichneten Frequenzspektren der Anregesignale

Abbildung 4.2 zeigt die berechneten Graphen für die A0-Mode. Der oberste Graph beinhaltet hierbei das Sendesignal (blau) und das mittels Gleichung (2.9) berechnete Empfangssignal nach einer Laufstrecke von 300 mm. Wie erwartet, ist die A0-Mode in diesem Frequenzbereich stark dispersiv. Die beiden unteren Graphen zeigen die Ergebnisse der Algorithmen. Bei beiden Methoden ist die Signallänge wieder in der Größenordnung des ursprünglichen Sendesignals. Der Dispersion Removal Algorithmus zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, wobei die Phasenverschiebung des korrigierten Signals auffällt. Bei Dispersion Compensation ist hingegen eine deutliche Frequenzerhöhung des Amplitudenmaximums des neu berechneten Signals zu erkennen. Dieses Phänomen wurde bereits in einer Veröffentlichung von Xu [26] beobachtet und auf Artefakte, die beispielsweise bei der Interpolation auftreten zurückgeführt.

Bei der S0-Mode (Abbildung 4.3) ist, wie zu erwarten, eine deutlich geringe Disper-

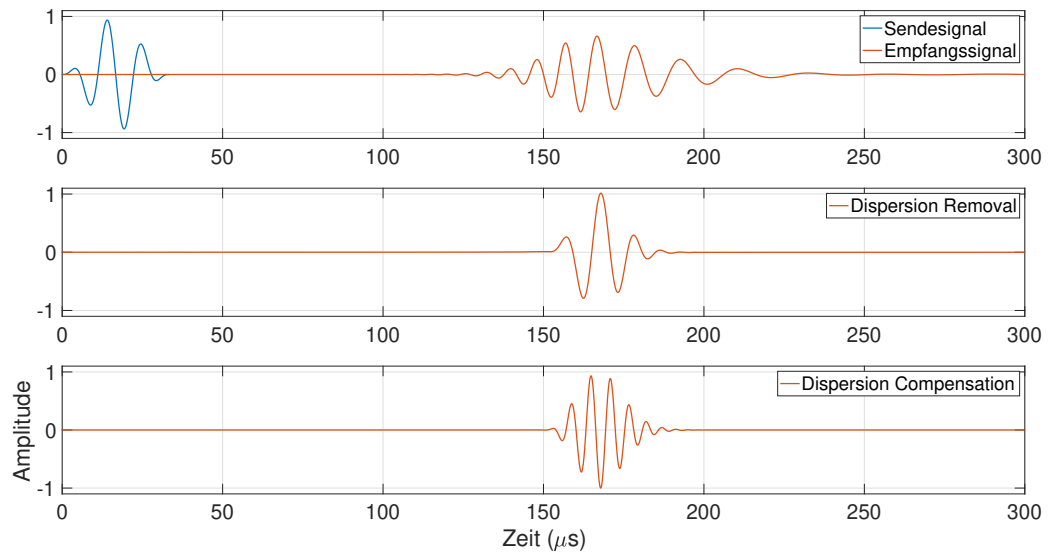


Abbildung 4.2: Vergleich der Dispersion Removal und Dispersion Compensation Algorithmen bei einer A0-Mode

sion zu erkennen. Die Algorithmen liefern hierbei ein nahezu dispersionsfreies Signal. Auffällig ist erneut die Phasenverschiebung bei dem Dispersion Removal Algorithmus, wohingegen der Dispersion Compensation Algorithmus auch die Phasenlage des ursprünglichen Signals liefert.

Letztendlich haben beide Algorithmen Vor- und Nachteile. Welcher von beiden bevorzugt einzusetzen ist, hängt von dem jeweiligen Anwendungsfall ab.

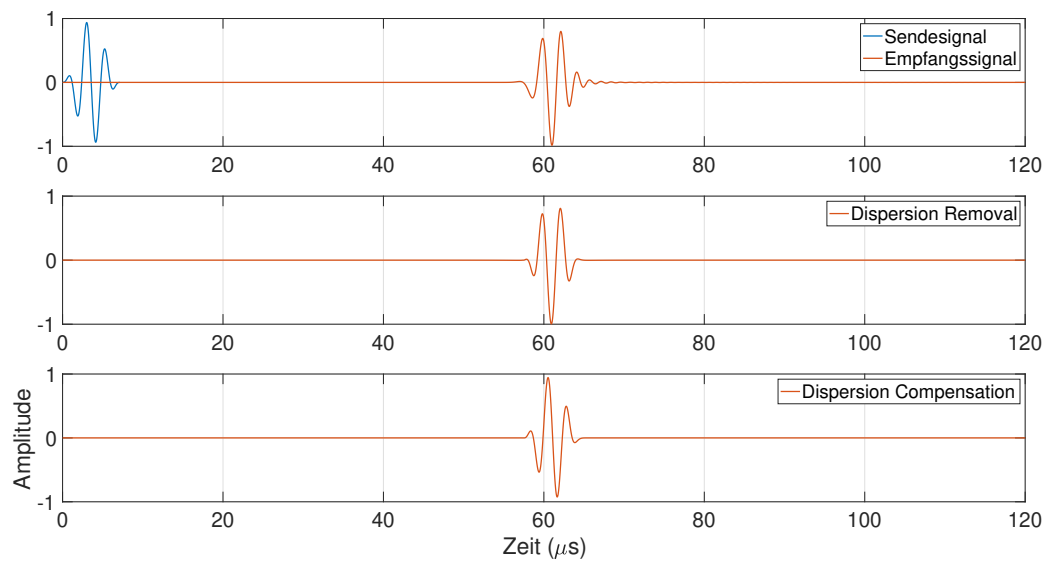


Abbildung 4.3: Vergleich der Dispersion Removal und Dispersion Compensation Algorithmen bei einer S0-Mode

Kapitel 5

Schadensdetektion mit geführten akustischen Wellen

Im SHM gibt es eine Vielzahl an Verfahren, mit denen der Zustand eines Objekts überwacht und mögliche Fehlstellen identifiziert werden können. Nachfolgend werden einige Beispiele, für den speziellen Fall von geführten akustischen Wellen erläutert. Sofern es nicht explizit erwähnt ist, sind die Informationen in diesem Kapitel aus dem Buch von Su und Ye [21] entnommen.

Für die meisten Verfahren gilt, dass ein Schaden nur dann als solcher erkannt werden kann, wenn bekannt ist, wie das Signal ohne Schadstelle aussieht. Das dafür nötige Referenzsignal kann entweder messtechnisch erfasst oder rechnerisch bestimmt werden. Bei stark ausgeprägten Schäden ist es teilweise auch möglich, durch eine visuelle Begutachtung der gemessenen Signale, die Existenz eines Schadens zu erkennen.

Die nachfolgenden Verfahren können in zwei Typen unterteilt werden. Bei dem ersten Verfahren – Senden-Empfangen (engl.: pitch-catch) – werden zwei separate Sensoren verwendet, die eine Signallaufstrecke bilden. Der zweite Typ – Impuls-Echo (engl.: pulse-echo) – benötigt nur einen Sensor, der sowohl als Sender, als auch Empfänger fungiert. Ein Nachteil bei dieser Methode ist jedoch, dass die Wellen oft eine größere Strecke zurücklegen müssen, wodurch Informationen verloren gehen können. Dies ist der Fall, wenn die Fehlstelle weiter entfernt ist, als der halbe Abstand der Piezos bei dem Senden-Empfangen Verfahren. Der Informationsverlust kann die Abnahme der Intensität auf ein nicht mehr detektierbares Niveau sein.

Der größte Unterschied zwischen den zwei Methoden ist jedoch der Teil der Welle, anhand der die Existenz eines Schadens ermittelt wird. Bei der Signallaufstrecke wird das transmittierte Wellensignal ausgewertet. Bei Impuls-Echo hingegen das reflektierte Signal. Die äußeren Bedingungen sowie die Art des zu erwartenden Fehlers entscheiden letztendlich über die einzusetzende Methode. Bei Rissen in Platten wird beispielsweise häufig eine S0-Mode mit Impuls-Echo verwendet [1, 21].

5.1 Time of Flight

Bei der Time of Flight Messung (ToF) wird die Laufzeit eines Signals ermittelt. Hierfür gibt es eine Vielzahl an Möglichkeiten, wie beispielsweise Nullstellensuche, Amplitudenmaxima, Maximum der Kreuzkorrelation zwischen Sende- und Empfangssignal, Maximum der Einhüllenden, Maximum der Scale-Averaged Wavelet Power (SAP) oder auch der Masseschwerpunkt. Die dafür benötigten Verfahren zur Signalverarbeitung wurden zum Teil in Kapitel 4 genauer erläutert.

Eindimensionale Problemstellung

Im eindimensionalen Fall, wie beispielsweise einem Metallstab mit einer mittigen Einkerbung, lässt sich mit einem, am Ende des Stabs angebrachten Piezo im Impulsecho Betrieb, die Laufzeit der zusätzlichen Reflexion bestimmen und in einen Abstand vom Sender umrechnen. Bei einem Sendepiezo auf der einen Seite des Stabs und einem Empfangspiezo auf der anderen Seite wird zwar das Empfangssignal verändert, es ist jedoch schwierig die Position der Fehlstelle zu ermitteln.

Zweidimensionale Problemstellung mit zwei Sender-Empfänger-Paaren

Bei einem räumlich getrennten Sender und Empfänger lässt sich die bestimmte Laufzeit einer Reflexion in die möglichen Positionen einer Fehlstelle umrechnen. Hierbei ergibt sich eine Ellipse, deren Brennpunkte der Sender und Empfänger ist (siehe Abbildung 5.1). Durch die Verwendung von zwei Sender-Empfänger Paaren werden zwei Ellipsen erzeugt. Die sich ergebenden Schnittpunkte der Ellipsen sind dann die möglichen Fehlerpositionen. So lässt sich durch eine Erhöhung der Sensoren die Position von Fehlstellen genauer bestimmen.

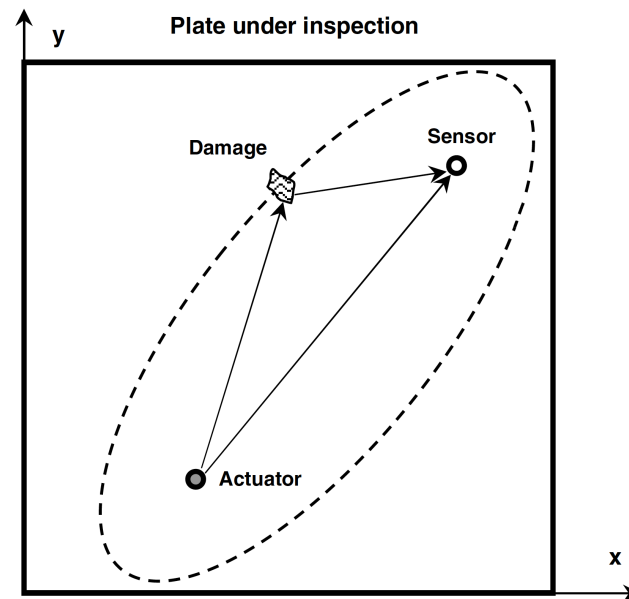


Abbildung 5.1: Bestimmung der möglichen Schadenspositionen mit zwei Piezos nach [21]

Zweidimensionale Problemstellung mit aktivem Sensornetzwerk

Bei der Verwendung von mehreren Sensoren, die jeweils als Sender und Empfänger dienen, ergibt sich schnell eine große Anzahl an möglichen Signallaufstrecken. Durch die Überlagerung aller berechneten Ellipsen lässt sich die Position der Fehlstelle ermitteln. Hierbei erhält man in der Regel keinen Punkt, sondern eine Fläche. Dies liegt daran, dass die Fehlstelle selbst eine gewisse räumliche Ausdehnung hat und die Wellen an den Rändern reflektiert werden. Hinzu kommen Ungenauigkeiten bei der ToF Bestimmung. Diese können beispielsweise durch Dispersionseffekte oder überlagernde Reflexionen an Kanten verursacht werden.

5.2 Time Reversal

Die Time Reversal Methode wurde bereits in Kapitel 4.1.1 vorgestellt. Das nach zweifachem Senden erhaltene Signal wird mit dem ursprünglichen Sendesignal verglichen und auf Abweichungen untersucht. Der Vorteil dieser Methode ist, dass kein Referenzsignal nötig ist, da das Sendesignal bekannt ist [21, 22].

5.3 Migration Technique

Bei dieser Methode wird das von unterschiedlichen Piezos empfangene Signal bis zu den Schallquellen zurückgerechnet. Das Verfahren beruht auf der Lösung der Wellengleichung. Dabei wird angenommen, dass beim Auftreffen der Welle auf eine Fehlstelle im Substrat eine neue Welle entsteht, die sich vergleichbar mit der ursprünglich angeregten Welle innerhalb des Substrats ausbreitet. Der Schaden kann somit als neue Schallquelle gesehen werden. Im ersten Schritt wird die Wellenausbreitung des Sendepiezoelements simuliert. Ist diese abgeschlossen, wird das Signal des Empfangspiezoelements als Randbedingung gesetzt und begonnen die Simulation schrittweise rückwärts zu extrapolieren. Eine Schadstelle kann dabei in den sich ergebenden Bildern der Simulation erkannt werden. Am Ende werden die pro Empfangspiezoelement zurückgerechneten Bilder übereinander gelegt und somit ein Bild der Fehlstellen erzeugt [1, 21].

5.4 Tomografie

Die Tomografie lässt sich in verschiedene Varianten unterteilen. Im einfachsten Fall werden Sensoren um den zu untersuchenden Bereich angebracht. Jeder Sensor dient sowohl als Sender, als auch Empfänger. Bei der Signalauswertung wird jedes gemessene Signal mit einem Referenzsignal verglichen. Bei unter- oder überschreiten eines Schwellwerts wird davon ausgegangen, dass in der Laufstrecke ein Objekt oder eine Fehlstelle existiert. Durch Einzeichnen der Signallaufstrecken, bei denen der Schwellwert überschritten wurde erhält man beispielsweise die in Abbildung 5.2 gezeigten Bilder. Das Objekt im Zentrum sorgt für eine Unterbrechung der Signalfade und lässt sich dadurch erkennen.

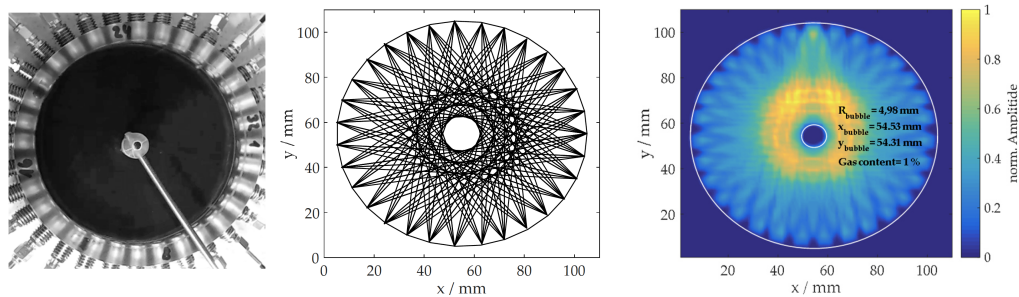


Abbildung 5.2: Eine Methode der Tomografie mit Longitudinalwellen in Wasser [37]

Bei einer rechenaufwändigeren Variante der Tomografie werden zuerst die Signallaufzeiten aller Wandlerkombinationen bestimmt und das zu überwachende Gebiet in Flächenelemente zerlegt. Abbildung 5.3 verdeutlicht das Grundprinzip. Anfangs wird davon ausgegangen, dass die Geschwindigkeit in allen Zellen identisch ist und sich die Laufzeiten der einzelnen Wandlerpaare aus den Einzellaufzeiten der Zellen zusammensetzen. Anschließend werden die Zellen iterativ neu berechnet und die

jeweilige Geschwindigkeit korrigiert, bis die Kombination der Einzelzellen der gemessenen ToF entspricht. Zuletzt werden die Zellen in Abhängigkeit ihrer berechneten Geschwindigkeit farblich markiert und visuell dargestellt. Anstelle der Geschwindigkeit kann auch die Dämpfung verwendet werden.

Ein Nachteil der Tomografie ist die hohe Anzahl an benötigten Sensoren und die geringe räumliche Auflösung im Verhältnis zur Sensoranzahl.

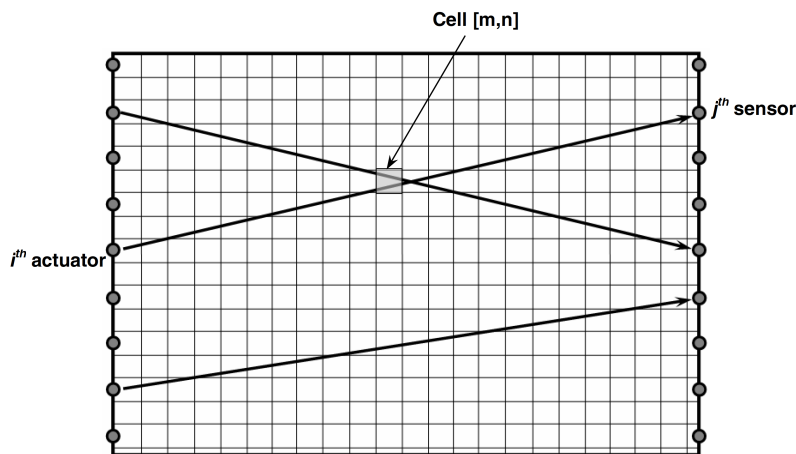


Abbildung 5.3: Lamb-Wellen Tomografie mit Berechnung von einzelnen Zellen [21]

5.5 Probability-based Diagnostic Imaging

Bei diesen Verfahren wird die zu untersuchende Fläche wiederum in Einzelelemente zerlegt. Anhand von Schadensindizes wird anschließend die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass in dem jeweiligen Feld eine Fehlstelle vorhanden ist. Mögliche DIs sind unter anderem ToF, Signalamplitude, Signalenergie und der Korrelationskoeffizient zwischen dem empfangenen Signal und dem Referenzsignal. Am Beispiel der ToF Messung werden die bereits erwähnten Ellipsen nicht als Linie angenommen, sondern als eine Wahrscheinlichkeitsverteilung mit dem Maximum an der berechneten Linien-Position. Abbildung 5.4 zeigt eine solche Ellipse mit farblich gekennzeichnete Wahrscheinlichkeitsverteilung. Anhand der Abstände der Pixel zu der Linie wird ein Pixelwert berechnet. Durch die Überlagerung der Ergebnisse aller Sensorpaare erhält man eine Darstellung der untersuchten Fläche und kann mögliche Fehlstellen erkennen. Der Vorteil von Probability-based Diagnostic Imaging gegenüber der Tomografie ist die deutlich geringere Anzahl an benötigten Sensoren.

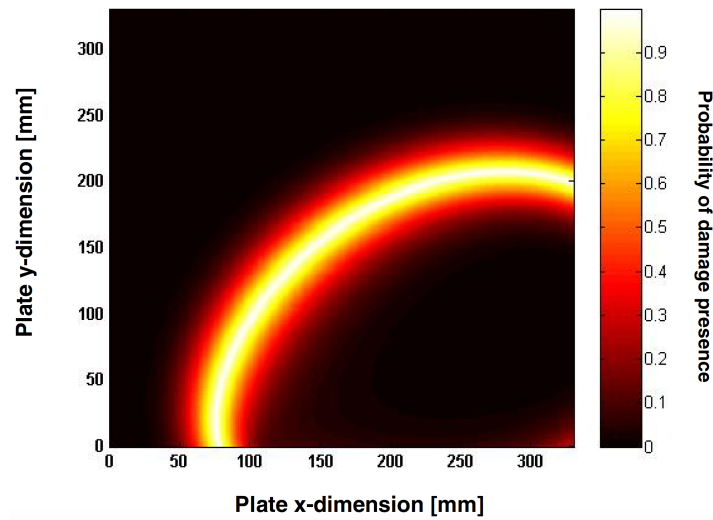


Abbildung 5.4: Visualisierung der berechneten Ellipse und der dazugehörigen Wahrscheinlichkeitsverteilung beim Probability-based Diagnostic Imaging [21]

5.6 Phased-Array

Als letzte Methode gilt es die Phased-Array Sensoren zu erwähnen. Eine ausführliche Betrachtung des Funktionsprinzips erfolgt in Kapitel 6.

Kapitel 6

Phased-Array

Phased-Array Systeme beruhen auf dem Grundprinzip, dass sich durch eine phasenversetzte Ansteuerung von Schallwandlern sowohl beim Senden als auch Empfangen eine Richtcharakteristik erzeugen lässt. Abbildung 6.1 veranschaulicht das Prinzip beim Senden. Jeder der fünf Piezos erzeugt für sich eine Kugelwelle. Durch das zeitlich versetzte Anregen der Piezos – zuerst der 1. Piezo, kurze Zeit später der 2. Piezo usw. – überlagern sich die einzelnen Kugelwellen zu einer gemeinsamen gerichteten Welle. Durch das Anpassen der Zeitverschiebung beim Senden sowie der Sensorgeometrie lässt sich die so entstehende Richtcharakteristik beeinflussen. Dieses Verfahren wird anschließend beim Empfangen der Schallwellen wiederholt. Durch die Überlagerung aller Signale ergibt sich letztendlich ein größerer Signal-Rauschabstand, wodurch Fehlstellen, nach dem Impuls-Echo-Prinzip, leichter erkannt und präzise lokalisiert werden können.

Dieses Kapitel baut auf dem Buch von Giurgiutiu [1] auf. Sofern es nicht explizit erwähnt ist, sind die Formeln und Informationen aus dieser Quelle entnommen.

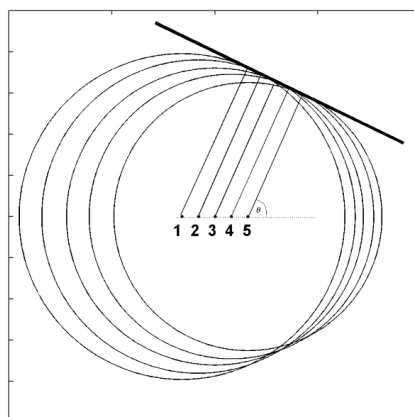


Abbildung 6.1: Erzeugung einer Richtcharakteristik durch die Überlagerung von Kugelwellen [38]

6.1 Beamforming

Das Einstellen einer gewünschten Richtcharakteristik über die phasenversetzte Ansteuerung der Sensoren wird als Beamforming bezeichnet. Durch die Verwendung von M Sensoren lässt sich die ausgesendete Signalenergie an einem vorgegebenen Punkt P um den Faktor M , im Vergleich zu einem einzelnen Sensor, erhöhen. Dies lässt sich bei dem Empfangen wiederholen und führt zu einem um den Faktor M verstärkten Empfangssignal. Demnach ist die gemessene Amplitude der reflektierten Welle an einer Fehlstelle um den Faktor M^2 verstärkt.

Als Formel lässt sich dieses Vorgehen ausdrücken durch

$$z(\phi_0) = \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M f_{i_s,j_e}(t - \Delta t_{i_s,\phi_0} - \Delta t_{j_e,\phi_0}) \quad (6.1)$$

f_{i_s,j_e} ist das empfangene Signal, wenn der Piezo i_s sendet und der Piezo j_e empfängt. M ist die Gesamtanzahl der Piezos. $\Delta t_{i_s,\phi_0}$ und $\Delta t_{j_e,\phi_0}$ sind die nötigen Zeitverschiebung, die sich aus den Positionen der Sende- und Empfangspiezozos für den Beamwinkel ϕ_0 berechnen lassen. Die Überlagerung aller verschobener Signale liefert dann $z(\phi_0)$. $z(\phi_0)$ ist demnach das Signal, in dem Reflexionen, die aus der Richtung ϕ_0 kommen, durch konstruktive Überlagerungen verstärkt sind. Ankommende Wellen, aus einer anderen Richtung, werden hingegen durch destruktive Überlagerungen unterdrückt.

Für den Fall, dass sich die Fehlstelle im Fernfeld befindet, lässt sich die Zeitverschiebung mit

$$\Delta t(\phi_0) = \frac{x_{s,e} \cos(\phi_0) + y_{s,e} \sin(\phi_0)}{c} \quad (6.2)$$

berechnen. $x_{s,e}$ und $y_{s,e}$ sind hierbei die x- und y-Koordinaten des jeweiligen Piezos und c ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle. Der Koordinatenursprung befindet sich hierbei im Zentrum des Arrays. Im Fall von Lamb-Wellen entspricht c der Gruppengeschwindigkeit der relevanten Mode.

6.1.1 Fernfeld und Nahfeld

Die Formel (6.2) ist eine Näherung für das Fernfeld und verliert ihre Gültigkeit im Nahfeld. Der Unterschied der Felder ist in Abbildung 6.2 veranschaulicht.

Die sich ausbreitende Schallwelle einer einzelnen punktuellen Schallquelle entspricht einer Kugelwelle. Die Krümmung der Wellenfront ist hierbei von der zurückgelegten Distanz abhängig. Im Fernfeld ist die Krümmung so gering, dass näherungsweise von einer ebenen Wellenfront ausgegangen werden kann. Zugleich ist der Abstand zwischen den einzelnen Phased-Array Sensoren zu einem Punkt P etwa gleich groß und es können entsprechende Vereinfachungen und Näherungen vorgenommen werden.

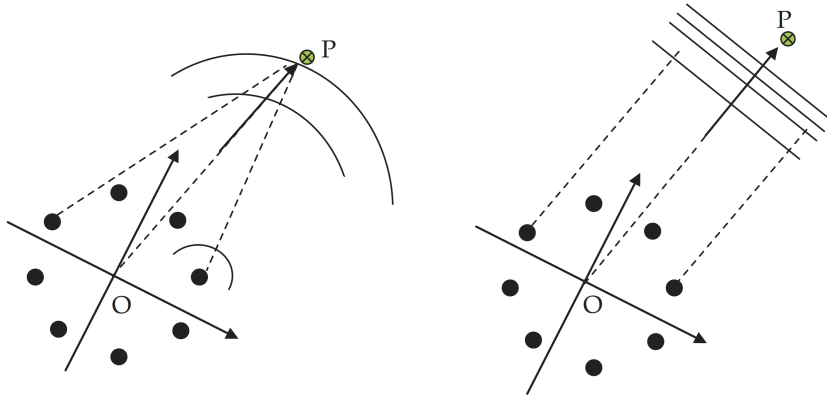


Abbildung 6.2: Unterschied zwischen Nah- (links) und Fernfeld (rechts) nach [1]

Im Nahfeld muss hingegen mit einer gekrümmten Wellenfront sowie stark abweichenden Abständen zwischen den Piezos und einem Punkt P gerechnet werden. Die Zeitverschiebungen müssen hierfür mittels Triangulation berechnet werden.

Unter der Annahme, dass sich das Zentrum des Phased-Arrays im Koordinatenursprung befindet, lässt sich der Abstand, ab dem das Fernfeld in etwa beginnt, definieren als

$$R_{\text{Fernfeld}} > 2 \frac{D^2}{\lambda} \quad (6.3)$$

und das Nahfeld als

$$0.62 \sqrt{D^3/\lambda} < R_{\text{Nahfeld}} \leq 2 \frac{D^2}{\lambda} \quad (6.4)$$

Die einzelnen Felder lassen sich hierbei nicht scharf voneinander abgrenzen. Es handelt sich vielmehr um einen fließenden Übergang.

Hierbei ist D die Array Öffnung (engl.: aperture, siehe Abbildung 6.3), λ die Wellenlänge und R der Abstand des zu untersuchenden Punktes.

Für den Fall eines linienförmig angeordneten Arrays mit M Piezos und einem Piezoabstand von d_a lässt sich D berechnen mit

$$D = (M - 1)d_a \quad (6.5)$$

Im Bereich $R < 0.62 \sqrt{D^3/\lambda}$ ist die klassische Phased-Array Theorie nicht mehr gültig und es müssen andere Verfahren zum Einsatz kommen.

Daher werden sich die Untersuchungen in diesem Kapitel auf das Fernfeld beschränken. Für die Berechnungen im Nahfeld werden im späteren Verlauf der Arbeit erweiterte Phased-Array Algorithmen vorgestellt.

6.1.2 Wave Steering

Durch die zeitliche Verschiebung der Sende- und Empfangssignale kann die Richtung des Beams beeinflusst werden. Im englischsprachigen Raum wird dieser Vorgang als Wave Steering bezeichnet. Die Form des Beams in Abhängigkeit vom Winkel ϕ_0 lässt sich berechnen durch

$$BF(\phi_0) = \sum_{m=1}^M w_m \frac{1}{\sqrt{r_m/r_P}} e^{j\omega(\frac{r_P-r_m}{v_{ph}} - \Delta t(\phi_0))} \quad (6.6)$$

Abbildung 6.3 veranschaulicht die Bedeutung von r_P und r_m .

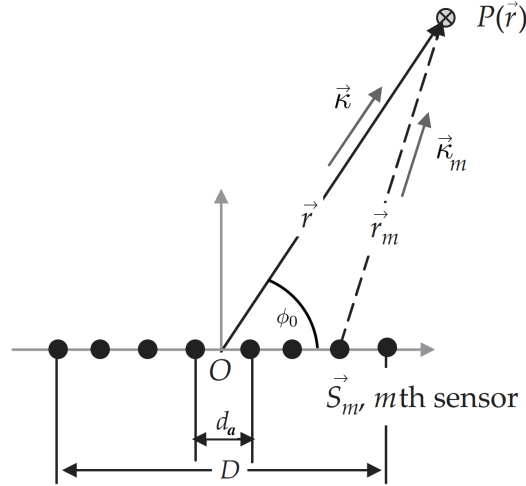


Abbildung 6.3: Schema eines Phased-Arrays mit M Piezos nach [1]

Dabei gilt die Notation

$$\vec{\kappa} = \frac{\vec{r}}{r_P} \quad \vec{\kappa}_m = \frac{\vec{r}_m}{|\vec{r}_m|} \quad \vec{r}_m = \vec{r} - \vec{S}_m \quad r_P = |\vec{r}| \quad r_m = |\vec{r}_m|$$

wobei $\vec{S}_m$ die Position des m -ten Piezos ist. $\vec{r}_m$ ist der Vektor zwischen dem m -ten Piezo und der Zielposition P . $\vec{r}$ ist der Vektor, der den Punkt P mit dem Koordinatenursprung verbindet. $\vec{\kappa}$ und $\vec{\kappa}_m$ sind die zu $\vec{r}$ und $\vec{r}_m$ gehörenden Einheitsvektoren. Demnach ist r_P der Abstand des Punkts P zum Koordinatenursprung und r_m der Abstand des m -ten Piezos zum Punkt P .

Die winkelabhängige Verschiebung $\Delta t(\phi_0)$ erhält man durch die Formel

$$\Delta t(\phi_0) = \frac{r_P - r_m}{v_{ph}} = \frac{x_m \cos(\phi_0) + y_m \sin(\phi_0)}{v_{ph}} \quad (6.7)$$

wobei x_m und y_m die x- und y-Koordinaten des m -ten Piezos sind und v_{ph} die Phasengeschwindigkeit der Welle.

w_m in der Formel (6.6) ist der Gewichtungsfaktoren des m -ten Piezos. Die Bedeutung der Gewichtungsfaktoren wird im Abschnitt 6.2.4 genauer behandelt.

Abbildung 6.4 zeigt beispielsweise den, mittels der Formel (6.6) berechneten, Beam eines 8-fach Linienarrays. Der Abstrahlwinkel ist 90° und der Abstand zwischen den einzelnen Piezos entspricht der halben Wellenlänge. Die Intensität der richtungsabhängigen Abstrahlcharakteristik ist auf 1 normiert. Die Hauptkeule (engl.: main lobe) stellt die beabsichtigte Richtcharakteristik dar. Die Nebenkeulen (engl.: side lobes) sind unerwünscht und führen einerseits zu Energieverlusten beim Senden und andererseits kann beim Empfangen ein aus dieser Richtung kommendes Signal erkannt werden, welches wiederum das eigentliche Messsignal aus dem vorgegebenen Beamwinkel überlagert. Als Rückkeule (engl.: back lobe) wird die Nebenkeule genannt, die gegenüber des gewünschten Abstrahlwinkels entsteht. Bei eindimensionalen Linienarrays ist das sich ergebende Polardiagramm immer spiegelsymmetrisch zur Linienausrichtung der Piezos. Dies lässt sich nur durch zweidimensionale Arrays vermeiden.

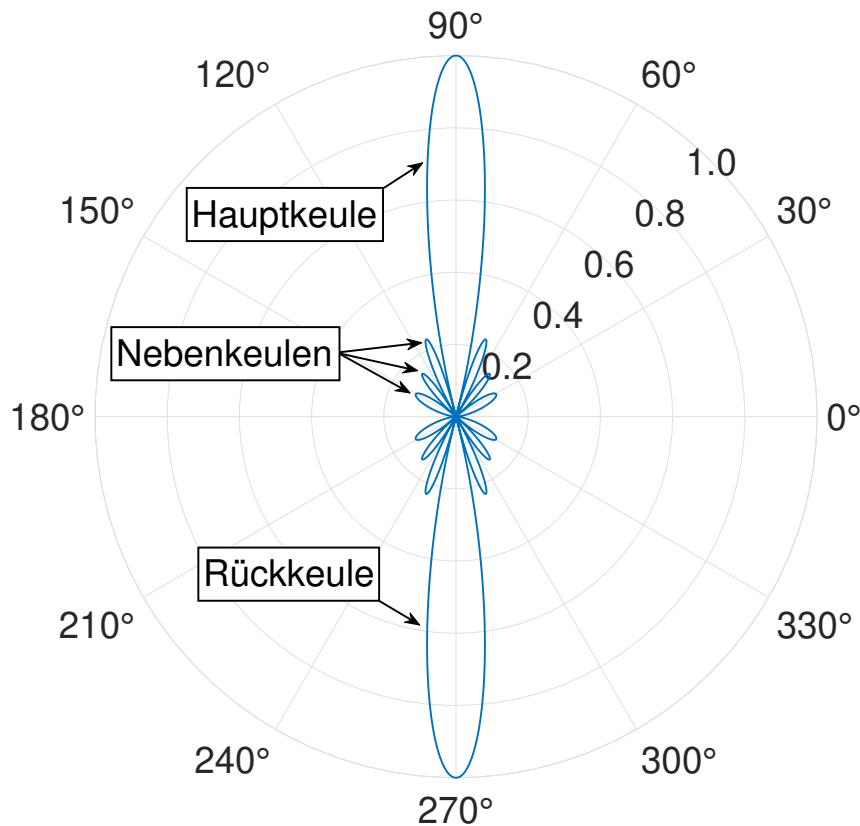


Abbildung 6.4: Polarplot der Amplitude des 90° Beam von 8 Piezos mit $\lambda/2$ Abstand

6.2 Optimierung des Beams

Wie sich die Anzahl und der Abstand der Piezos, deren Gewichtungsfaktoren und der Beamwinkel auf den erzeugten Beam auswirken, lässt sich am besten an einem Linienarray untersuchen. Bei den nachfolgenden Polarplots sind die radiusabhängigen Markierungen der Intensität aus Gründen der Übersichtlichkeit entfernt. Wie bereits bei Abbildung 6.4 sind die Amplituden auf 1 normiert und dementsprechend ist der Abstand der Kreisinge 0.2.

6.2.1 Abstände der Piezos

Bei den Abständen zwischen den Piezos spielt die Wellenlänge eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grund werden Arrays oft über das Verhältnis zwischen Piezoabstand d_a und Wellenlänge λ beschrieben. In der Abbildung 6.5 sind die berechneten Beams für ein Linienarray bestehend aus 8 Piezos dargestellt. Der Abstrahlwinkel beträgt 120° und das d_a/λ Verhältnis variiert zwischen 0.3 und 1.5. Für die Werte kleiner oder gleich 0.5 ändert sich hauptsächlich die Breite der Hauptkeule. Je kleiner der Wert ist, desto breiter ist die sich ergebende Keule. Sobald dieser Schwellwert überschritten wird, bilden sich sogenannte Gitterkeulen (engl.: grating lobes) aus. Diese haben oft eine ähnliche Intensität, wie die Hauptkeule. Die Anzahl, Form und Abstrahlwinkel hängen hierbei von dem d_a/λ Verhältnis ab. Diese Gitterkeulen entstehen durch zu große Abstände zwischen den Piezos und sollten, sofern möglich, vermieden werden. Demzufolge führt ein Wert kleiner 0.5 zur Verbreiterung der Hauptkeule und ein Wert größer 0.5 zu Gitterkeulen. Demnach muss der Abstand zwischen den Piezos idealerweise der halben Wellenlänge entsprechen: $d_a = 0.5\lambda$

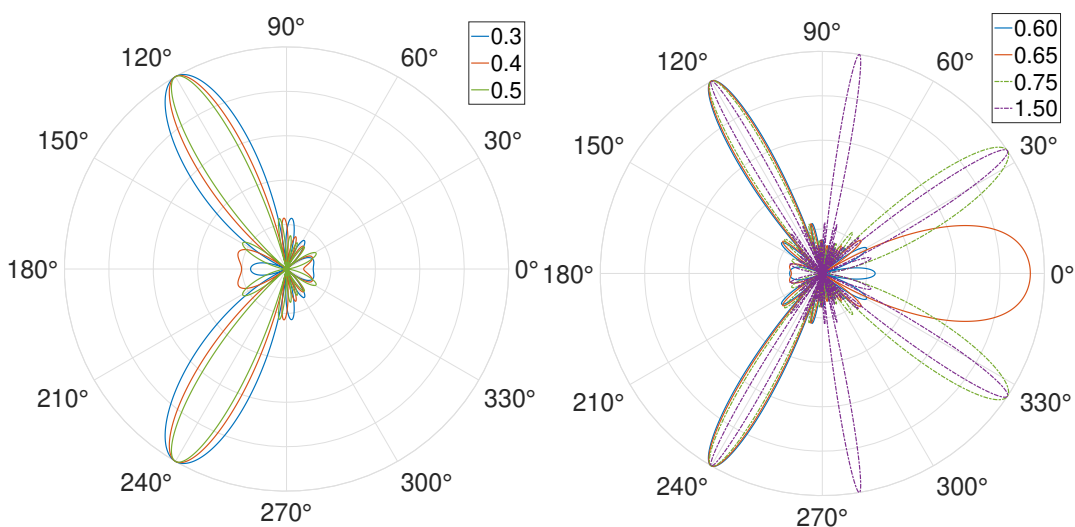


Abbildung 6.5: Einfluss des d_a/λ Verhältniss auf den erzeugten Beam

6.2.2 Anzahl der Piezos

Bei gleichbleibendem Abstand zwischen den Piezos führt eine Erhöhung der Piezoanzahl zu einer schmalere Hauptkeule sowie schwächeren Nebenkeulen. Dieses Verhalten ist für ein Linienarray mit einem Piezoabstand von $\lambda/2$ in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Ursache ist hierbei die Verbreiterung des Arrays mit steigender Piezoanzahl.

Wie bereits in Abschnitt 6.1.1 erwähnt, lässt sich die Array Öffnung eines Linienarrays berechnen durch

$$D = (M - 1)d_a$$

Eine steigende Anzahl an Elementen M , bei konstantem Piezoabstand d_a , führt demnach zu einer größeren Array Öffnung D .

Unter Verwendung des Rayleigh Kriterium lässt sich die erreichbare Winkelauflösung des Phased-Arrays ausdrücken durch

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{D} \tag{6.8}$$

$\Delta\alpha$ gibt hierbei im Bogenmaß an, wie weit das Maximum der Hauptkeule vom ersten angrenzenden Minimum entfernt ist. Diese Abschätzung gilt für $D \gg \lambda$ [1, 39].

Eine steigende Piezoanzahl und die daraus resultierende Vergrößerung der Öffnung D führt demnach zu einem kleineren $\Delta\alpha$ und somit zu einer schmäleren Hauptkeule. Für den späteren Einsatzzweck des Phased-Array lässt sich mit der Formel (6.8) eine Aussage darüber treffen, wie dicht zwei Fehlstellen beieinander liegen dürfen, damit diese noch als separate Fehlstellen erkannt werden können.

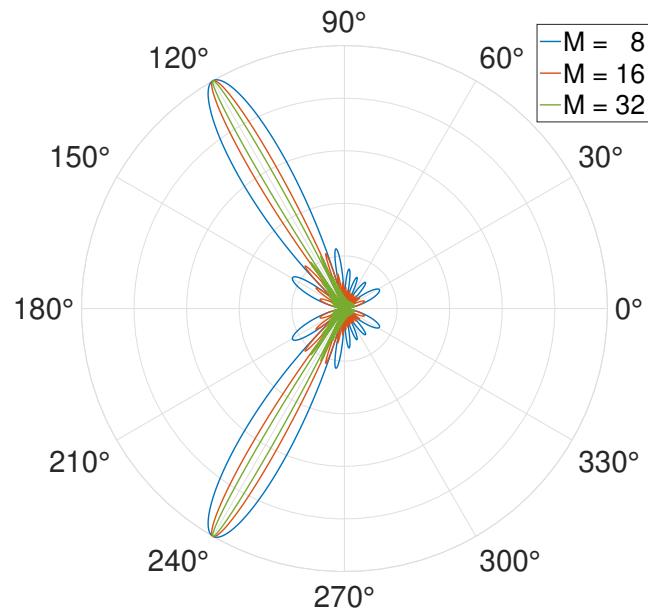
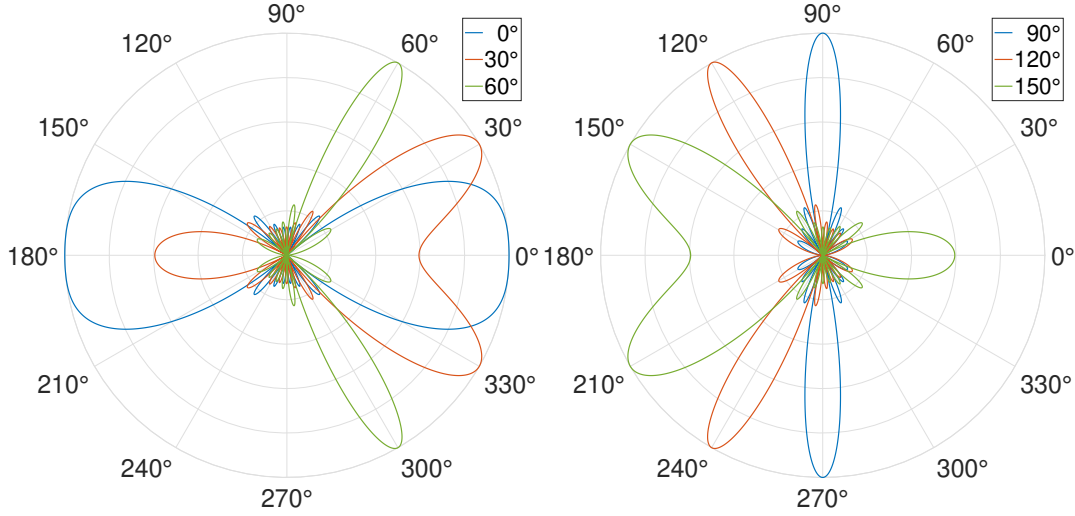


Abbildung 6.6: Einfluss der Piezoanzahl auf den erzeugten Beam

6.2.3 Beamwinkel

Die Form des erzeugten Beams ist bei einem Linienarray stark vom Abstrahlwinkel abhängig. Wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist, liefert eine Abstrahlung in 90° Richtung den kompaktesten Beam. Je weiter der Winkel von diesem Optimum abweicht, desto stärker wird die erzeugte Keule verformt. Für Linienarrays bedeutet dies eine Begrenzung des Beamwinkels und verhindert zugleich, dass ein Linienarray für eine flächendeckende Überwachung, beispielsweise einer Stahlplatte, sinnvoll eingesetzt werden kann.

Abbildung 6.7: Einfluss des Winkels ϕ_0 auf den erzeugten Beam

6.2.4 Gewichtungsfaktoren

Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 erwähnt, spielt neben der Hauptkeule auch die Intensität der unerwünschten Nebenkeulen eine wichtige Rolle. Je stärker diese ausgeprägt sind, desto empfindlicher ist das Array gegenüber Störungen außerhalb des eigentlichen Beamwinkels. Eine Möglichkeit die Nebenkeulen zu beeinflussen ist die Verwendung von unterschiedlichen Gewichtungsfaktoren w_m . Diese Faktoren entscheiden darüber, wie stark ein einzelner Piezo zur Erzeugung des Beams beiträgt und waren bei den bisherigen Betrachtungen immer auf den Wert 1 gesetzt. Der Einfluss der Gewichtungsfaktoren ist vergleichbar mit den in Abschnitt 2.4 erwähnten Fensterfunktionen, die auf ein Sendesignal angewendet werden.

Nachfolgend werden zwei Varianten von Gewichtungsfaktoren – Binomial und Dolph-Chebyshev – genauer erläutert und die damit berechneten Beams mit den bisherigen verglichen.

Binomial

Im Fall des Binomial Array lassen sich die benötigten Koeffizienten w_m durch die binomiale Expansion der Gleichung $(1 + b)^{M-1}$ berechnen. Dies bedeutet

$$(1 + b)^{M-1} = 1 + (M-1)b + \frac{(M-1)(M-2)}{2!}b^2 + \frac{(M-1)(M-2)(M-3)}{3!}b^3 + \dots \quad (6.9)$$

Für ein Linienarray mit 8 Piezos ergeben sich somit die Gewichtungsfaktoren $\{1, 7, 21, 35, 35, 21, 7, 1\}$. Demnach werden die Piezos im Array-Zentrum stärker gewichtet, als die äußeren Piezos.

Dolph-Chebyshev

Eine andere Variante ist das Dolph-Chebyshev Array, bei dem die Gewichtungsfaktoren anhand der Chebyshev Verteilung berechnet werden. Ein Vorteil dieser Variante ist das einstellbare Verhältnis zwischen Hauptkeule und erster Nebenkeule. Bei einem Verhältnis von $1/20$ (-26 dB) sind die auf 1 normierten und mittels MATLAB berechneten Koeffizienten $\{0.35, 0.57, 0.836, 1, 1, 0.836, 0.57, 0.35\}$.

In Abbildung 6.8 sind die berechneten Beams für die drei Varianten dargestellt. Bei dem linken Plot – Rechteck – sind die Koeffizienten alle auf 1 gesetzt. Gut zu erkennen ist, dass mit der Verwendung von Gewichtungsfaktoren die Intensität der Nebenkeulen beeinflusst werden kann. Im Fall des Binomial Arrays werden diese sogar gänzlich unterdrückt. Dafür verbreitert sich jedoch die Hauptkeule. Letztendlich ist es ein Kompromiss zwischen der Intensität der Nebenkeulen und der Breite der Hauptkeule.

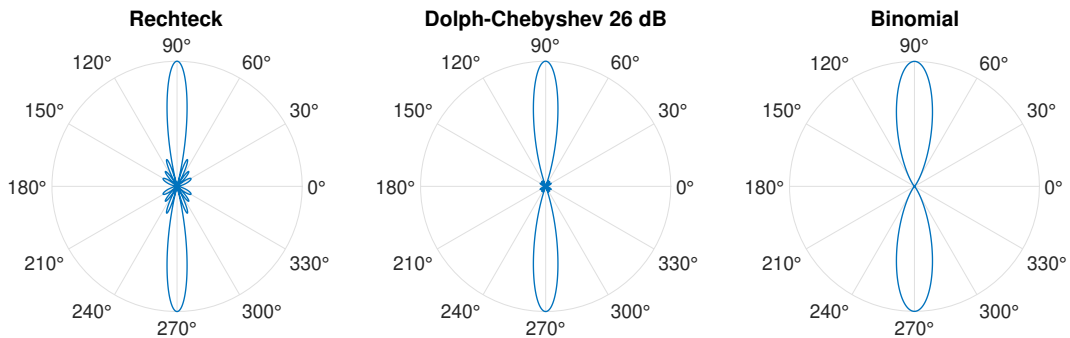


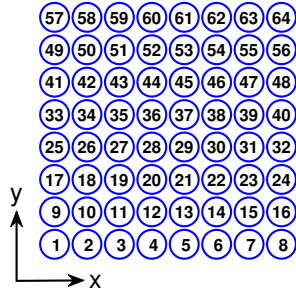
Abbildung 6.8: Einfluss der Gewichtungsfaktoren auf den Beam

6.3 Piezoanordnung im Phased-Array

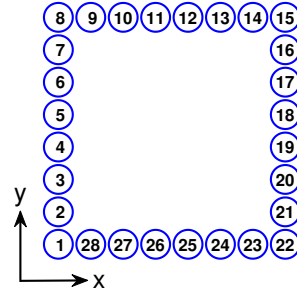
Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf Linienarrays. Der größte Nachteil von 1D Arrays ist jedoch die Doppeldeutigkeit, die sich durch die Rückkeule ergibt. Für die 360° Überwachung einer Platte muss demzufolge entweder das 1D Array gedreht oder ein 2D Array verwendet werden. Mit der zusätzlichen Information durch die zweite Raumdimension kann die Doppeldeutigkeit verhindert und die Position einer Fehlstelle eindeutig bestimmt werden.

Bei den 2D Arrays gibt es theoretisch unendlich viele Möglichkeiten die Piezos anzuordnen. Sechs beliebte Varianten sind in Abbildung 6.9 dargestellt [1, 40, 41, 42].

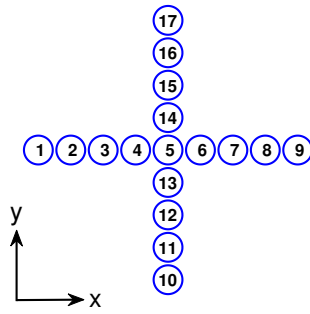
Die Piezopositionen der Varianten a) bis d) orientieren sich an einem rechteckigen Gitter, wohingegen e) und f) eine ringförmige Anordnung besitzen. Das bisher betrachtete Linienarray ist eine Sonderform des Rectangular Grid Array mit nur einer Zeile.



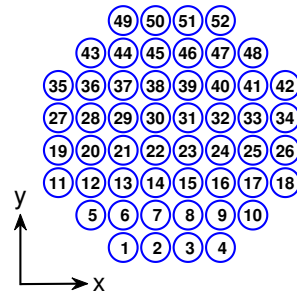
(a) Rectangular Grid



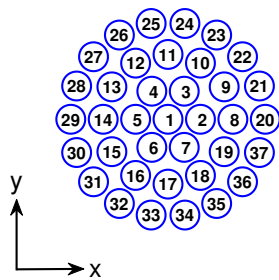
(b) Rectangular Fence



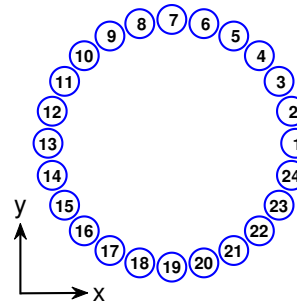
(c) Cross Shaped



(d) Circular Planar



(e) Circular Grid



(f) Circular Ring

Abbildung 6.9: Unterschiedliche Phased-Array Varianten

Die ersten vier Varianten verhindern zwar eine Doppeldeutigkeit bei der Fehlererkennung, sind jedoch nach einem nicht rotationssymmetrischen Gitter ausgerichtet. Die Intensität und Form des erzeugten Beams variiert demnach mit dem Winkel ϕ_0 . Für eine 360° Überwachung eignen sich demnach eher die Circular Grid und Circular Ring Arrays. Diese haben eine weitestgehend richtungsunabhängige Abstrahlcharakteristik.

6.3.1 Vergleich zwischen Circular Grid und Circular Ring Arrays

Welcher der Circular Arrays bevorzugt zu verwenden ist, hängt unter anderem vom Einsatzzweck sowie Rahmenbedingungen, wie maximale Anzahl der Piezos, zur Verfügung stehender Platz und Größe der zu überwachenden Fläche, ab.

In Abbildung 6.10 werden die beschriebenen Faktoren und deren Auswirkungen veranschaulicht.

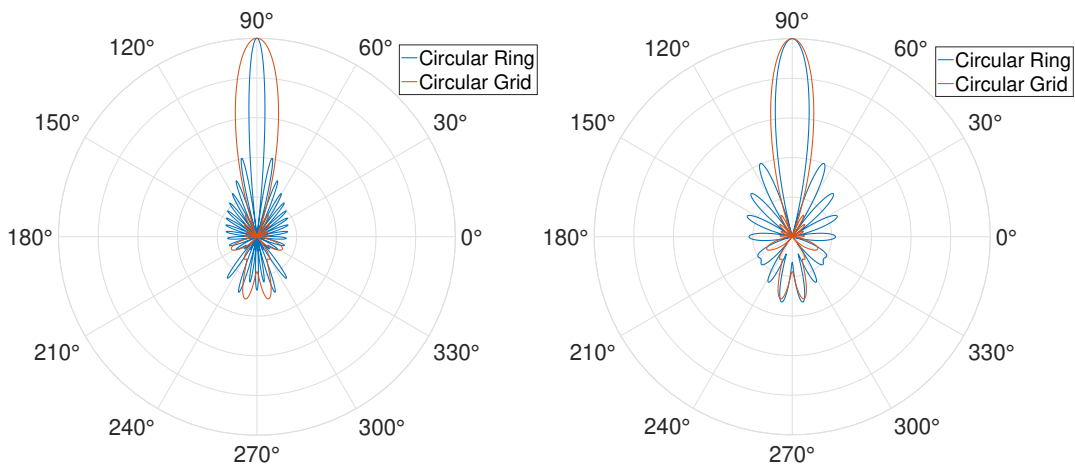


Abbildung 6.10: Circular Ring und Circular Grid Array mit gleicher Piezoanzahl (links) und gleicher Fläche (rechts)

Im linken Bild wird eine fest vorgegebene Anzahl an Piezos, in diesem Fall 40 Stück, angenommen. Das Circular Grid Array besteht hierbei aus drei Kreisen sowie einem einzelnen Piezo im Kreismittelpunkt. Der Abstand zwischen den Kreisringen beträgt $\lambda/2$ und der Piezoabstand auf den Kreisringen $\leq \lambda/2$. Demnach befinden sich die äußeren Piezos auf einem Kreis mit dem Durchmesser 3λ . Da das Circular Ring Array nur aus einem Ring besteht, ist dessen Durchmesser mit 6.37λ mehr als doppelt so groß. Dies hat zur Folge, dass das Circular Ring Array eine erheblich schmalere Hauptkeule hat, dafür jedoch stärker ausgeprägte Nebenkeulen. Bei dem Circular Grid Array ist es genau umgekehrt.

Der Fall einer begrenzten zur Verfügung stehenden Fläche ist im rechten Bild dargestellt. Das Circular Grid Array ist dabei unverändert. Durch die Begrenzung des

Außendurchmessers auf 3λ besteht das Circular Ring Array jedoch nur noch aus 19 Piezos. Die Breite der Hauptkeule ist bei den zwei Varianten sehr ähnlich. Durch die fehlenden Piezos im Kreisinneren sind die Nebenkeulen jedoch stärker ausgeprägt. Zudem ist die Intensität des erzeugten Beams, durch die geringere Piezoanzahl, deutlich verringert.

Anhand der Abweichung der Hauptkeulen-Breite wird deutlich, dass die Formel (6.8), für die Winkelauflösung $\Delta\alpha$, nur für 1D Linienarrays gilt. Für den Fall von Circular Grid und Circular Ring Arrays ergibt sich der mittels MATLAB-Berechnungen bestimmte Zusammenhang

$$\Delta\alpha_{ring} < \Delta\alpha_{linear} < \Delta\alpha_{grid}$$

Kapitel 7

Algorithmen zur Verarbeitung der Phased-Array Daten

Für die Überwachung einer Oberfläche mittels eines Phased-Array Systems reicht es nicht aus, nur ein Array zu entwerfen. Es werden auch Algorithmen benötigt, die die aufgenommenen Daten auswerten und letztendlich eine Fehlererkennung ermöglichen. Hierbei muss die Entscheidung getroffen werden, ob das Beamforming während der Messung über zeitgleiche Ansteuerung aller Sensoren mit entsprechendem Phasenversatz erfolgt oder nachträglich mittels Software realisiert wird.

Elektronisches Beamforming

Das elektronische Beamforming erfordert eine deutlich komplexere und damit auch teurere Elektronik. Beim Senden gilt es alle Piezos zeitgleich mit einem phasenverschobenen Sendesignal zu versorgen. Die empfangenen Signale müssen ebenfalls in der Phase verschoben und anschließend aufsummiert werden, bevor sie mit einem Analog-Digital-Wandler (eng.: analog-to-digital converter, ADC) weiterverarbeitet werden. Der Kostenaufwand der benötigten elektronischen Komponenten ist damit meist um ein Vielfaches höher, als bei dem softwareseitigen Beamforming.

Ein großer Vorteil einer solchen Ansteuerung ist hingegen die hohe Geschwindigkeit einer einzelnen Messung. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass die 360° Überwachung einer Oberfläche, in Abhängigkeit der gewählten Winkelauflösung, eine Vielzahl solcher Einzelmessungen erfordert. Die Gesamtzeit einer Messung ist demnach vom Anwendungsfall abhängig [43].

Softwareseitiges Beamforming

Bei dem softwareseitigem Beamforming wird hingegen nur eine einfache Sendelektronik ohne Phasenverschiebung sowie empfangsseitig ein ADC benötigt. Hinzu kommt eine Vielzahl an Multiplexern, mit denen der jeweilige Sende- und Empfangspiezo ausgewählt werden kann. Für den Fall, dass jede mögliche Sende- und Empfangskombination gemessen wird, ergeben sich bei M Piezos M^2 Einzelmessungen. Die gespeicherten Daten ergeben somit eine $M \times M$ Matrix. Im englischsprachigen

Raum ist dieses Verfahren deshalb auch als Full Matrix Capture (FMC) bekannt. Die Gesamtzeit der Messung ist demnach von der Anzahl der verwendeten Piezos abhängig. Ein großer Vorteil dieser Methode ist das Vorhandensein der Rohdaten der einzelnen Sensoren. Nachdem die Messung durchgeführt wurde, können demnach unterschiedliche Algorithmen auf die Daten angewendet und miteinander verglichen werden. Ein Nachteil hingegen ist die geringere Sendeleistung, da jeweils nur ein einzelner Piezos aktiv ist. Dies führt zu einem reduzierten Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: Signal-to-Noise Ratio, SNR). Durch die Auswertungsalgorithmen lässt sich dieser Effekt etwas vermindern. Die Reduzierung des SNR, bei Verwendung der FMC Methode anstelle eines elektronischen Beamformings, ist proportional zur Wurzel der verwendeten Piezoanzahl. Für 40 Piezos sind es beispielsweise 16 dB. Für den Fall, dass das SNR ein Problem darstellt, kann dieses auch durch codierte Signale oder über Mittelung verbessert werden. Die Verbesserung des SNR durch Mittelungen ist hierbei wiederum proportional zur Wurzel der verwendeten Mittelungen [43]. In dieser Arbeit wird ausschließlich softwareseitiges Beamforming sowie FMC genauer betrachtet.

Verschiedene Methoden für das SHM mittels Lamb-Wellen

In den vergangenen Jahren wurden Lamb-Wellen immer häufiger beim SHM eingesetzt. Die meisten Verfahren beruhen hierbei auf der Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT) und der Total Focusing Method (TFM). Bei den klassischen SAFT Algorithmen werden die einzelnen Sensorsignale anhand der Positionen des Senders und Empfängers sowie des gewünschten Beamwinkels zeitlich verschoben und anschließend summiert [1, 38, 44, 45, 46]. Das Verfahren entspricht damit dem klassischen Beamforming mit Fernfeld Näherung. Bei der TFM hingegen wird die zu überwachende Oberfläche in Pixel zerlegt. Für jedes Pixel wird anschließend der Abstand zu dem Sende- und Empfangspiezo ermittelt und in eine Laufzeit umgerechnet. Als Pixelwert wird anschließend die Amplitude der Einhüllenden des Empfangssignals zu dieser berechneten Zeit verwendet. Dies wird für alle Piezokombinationen wiederholt und die Pixel aufsummiert [43, 47, 48, 49]. Basierend auf den zwei Grundalgorithmen gibt es mittlerweile eine Vielzahl von erweiterten und optimierten Algorithmen. Ziel ist hierbei meist ein besseres SNR sowie eine höhere räumliche Auflösung. Dabei kommen unter anderem Kreuzkorrelation [50] und Autokorrelation [51] zum Einsatz. Andere Verfahren verwenden das vorhandene Rauschsignal [52] oder diffuse Schallfelder [53]. Zudem gibt es Ansätze die Geschwindigkeit der TFM zu erhöhen [54]. Weitere Methoden versuchen mit möglichst wenig und zugleich großflächig verteilten Piezos Oberflächen zu überwachen [49, 55, 56]. Großes Potential steckt zudem im Berücksichtigen der Phasenlage der empfangenen Lamb-Wellen [39, 50, 57]. Neueste Algorithmen versuchen sowohl die Messgeschwindigkeit zu erhöhen, als auch den Einfluss des Sendesignals bei sehr dicht am Phased-Array liegenden Fehlstellen zu reduzieren [58]. Bei besonders dicken und hochdämpfenden Materialien kommen zudem auch Zwei-Sektoren Arrays zum Einsatz, mit denen, neben dem am Schaden reflektierten Signal, auch die direkt laufende Welle zwischen

den Arrays berücksichtigt werden kann [59].

Nachfolgend werden die klassischen SAFT und TFM Algorithmen genauer vorgestellt und es wird auf Erweiterungen eingegangen, die die Phasenlage der Lamb-Welle berücksichtigen.

7.1 Synthetic Aperture Focusing Technique

Die Basisformel des SAFT Algorithmus wurde bereits in Kapitel 6.1 genauer erläutert [1]. Die kurze Wiederholung durch die Formeln 7.1 und 7.2 sorgt dafür, dass die relevanten Formeln für die Algorithmen sowie deren Anpassungen für die spätere Implementierung an einer Stelle zusammengefasst sind. Das Signal für einen Beamwinkel lässt sich bei dem SAFT Algorithmus berechnen durch

$$z(\phi_0) = \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M f_{i_s,j_e}(t - \Delta t_{i_s,\phi_0} - \Delta t_{j_e,\phi_0}) \quad (7.1)$$

Die Formel

$$\Delta t(\phi_0) = \frac{x_{s,e} \cos(\phi_0) + y_{s,e} \sin(\phi_0)}{v_{gr}} \quad (7.2)$$

liefert die Zeitverschiebung eines Piezos für den Fall der Fernfeldnäherung. Sowohl für den Sendepiezo, als auch für den Empfangspiezo wird die Zeitverschiebung berechnet und es ergibt sich die Gesamtverschiebung

$$\Delta \tau(\phi_0) = \Delta t_{i_s,\phi_0} + \Delta t_{j_e,\phi_0} \quad (7.3)$$

Damit lässt sich die Formel (7.1) umschreiben zu

$$z(\phi_0) = \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M f_{i_s,j_e}(t - \Delta \tau(\phi_0)) \quad (7.4)$$

7.2 Total Focusing Method

Der ursprüngliche TFM Algorithmus lässt sich ausdrücken durch

$$I_{(x,y)} = \left| \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M h_{i_s,j_e} \left(\frac{\sqrt{(x_{i_s} - x)^2 + (y_{i_s} - y)^2} + \sqrt{(x_{j_e} - x)^2 + (y_{j_e} - y)^2}}{v_{gr}} \right) \right| \quad (7.5)$$

Mit dieser Formel lässt sich ein einzelner Pixelwert I mit den Koordinaten x und y berechnen. x_{i_s} , y_{i_s} , x_{j_e} und y_{j_e} sind dabei die x- und y-Koordinaten des jeweiligen

Sende- und Empfangspiezo. Zusammen mit der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} ergibt sich die Signallaufzeit der Welle vom Sendepiezo zur Position (x, y) und zurück zum Empfangspiezo. Für die Berechnung wird hierbei nicht das gemessene Signal, sondern dessen Einhüllende h_{i_s, j_e} verwendet [48].

Zur Überwachung einer vollständigen Oberfläche muss dieser Vorgang für jedes Pixel wiederholt werden. In Abhängigkeit von der gewählten Pixeldichte ergeben sich da schnell mehrere tausend Rechenoperationen. Für die Implementierung bietet es sich daher an mit Matrizen zu rechnen.

Damit ist die Zeitverschiebung für ein Piezopaar

$$\tau_{i_s, j_e} = \frac{\sqrt{(x_{i_s} - X)^2 + (y_{i_s} - Y)^2} + \sqrt{(x_{j_e} - X)^2 + (y_{j_e} - Y)^2}}{v_{gr}} \quad (7.6)$$

wobei X und Y Matrizen mit den x- und y-Koordinaten der Pixel sind. Die Formel zu Berechnung der vollständigen Fläche ist demnach

$$I = \left| \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M h_{i_s, j_e}(\tau_{i_s, j_e}) \right| \quad (7.7)$$

Die Basisformel lässt sich auf unterschiedliche Art und Weise erweitern. Eine Variante verwendet nicht nur die Einhüllende, die mittels der Hilber-Transformation berechnet wird, sondern auch den dazugehörigen Phasenwinkel [51]. Die Erweiterung der Formel (7.7) liefert

$$I = \left| \sum_{i_s=1}^M \sum_{j_e=1}^M P_{i_s, j_e} h_{i_s, j_e}(\tau_{i_s, j_e}) \right| \quad (7.8)$$

Der zusätzliche Faktor P_{i_s, j_e} wird dabei durch

$$P_{i_s, j_e} = e^{-i\varphi_{i_s, j_e}(\tau_{i_s, j_e})} \quad (7.9)$$

berechnet, wobei φ_{i_s, j_e} der Phasenwinkel der betrachteten Hilbert Transformation h_{i_s, j_e} zum Zeitpunkt τ_{i_s, j_e} ist.

7.3 Erweiterung durch den Sign Coherence Factor

Ein Verfahren, mit dem sowohl SAFT, als auch TFM erweitert werden kann, ist der Sign Coherence Factor (SCF) [39, 50].

Definiert ist dieser als

$$SCF_{i_s}^p = \left| 1 - \sqrt{1 - \left[\frac{1}{M} \sum_{j_e=1}^M b_{i_s, j_e}(t_{i_s, j_e}) \right]^2} \right|^p \quad (7.10)$$

und wird für jeden Sendepiezo separat berechnet. b_{i_s, j_e} ist vom Vorzeichen des Signals f_{i_s, j_e} zum Zeitpunkt t_{i_s, j_e} abhängig und lässt sich ausdrücken durch

$$b_{i_s, j_e}(t_{i_s, j_e}) = \begin{cases} -1 & f_{i_s, j_e}(t_{i_s, j_e}) < 0 \\ 1 & f_{i_s, j_e}(t_{i_s, j_e}) \geq 0 \end{cases} \quad (7.11)$$

Der Ausdruck unter der Wurzel ist vergleichbar mit der Varianz und kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Für den Fall, dass alle Vorzeichen identisch sind, erreicht der SCF sein Maximum von 1. Das Minimum von 0 ergibt sich hingegen, wenn die Hälfte der Vorzeichen positiv und die andere Hälfte negativ sind. Wie stark die Vorzeichen in die Berechnung eingehen, kann über den Exponenten p beeinflusst werden.

Mit dieser Methode werden demnach Überlagerungen von gleichphasigen Wellen begünstigt, wohingegen Bereiche mit unterschiedlicher Phasenlage unterdrückt werden. Dieses Verfahren hat mehrere Auswirkungen auf den erzeugten Beam:

Gleichphasige Wellenanteile im Zentrum der Hauptkeule werden nicht beeinflusst. Nebenkeulen und Gitterkeulen hingegen haben unterschiedliche Phasenlagen und werden demzufolge reduziert. Nachdem die Hauptkeule, je weiter man sich von dem eigentlichen Beamwinkel entfernt, auch Phasenverschiebungen aufweist, wirkt sich der SCF auch auf diese aus.

So verändert sich die aus Kapitel 6 bekannte Winkelauflösung von

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{D} \quad (7.12)$$

für $p \rightarrow \infty$ zu

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{2D} \quad (7.13)$$

Es ist jedoch zu erwähnen, dass die Anwendung des SCF Auswirkung auf die berechnete Amplitude entlang der Hauptkeule hat. Je höher der Exponent p ist, desto stärker werden Rauschen, sowie überlagernde Anteile der Nebenkeulen berücksichtigt und demnach auch die Hauptkeule selbst vermindert. Bei einem zu hoch gewähltem p -Wert können zudem sehr schwache Signale vollständig übersehen werden. Damit die Leistung des Algorithmus nicht reduziert wird, müssen Gleichspannungsanteile im ausgewerteten Signal entfernt werden [39].

Die Anwendung des SCF auf die Formeln (7.4) und (7.7) ergibt für die Synthetic Aperture Focusing Technique

$$z_{SCF}(\phi_0) = \sum_{i_s=1}^M \left[SCF_{i_s} \cdot \left(\sum_{j_e=1}^M f_{i_s, j_e}(t - \Delta\tau(\phi_0)) \right) \right] \quad (7.14)$$

und für die Total Focusing Method

$$I_{SCF} = \sum_{i_s=1}^M \left[SCF_{i_s} \cdot \left(\sum_{j_e=1}^M f_{i_s, j_e}(\tau_{i_s, j_e}) \right) \right] \quad (7.15)$$

Bei der TFM werden in diesem Fall die Signale selbst und nicht deren Einhüllende verwendet.

Kapitel 8

Vergleich der SAFT und TFM Algorithmen

Die Leistungsfähigkeit sowie mögliche Einflussfaktoren auf die in Kapitel 7 vorgestellten Algorithmen gilt es nun genauer zu betrachten. Die dafür benötigten Testdaten wurden simulativ erzeugt und ermöglichen somit eine gezielte Untersuchung der einzelnen Einflussfaktoren. Zur Überprüfung der Richtigkeit der Simulationsdaten sowie der Funktionsfähigkeit der Algorithmen werden zu Beginn online verfügbare, experimentell bestimmte, Messdaten ausgewertet [60].

8.1 Überprüfung der implementierten Algorithmen

Der Versuchsaufbau des Experiments, mit dem die online verfügbaren Messdaten erzeugt wurden, ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Im Zentrum einer 1220 mm x 1200 mm großen und 1 mm dicken Aluminiumplatte sind 9 quadratische Piezos als Linienarray angeordnet. Jeder Piezo dient als Sender und Empfänger, wodurch eine 9 x 9 Datenmatrix mit insgesamt 81 Signalen entsteht. Der nachfolgend betrachtete Datensatz bezieht sich auf die Fehlstelle „Broadside crack on specimen #1“. Dabei handelt es sich um einen 20 mm langen und vom Plattenzentrum 305 mm entfernten Schlitz. Die Abkürzung „PWAS“ in der Abbildung steht für Piezo Wafer Active Sensor. Als Material ist ein 2024 T3 Aluminium ohne genaue Materialeigenschaften genannt. Daher werden die im Metallhandel angegebenen Werte $E = 73 \text{ GPa}$, $\rho = 2780 \text{ kg/m}^3$ und $\nu = 0.33$ verwendet [61]. Angeregt wurde die S0-Mode bei 300 kHz mit einem 3-fach Sinus-Burst mit Hanning-Fensterung.

Die zur Verfügung stehenden Daten sind Rohsignale und müssen demnach zuerst vorverarbeitet werden. Hierfür wird die Diskrete Wavelet-Transformation als Filter verwendet. Für die Festlegung der benötigten Frequenzbereiche der DWT wird die niedrigste und höchste relevante Frequenz mit der Formel

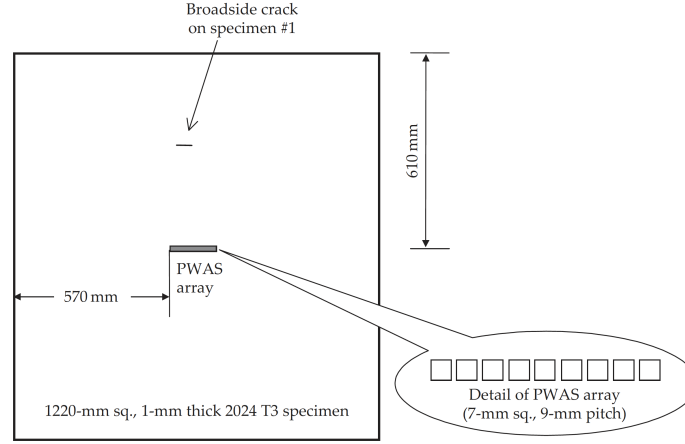


Abbildung 8.1: Array- und Fehlstellen-Position des Experiments nach [1]

$$\begin{aligned} f_{min} &= f_0 \left(1 - \frac{k}{n_p} \right) \\ f_{max} &= f_0 \left(1 + \frac{k}{n_p} \right) \end{aligned} \quad (8.1)$$

bestimmt [4]. f_0 ist hierbei die Anregungsfrequenz und n_p die verwendete Burstanzahl des Sendesignals. Über k kann festgelegt werden, um wie viel dB das Frequenzspektrum des Sendesignals im Vergleich zum Hauptmaximum abgeklungen sein soll. Bei der Verwendung einer Hanning-Fensterung ergibt sich für $k = 1.7$ ein Abfall auf -20 dB und für $k = 2.8$ auf -40 dB [62].

Das Frequenzspektrum des Sendesignals sowie die für $k = 2.8$ bestimmte minimale und maximale Frequenz sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Die berechneten Frequenzen sind hierbei $f_{min} = 20$ kHz und $f_{max} = 580$ kHz. Der gewählte Bereich des DWT Filters geht von 19 kHz bis 631 kHz.

Der Vergleich zwischen Rohsignal und mittels DWT gefiltertem Signal ist in Abbildung 8.3 zu sehen. Sende- und Empfangspiezo sind hierbei die zwei äußeren Piezos des Arrays. Der Filter reduziert das hochfrequente Bit-Rauschen und entfernt den Gleichspannungsanteil des Signals.

Das mittels der Formel (7.4) berechnete Ergebnis des SAFT Algorithmus für einen 90° und 120° Beam ist in Abbildung 8.4 zu sehen. Der 90° Beam ist direkt auf die Fehlstelle gerichtet und zeigt die Reflexion an der Fehlstelle nach einer Signallaufzeit von $120 \mu\text{s}$. Die zu sehende Wellengruppe bei $230 \mu\text{s}$ ist die Überlagerung der Reflexionen der Lamb-Welle an den Plattenkanten. Der um 30° abweichende Beam hingegen zeigt in diesem Bereich nur ein sehr schwaches Signal, welches von den Nebenkeulen verursacht wird.

Durch die Berechnung von mehreren Beamwinkeln lassen sich zweidimensionale Bilder der zu untersuchenden Oberfläche erstellen. Die Zeitachse wird hierfür mithilfe

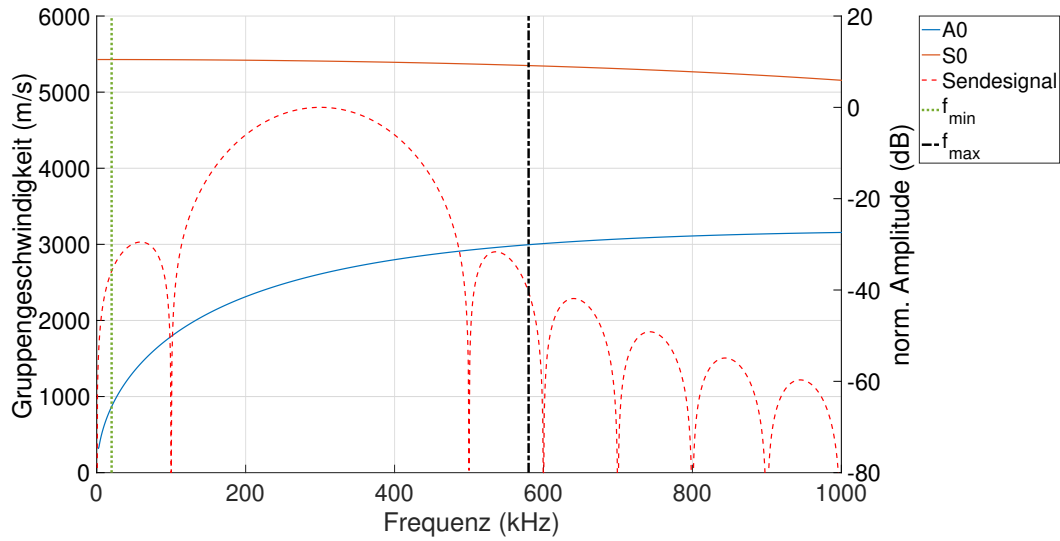


Abbildung 8.2: Dispersionsdiagramm, Frequenzspektrum des Sendesignals sowie Grenzfrequenzen des DWT Filters für $k = 2.8$

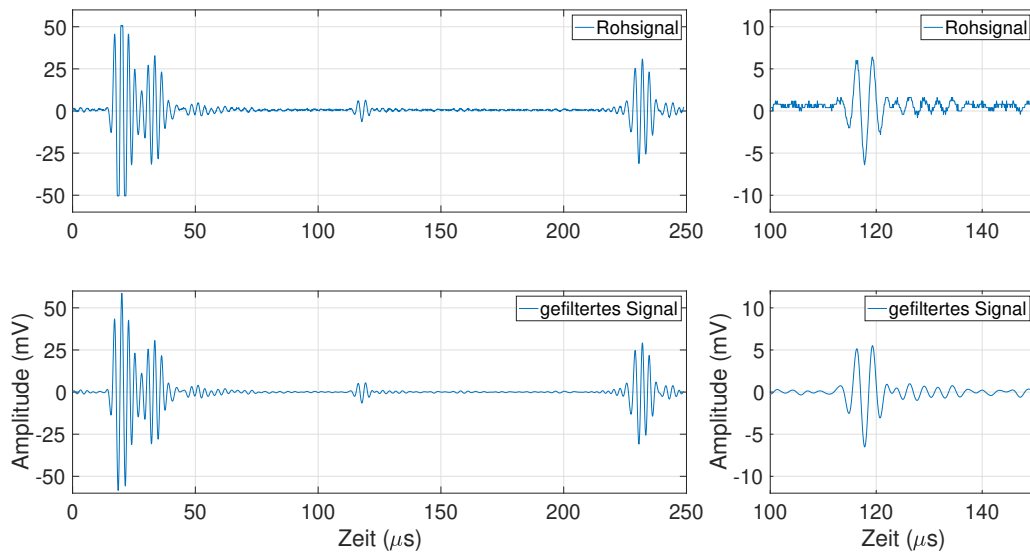


Abbildung 8.3: Rohsignal und mittels DWT gefiltertes Signal der äußeren Piezos

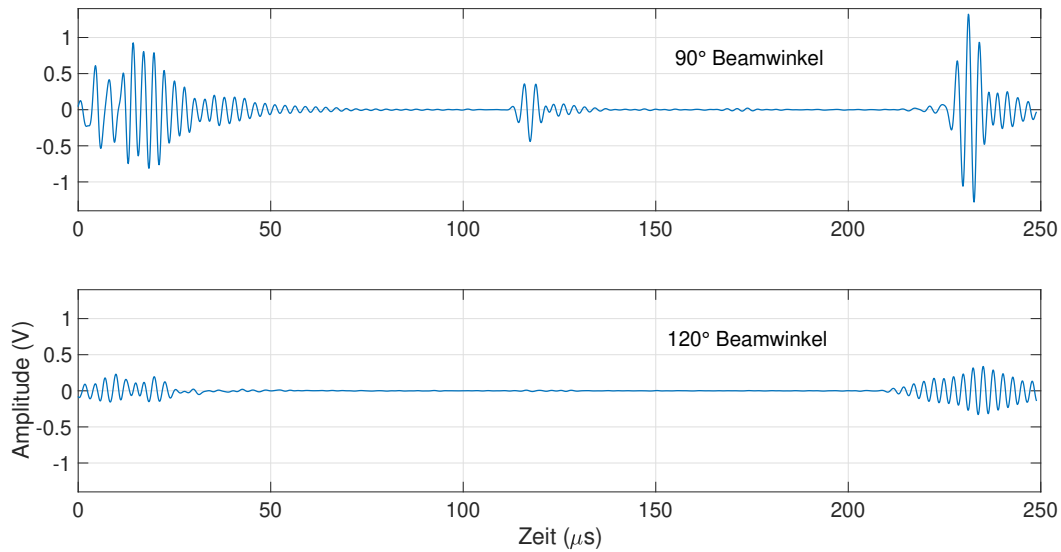


Abbildung 8.4: Überlagerte Signale des 90° und 120° Beams

der Gruppengeschwindigkeit bei der Anregfrequenz in eine Ortsachse umgewandelt. Die Ortsachse in Kombination mit dem bekannten Beamwinkel ergibt dann die x- und y-Koordinaten für das zu erzeugende Bild. In Abbildung 8.5 ist das dadurch erzeugten Bilder für den SAFT Algorithmus (links) dargestellt. Der mittels der Formel (7.7) realisierte TFM Algorithmus (rechts) liefert hingegen direkt die Pixelwerte der x- und y-Koordinaten.

Mit der farblichen Visualisierung der positionsabhängigen Intensität lassen sich Bereiche mit hohen Amplituden erkennen. In dem dargestellten Bild (links) sind das die gesuchte Fehlstelle – die Position ist durch den roten Kreis markiert – sowie die Reflexionen an den Plattenkanten. Zudem führen die direkt laufenden Wellen zwischen den einzelnen Piezos zu einem Bereich mit hoher Intensität im Zentrum der Platte. Der hervorgehobene Punkt stellt die x- und y-Koordinate des Pixels mit der höchsten Intensität im roten Kreis dar. Die Intensität ist hierbei als Level bezeichnet.

Der Standard TFM Algorithmus (rechts) zeigt zwar auch ein lokales Maximum bei der Fehlstelle, jedoch führt diese zusätzlich zu einem deutlich sichtbaren Ring. Sollten sich mehrere Fehlstellen in einem ähnlichen Abstand zum Array befinden, erschweren solche Ringe die Positionsbestimmung. Zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse ist in Abbildung 8.6 eine dreidimensionale Darstellung zu sehen. Bei dem SAFT Algorithmus sind die Fehlstellen als deutliche lokale Maxima zu erkennen, wohingegen der TFM Algorithmus einen stark ausgeprägten Ring mit einer nur geringfügig ansteigenden Intensität an der Fehlstellenposition liefert.

Sowohl in der zweidimensionalen als auch dreidimensionalen Ansicht ist eine Symmetrie zu erkennen. Wie in Kapitel 6.1.2 bereits beschrieben, liegt dies an der Ver-

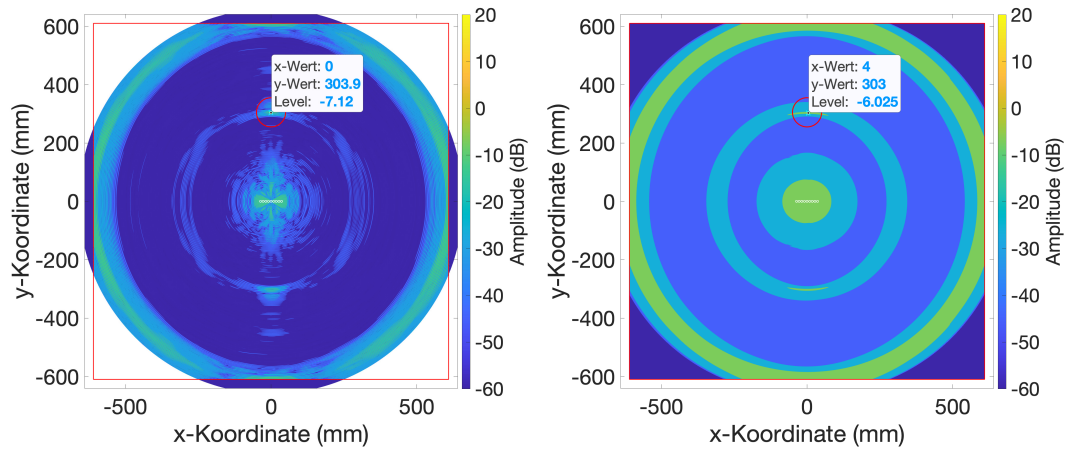


Abbildung 8.5: Ergebnisse des unveränderten SAFT (links) und TFM (rechts) Algorithmus

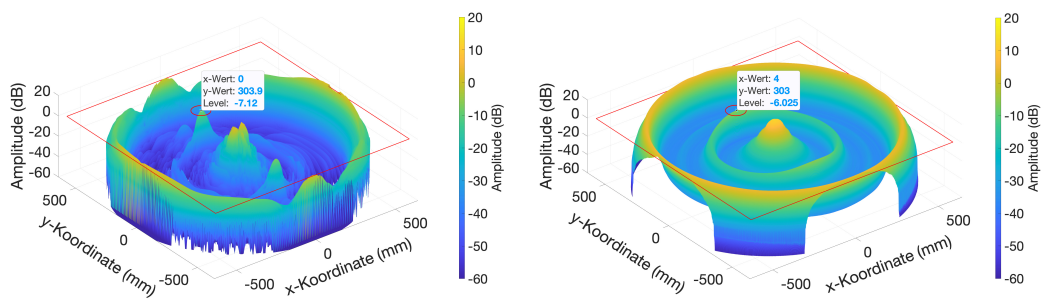


Abbildung 8.6: 3D Ansicht der Ergebnisse des unveränderten SAFT (links) und TFM (rechts) Algorithmus

wendung eines eindimensionalen Linienarrays. Mit diesem Array lässt sich zwar eine Fehlstelle erkennen, jedoch ergeben sich immer zwei mögliche Positionen dieser. Das deutlich schlechtere Ergebnis des Standard TFM Algorithmus lässt sich durch Berücksichtigung des Phasenwinkels der Hilber-Transformation korrigieren. Das mittels der Formel (7.8) berechnete Bild (siehe Abbildung 8.7) ist vergleichbar mit dem des SAFT Algorithmus.

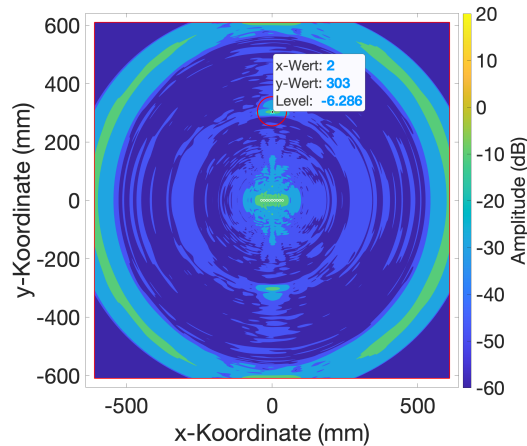


Abbildung 8.7: Ergebnis des TFM Algorithmus mit Phasenkompensation

Die Leistungsfähigkeit der Algorithmen lässt sich zusätzlich durch die Verwendung des Sign Coherence Factor erhöhen. Die in Abschnitt 7.3 beschriebene Erweiterung des SAFT und TFM Algorithmus liefert die in Abbildung 8.8 sichtbaren Bilder. Der Exponent p des SCF ist hierbei auf den Wert 2 gesetzt, da sich bei den Untersuchungen gezeigt hat, dass damit meist die besten Ergebnisse erzielt werden. Das Ergebnis ist eine deutliche Reduzierung der Nebenkeulen und ein damit einhergehendes Hervorheben der eigentlichen Fehlstelle. Wie bereits in Kapitel 7.3 erwähnt, hat der SCF nicht nur Auswirkungen auf die Nebenkeulen, sondern auch auf die Hauptkeule. Der Punkt der maximalen Intensität ist beim SAFT Algorithmus von -7.12 dB auf -7.72 dB und beim TFM Algorithmus von -6.29 dB auf -6.46 dB gesunken.

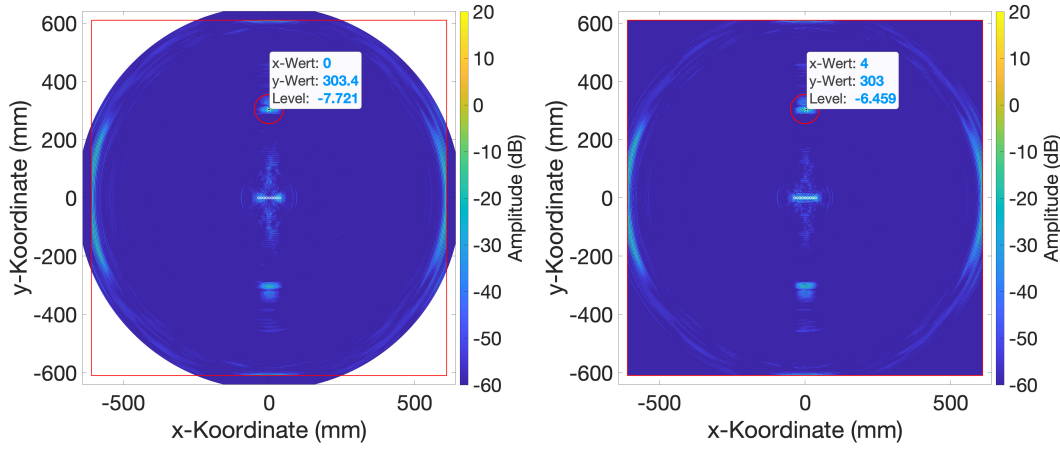


Abbildung 8.8: Ergebnisse des SCF SAFT (links) und SCF TFM (rechts) Algorithmus

8.2 Erzeugung von theoretischen Messdaten

Nachdem die Funktionsfähigkeit der Algorithmen anhand echter Messdaten überprüft wurde, gilt es nun erweiterte Untersuchungen mittels theoretisch berechneter Daten durchzuführen. Simuliert wird eine punktuelle Fehlstelle, an der die ausgesendete Lamb-Welle reflektiert wird. Die Reflexionen an den Plattenkanten werden hierbei nicht berücksichtigt.

Für die Berechnung des Empfangssignals wird der Abstand zwischen dem Sendepiezo und der Fehlstelle

$$s_s = \sqrt{(x_s - x_P)^2 + (y_s - y_P)^2} \quad (8.2)$$

sowie der Abstand zwischen der Fehlstelle und dem Empfangspiezo benötigt.

$$s_e = \sqrt{(x_e - x_P)^2 + (y_e - y_P)^2} \quad (8.3)$$

x_s , y_s , x_e und y_e sind hierbei die x- und y-Koordinaten des Sende- und Empfangspiezos. x_P und y_P die x- und y-Koordinaten der Fehlstelle. Mit der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} ergibt sich die Signallaufzeit der Welle.

$$\Delta t_{s,e} = \frac{s_s + s_e}{v_{gr}} \quad (8.4)$$

Der Abstand zwischen Sende- und Empfangspiezo

$$s_p = \sqrt{(x_s - x_e)^2 + (y_s - y_e)^2} \quad (8.5)$$

sowie die dazugehörige Signallaufzeit

$$\Delta t_p = \frac{s_p}{v_{gr}} \quad (8.6)$$

werden für die Berücksichtigung der direkt laufenden Welle benötigt. Das an der Fehlstelle reflektierte Signal lässt sich mittels der Formel

$$s_{R_{s,e}}(t) = \frac{A}{\sqrt{s_s}\sqrt{s_e}} f(t - \Delta t_{s,e}) \quad (8.7)$$

und das direkt laufende Signal mittels

$$s_{R_p}(t) = \frac{1}{\sqrt{s_p}} f(t - \Delta t_p) \quad (8.8)$$

berechnen. Der Reflexionsfaktor A legt hierbei fest, welcher Teil des Anregesignals $f(t)$ an der Fehlstelle reflektiert wird. Während der omnidirektionalen Ausbreitung vom Sendepiezo zur Fehlstelle nimmt die Amplitude der Lamb-Welle mit $1/\sqrt{s_s}$ ab. Das Auftreffen der Lamb-Welle auf die Fehlstelle erzeugt wiederum eine sich omnidirektional ausbreitende Welle, deren Amplitudenabnahme, auf dem Weg zum Empfangspiezo, durch den Faktor $1/\sqrt{s_e}$ berücksichtigt wird [1]. Das Empfangssignal ergibt sich durch das Verschieben des Sendesignals $f(t)$ um die zuvor berechnete Zeit $\Delta t_{s,e}$. Als Sendesignal wird hierbei immer ein Sinus-Burst mit Hanning-Fensterung verwendet.

Für den Fall, dass der Sendepiezo nicht der Empfangspiezo ist, ist das Empfangssignal

$$s_R(t) = s_{R_p}(t) + s_{R_{s,e}}(t) \quad (8.9)$$

sonst

$$s_R(t) = s_{R_{s,e}}(t) \quad (8.10)$$

Berücksichtigung von Dispersionseffekten

Die Formeln (8.9) und (8.10) berücksichtigen nicht die dispersive Eigenschaft der Lamb-Wellen. Das dispersive Signal lässt sich über die bereits bekannte Formel

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i(k(\omega)x - \omega t)} d\omega \quad (8.11)$$

berechnen. Hierfür wird lediglich die Strecke $s_{s,e}$

$$s_{s,e} = s_s + s_e \quad (8.12)$$

zwischen Sendepiezo, Fehlstelle und Empfangspiezo benötigt und für x eingesetzt. Demnach lassen sich die Empfangssignale ausdrücken durch:

$$s_{R_{s,e}}(t) = \frac{A}{\sqrt{s_s}\sqrt{s_e}} u(s_{s,e}, t) \quad (8.13)$$

$$s_{R_p}(t) = \frac{1}{\sqrt{s_p}} u(s_p, t) \quad (8.14)$$

Bei der Implementierung in MATLAB wird bei der Formel (8.11) kein Integral gelöst, sondern die Rücktransformation in die Zeit-Domäne über die inverse FFT realisiert.

Abbildung 8.9 zeigt den Vergleich der SAFT Ergebnisse für die experimentell ermittelten und simulierten Daten. Für die simulierten Daten wird eine punktuelle Fehlstelle bei den Koordinaten $x = 0$ mm und $y = 305$ mm angenommen. Zudem werden nur die Signale im Zeitbereich von $80 \mu\text{s}$ bis $150 \mu\text{s}$ dargestellt. Die berechneten Pixelwerte sind zudem auf 1 normiert und anschließend in dB umgerechnet. Es ist zu erkennen, dass die simulierten Daten ein ähnliches Ergebnis liefern, wie die experimentellen Daten. Für die Abweichungen gibt es mehrere Ursachen. Neben den Klebe- und Herstellungstoleranzen der Piezos beinhalten die experimentellen Daten auch einen Rauschanteil. Des weiteren ist die reale Fehlstelle ein länglicher Schlitz, wohingegen die simulierte Fehlstelle punktförmig ist. Zudem sind Piezokeramiken nicht in der Lage das elektrische Signal ohne Verzerrungen in eine Lamb-Welle umzuwandeln. Die größten Abweichungen entstehen hierbei durch das Nachschwingen des Piezos.

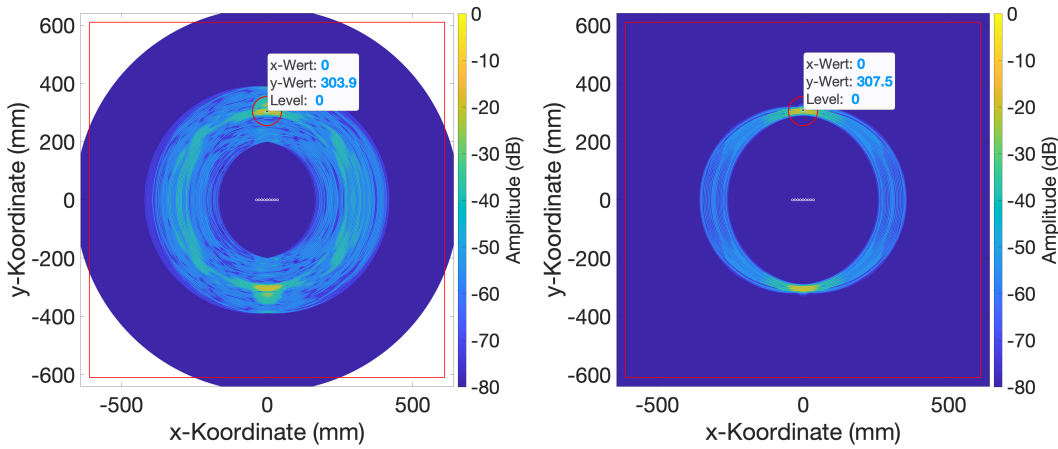


Abbildung 8.9: Ausschnitt der SAFT Ergebnisse des Experiments (links) und der Simulation (rechts)

Neben den zweidimensionalen Bildern ist es auch möglich die winkelabhängige Intensität als Polardiagramm darzustellen (siehe Abbildung 8.10). Hierfür wird das zweidimensionale Bild in Winkelsegmente unterteilt und für jedes Segment die maximale Intensität ermittelt. Bei dem dargestellten Polardiagramm wurde eine 1° Schrittweite gewählt. Für den Fall einer einzelnen Fehlstelle ergibt sich ein Bild, das dem der berechneten Phased-Array Beams aus Kapitel 6 ähnelt. Besonders bei den SAFT und TFM Algorithmen mit SCF Erweiterung ist die Hauptkeule deutlich zu erkennen. Zudem ist die Unterdrückung der Nebenkeulen sowie die Reduzierung der Hauptkeulen-Breite durch den Sign Coherence Factor sichtbar.

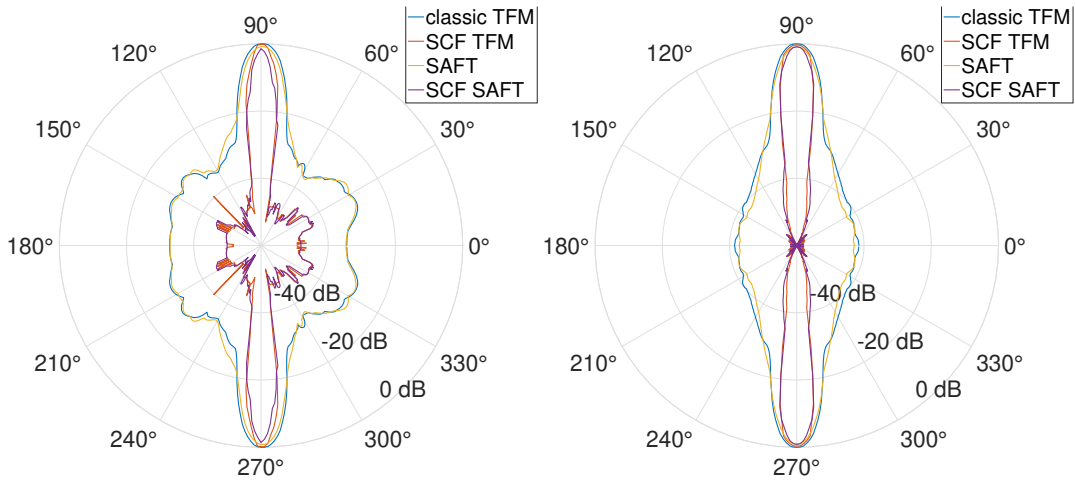


Abbildung 8.10: Experimentell ermittelte (links) und simulierte (rechts) Winkelabhängige Arrayabstrahlung

8.3 Einflussfaktoren auf die erzeugten Bilder

Wie die unterschiedlichen Algorithmen auf Einflussfaktoren wie Dispersion, Position der Fehlstelle oder auch Rauschen reagieren, soll in den nachfolgenden Abschnitten genauer untersucht werden. Hierfür wird ein Ring Array bestehend aus 40 Piezos verwendet, mit dem eine zweidimensionale Überwachung ohne eine stark richtungsabhängige Empfindlichkeit möglich ist. Der Durchmesser beträgt 110 mm, wodurch sich ein Abstand der Piezos von ca. 8.6 mm ergibt. Demnach kann dieses Array mit den 8 mm Scheibenpiezos aus Abschnitt 3.5 aufgebaut werden.

Die simulierte Platte besteht aus einem 5005A-H14 Aluminium und ist 1.5 mm dick. Die Materialeigenschaften können dem Abschnitt 3.4 entnommen werden. Unter Berücksichtigung der $\lambda/2$ Abstandsregel zwischen den Piezos, ergibt sich eine Anregungsfrequenz von 46 kHz für die A0-Mode und 307 kHz für die S0-Mode. Die Wellenlänge beträgt hierbei ca. 17.3 mm. Die untersuchte Fehlstelle befindet sich an den Koordinaten $x = 0$ mm und $y = 300$ mm und hat einen Reflexionsfaktor von $A = 1$. Zudem werden die Dispersionseffekte bei der Signalerzeugung berücksichtigt. Sofern es nicht explizit erwähnt ist, werden diese Einstellungen für alle Berechnungen verwendet. Als Mode wird standardmäßig die S0-Mode simuliert. Die erzeugten Daten beinhalten hierbei in der Regel nicht die direkt laufenden Wellen. Dies würde nur zu einem lokalen Maximum im Plattenzentrum führen und die Beurteilung der an der Fehlstelle reflektierten Welle erschweren. Demzufolge wurden sie mit der Formel (8.10) erzeugt.

Der Standard SAFT Algorithmus beinhaltet eine Näherung, die nur im Fernfeld gültig ist. Der TFM Algorithmus hingegen verzichtet auf diese Näherung und berechnet die Signallaufzeiten für jeden Punkt der zu untersuchenden Platte. Für den Fall,

dass sich die Fehlstelle im Fernfeld befindet, sind die Ergebnisse der Algorithmen nahezu identisch. Aufgrund dieser Ähnlichkeit und zugunsten der Übersichtlichkeit wird bei den meisten hier dargestellten Ergebnissen nur der TFM mit dem SCF TFM Algorithmus verglichen. Mit TFM Algorithmus ist in diesem Kapitel immer die Variante mit Phasenkompensation (Formel (7.8)) gemeint.

8.3.1 Dispersion

Wie bereits häufiger erwähnt wurde, sind Lamb-Wellen dispersiv. Dies wirkt sich auch auf die Ergebnisse der einzelnen Algorithmen aus. In Abbildung 8.11 sind die Resultate der TFM dargestellt. Die verarbeiteten Daten sind hierbei sowohl mit als auch ohne Dispersion. Die dispersiven Daten wurden zudem mit den aus Abschnitt 4.3 bekannten Algorithmen zur Korrektur der Dispersionseffekte vorverarbeitet. Nachdem die Visualisierung der Ergebnisse mittels Polardiagrammen stark von der gewählten Achsenskalierungen abhängt, werden die winkelabhängigen Darstellungen fortan als normierte 2D-Linienplots dargestellt.

Die Position der Fehlstelle bei 90° ist gut zu erkennen. Zudem treten im Bereich von 270° eine Vielzahl von Gitterkeulen auf. Die Auswirkungen der Dispersion sind jedoch sehr gering. Dies liegt daran, dass die S0-Mode bei den verwendeten 307 kHz fast nicht dispersiv ist.

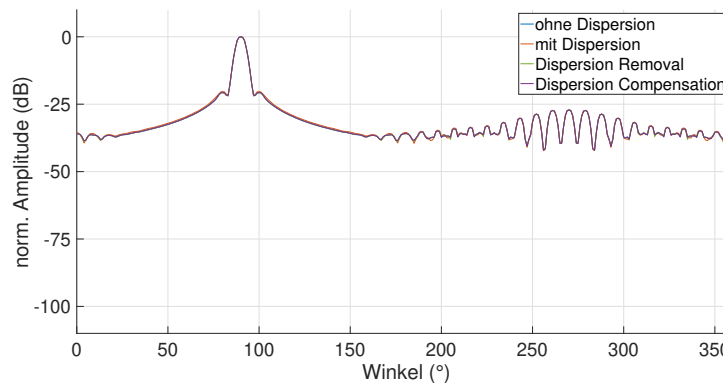


Abbildung 8.11: Einfluss einer dispersiven S0-Mode auf den TFM Algorithmus

Der SCF TFM Algorithmus – der Exponent p ist auf 2 gesetzt – (siehe Abbildung 8.12) wird hingegen deutlich durch die Dispersionseffekte beeinflusst. Die zusätzliche Phasenverschiebung durch die Dispersion sorgt sogar dafür, dass die Nebenkeulen stärker unterdrückt werden. Demzufolge führt die Korrektur der Dispersionseffekte wiederum zu einer Verschlechterung des Ergebnisses. Dies ist besonders im Bereich der Gitterkeulen zu erkennen.

Bei der A0-Mode fällt der Einfluss der Dispersion deutlich stärker aus (siehe Abbildung 8.13 und 8.14).

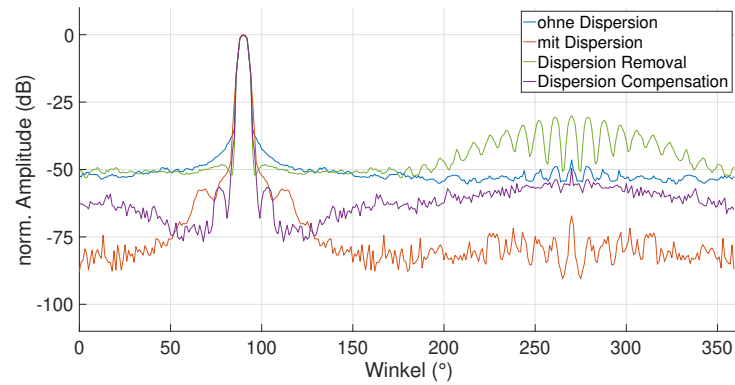


Abbildung 8.12: Einfluss einer dispersiven S0-Mode auf den SCF TFM Algorithmus

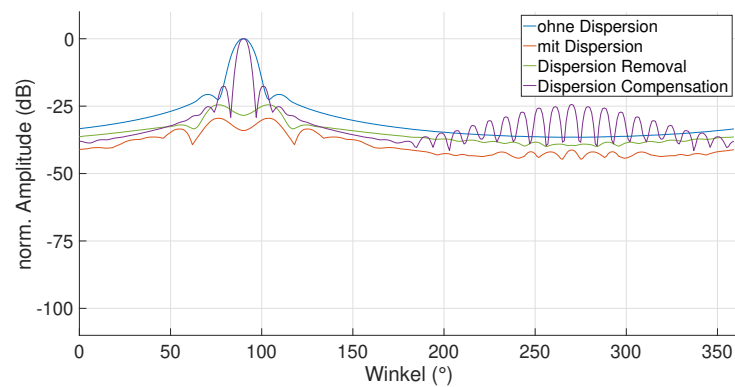


Abbildung 8.13: Einfluss einer dispersiven A0-Mode auf den TFM Algorithmus

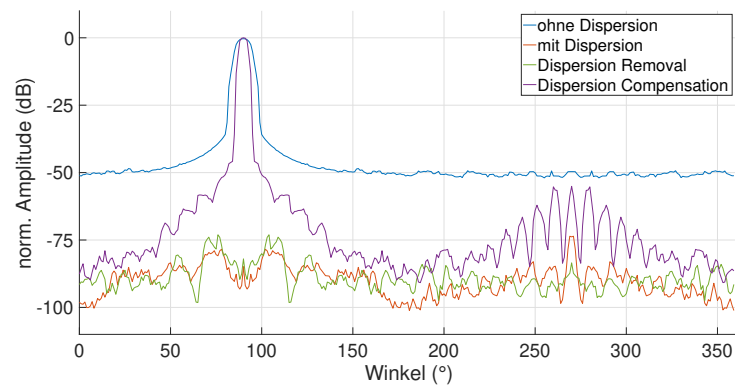


Abbildung 8.14: Einfluss einer dispersiven A0-Mode auf den SCF TFM Algorithmus

Die Reflexion der Fehlstelle, die einen Peak bei 90° hervorrufen sollte, ist nicht mehr zu erkennen. Ausschließlich der Dispersion Compensation Algorithmus ist in der Lage die Dispersionseffekte zu korrigieren. Der Grund dafür liegt in dem stark dispersiven Verhalten der niederfrequenten A0-Mode. Durch die stark abweichenden Phasengeschwindigkeiten im Frequenzbereich des Anregesignals verschieben sich die Phasen in der sich ausbreitenden Lamb-Welle. Dieser Effekt ist so stark, dass selbst der Wegunterschied von 8.6 mm zwischen zwei Piezos zu einem deutlichen Phasenversatz führt. Demnach ähnelt die Überlagerung aller Empfangssignale selbst im Bereich der Hauptkeule eher einem zufälligen Rauschen und wird entsprechend nicht verstärkt.

Wie im Abschnitt 4.3 genauer erläutert, unterscheiden sich die Dispersion Removal und Dispersion Compensation Algorithmen unter anderem darin, wie sie die durch Dispersion verschobene Phase korrigieren. Der Dispersion Compensation Algorithmus verursacht zwar eine Frequenzverschiebung, ist dafür jedoch in der Lage die Phase zu korrigieren.

Es ist zudem auffällig, dass sich die Breite der Hauptkeule zwischen dem Signal ohne Dispersion und dem dispersiven und mittels Dispersion Compensation korrigierten Signal unterscheidet. Dies dürfte daran liegen, dass die Phasengeschwindigkeit bei den simulierten Daten ohne Dispersion konstant ist, wohingegen die der A0-Mode bei sehr niedrigen Frequenzen gegen 0 geht. Die Wellenlänge kann berechnet werden, indem die Phasengeschwindigkeit durch die Frequenz geteilt wird. Bei konstanter Phasengeschwindigkeit steigt die Wellenlänge demnach bei sehr niedrigen Frequenzen stärker an, als es bei einer A0-Mode der Fall ist. Unter Berücksichtigung der Bandbreite des Sendesignals bedeutet dies, dass die simulierte nicht dispersive Welle deutlich größere Wellenlängen aufweist. Nachdem die Breite der Hauptkeule direkt proportional zur Wellenlänge ist, wird damit durch die Breite deutlich vergrößert.

8.3.2 Position der Fehlstelle

Bei der Position der Fehlstelle muss zwischen Nahfeld und Fernfeld sowie im Inneren des Piezo-Arrays unterschieden werden. Der Abstand, ab dem das Nahfeld bzw. Fernfeld beginnt, lässt sich mit den Formeln (6.3) und (6.4) aus Abschnitt 6.1.1 berechnen. Daraus ergibt sich für das Nahfeld 17 cm und für das Fernfeld 1.4 m.

Für die Berechnungen wird der Exponent p des SCF auf 2 gesetzt. Außerdem werden nicht dispersive Signale simuliert, dass der Einfluss der Dispersionseffekte nicht den Einfluss der Fehlstellenposition verfälscht. Abbildung 8.15 zeigt das Ergebnis für den SCF SAFT Algorithmus. Die Angabe in der Legende bezieht sich auf die y-Koordinate der Fehlstelle. Die x-Koordinate ist jeweils 0. Das simulierte Signal ist eine nicht dispersive S0-Mode. Die beim SCF SAFT Algorithmus verwendete Näherung ist nur für das Fernfeld und demnach für die Fehlstelle in 1500 mm Entfernung geeignet. Je geringer der Abstand wird, desto stärker wird die berechnete Hauptkeule verformt. Bei einer Entfernung von 80 mm ist eine Lokalisierung des Fehlers nicht mehr möglich.

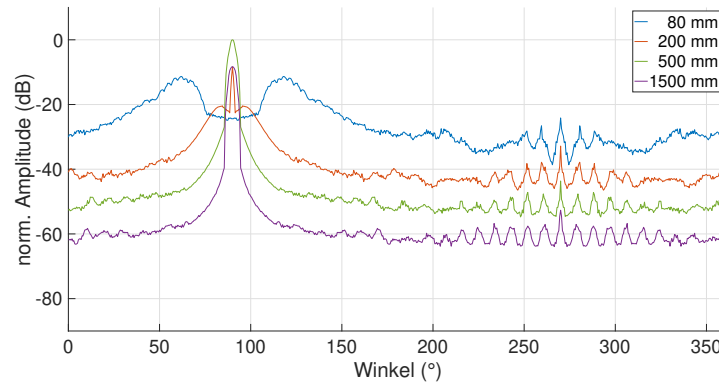


Abbildung 8.15: Einfluss des Abstands zur Fehlstelle auf das Ergebnis des SCF SAFT Algorithmus

Der SCF TFM Algorithmus (siehe Abbildung 8.16) hingegen liefert auch im Nahfeld gute Ergebnisse. Die Breite und Form der Hauptkeule sind weitestgehend unabhängig vom Abstand. Ein deutlicher Unterschied ist hingegen bei der Intensität der empfangenen Welle festzustellen, der durch die unterschiedlichen Signallaufstrecken entsteht. Zudem ist ersichtlich, dass die Ergebnisse des SCF SAFT und SCF TFM Algorithmus für die 1500 mm Fehlstelle nahezu identisch sind.

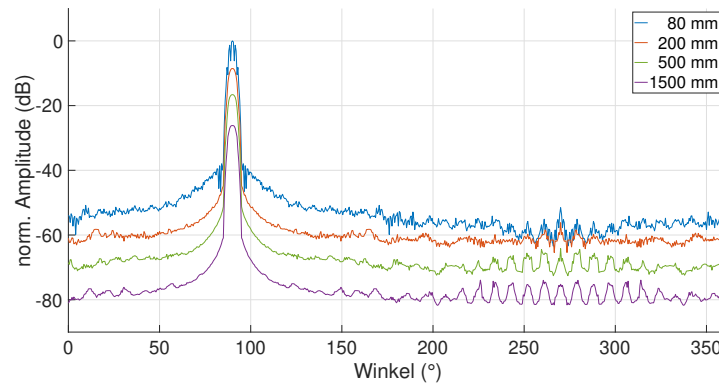


Abbildung 8.16: Einfluss des Abstands zur Fehlstelle auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

Der Fall einer Fehlstelle im inneren des Sensor-Array-Rings ist in Abbildung 8.17 dargestellt. Die Koordinaten der Fehlstelle sind $x = 0$ mm und $y = 25$ mm. Verglichen wird der TFM Algorithmus mit Phasenkompensation (links) und die SCF TFM Variante (rechts). Die berechneten Signale beinhalten hierbei auch die direkt laufenden Wellen zwischen dem Sende- und Empfangspiezo. Der Reflexionsfaktor A in der Formel (8.7) ist auf 0.01 gesetzt. Demnach wird 1 % der Welle an der Fehlstelle reflektiert. Ausschließlich der TFM Algorithmus mit SCF Erweiterung ist in der Lage die direkt laufenden Wellen soweit zu unterdrücken, dass die eigentliche Reflexion

der Fehlstelle sichtbar wird.

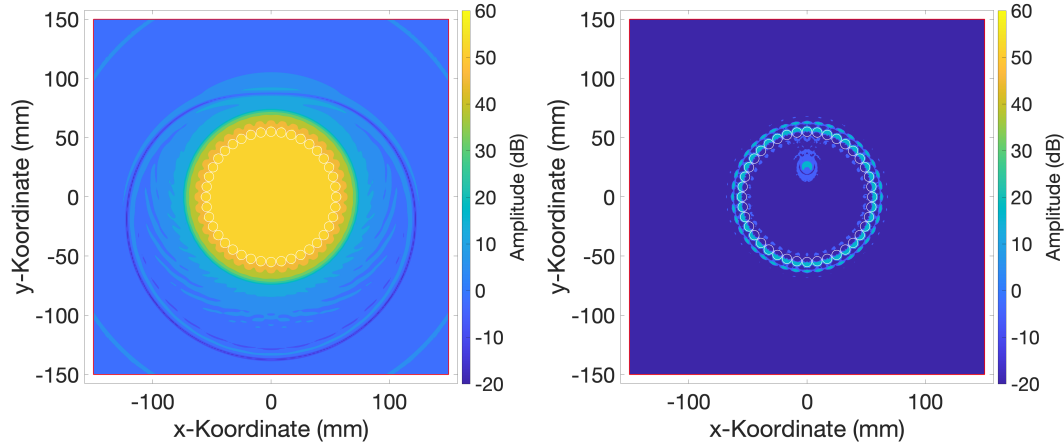


Abbildung 8.17: Ergebnis des TFM (links) und SCF TFM (rechts) Algorithmus für eine Fehlstelle im Inneren des Arrays

8.3.3 Abstand zwischen Fehlstellen

Wie zuvor erwähnt, lässt sich die theoretische Auflösung eines Arrays mit den Formeln (7.12) und (7.13) berechnen. Für das simulierte Array ergibt sich hierbei eine theoretische Winkelauflösung von 9° für den Standard TFM Algorithmus und 4.5° mit SCF Erweiterung. Die simulierten Fehlstellen befinden sich hierbei auf einem Radius von 300 mm und sind symmetrisch zum 90° Beamwinkel angeordnet. Bei der TFM (siehe Abbildung 8.18 links) ergibt sich bei zwei Fehlstellen im Abstand von 9° ein lokales Minimum bei 90° , welches 6.6 dB unterhalb der beiden Maxima liegt. Die Fehlstellen können demnach noch deutlich voneinander unterschieden werden. Bei dem SCF TFM Algorithmus ergibt sich sogar bei 7° noch ein Unterschied zwischen den lokalen Extrema von 8.4 dB. Die theoretische Winkelauflösung von 4.5° wird hingegen nicht erreicht, da diese nur für $p \rightarrow \infty$ gilt. Die Berechnungen wurden jedoch mit $p = 2$ durchgeführt. Zudem ist die Bedingung $D \gg \lambda$ nicht erfüllt, weshalb der berechnete Winkel vom tatsächlich möglichen abweicht.

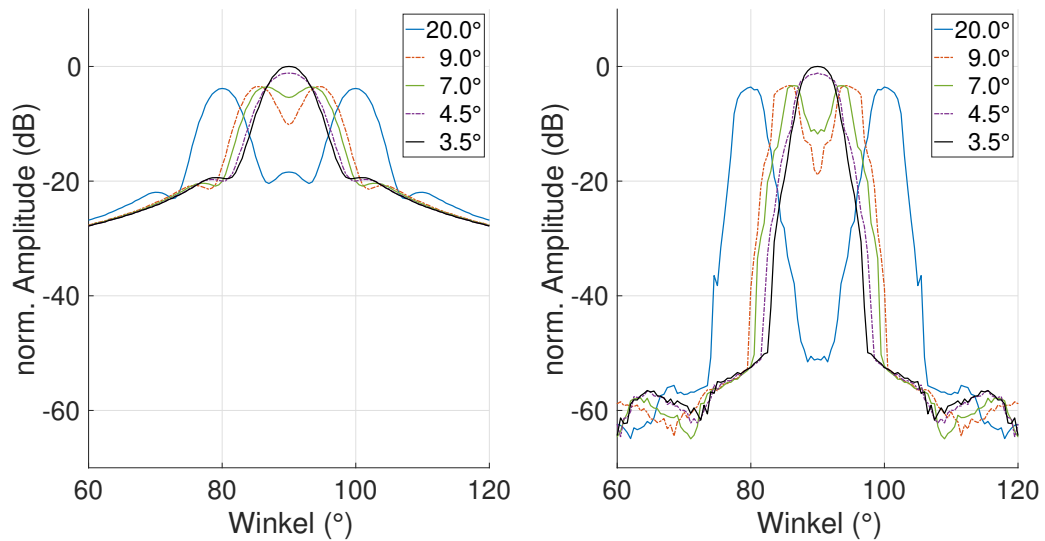


Abbildung 8.18: Einfluss des Abstands zwischen zwei Fehlstellen auf den TFM (links) und SCF TFM (rechts) Algorithmus

8.3.4 Exponent p des SCF

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Exponenten p des SCF genauer untersucht. Die simulierten Daten sind hierbei disperse A0- und S0-Moden. Im Fall der A0-Mode wird zu Beginn der Datenverarbeitung der Dispersion Compensation Algorithmus angewendet.

Das Ergebnis für die A0-Mode (Abbildung 8.19) und S0-Mode (Abbildung 8.20) ist sehr ähnlich.

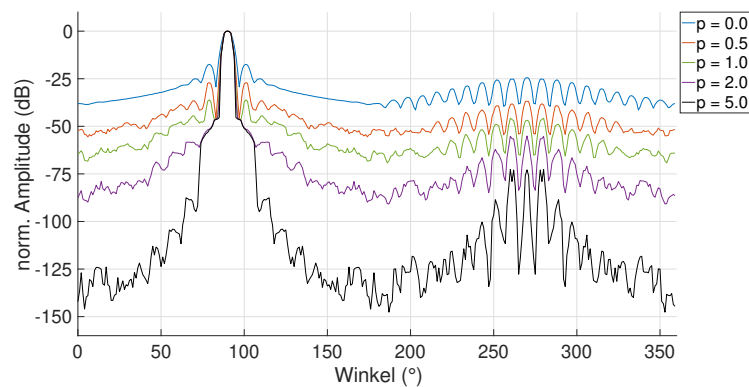


Abbildung 8.19: Einfluss des Exponenten p beim SCF TFM Algorithmus und einer A0-Mode

Das Erhöhen des Exponenten sorgt für eine Reduzierung der Nebenkeulen und

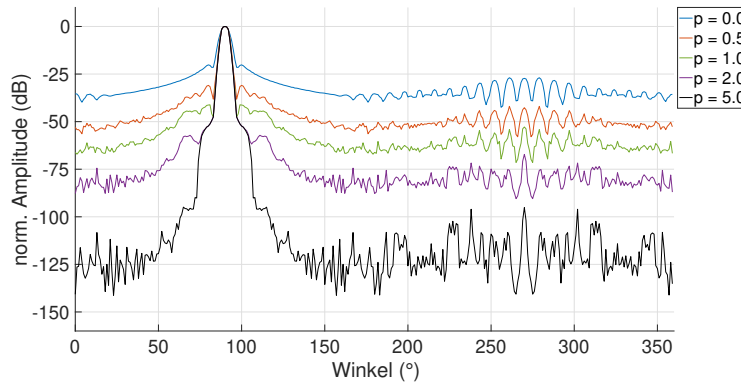


Abbildung 8.20: Einfluss des Exponenten p beim SCF TFM Algorithmus und einer S0-Mode

Rückkeulen sowie zu einer schmäleren Hauptkeule. Ab einem Wert von 2 bildet sich jedoch eine Art Sockel unterhalb der Hauptkeule aus. Eine weitere Steigerung bringt demnach keine weiteren Vorteile für die erzeugte Hauptkeule. Für den Fall $p = 0$ ist das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus vergleichbar mit dem des TFM Algorithmus mit Phasenkompensation.

Wie bereits in Kapitel 7.3 erwähnt, kann ein zu hoher p -Wert auch negative Auswirkungen auf das Ergebnis haben. Abbildung 8.21 zeigt das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus für drei Fehlstellen, die sich in einem Winkelabstand von 10° auf einem Kreis mit dem Radius 300 mm befinden. Je höher der p -Wert gewählt wird, desto

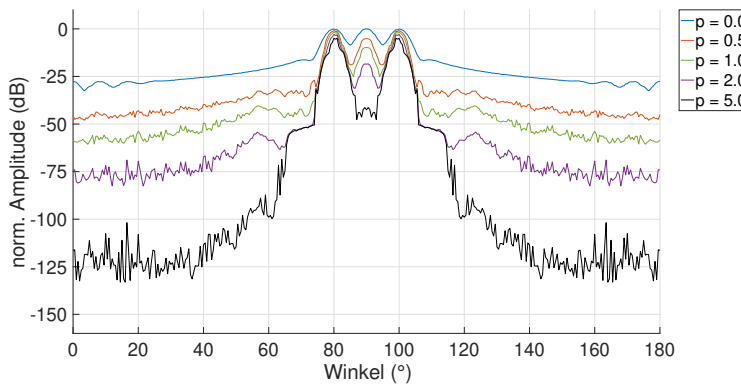


Abbildung 8.21: Einfluss des Exponenten p beim SCF TFM Algorithmus und drei Fehlstellen

stärker wird die mittlere Fehlstelle unterdrückt. Dies kommt durch die Nebenkeulen der beiden äußeren Fehlstellen, die sich im Bereich der mittleren Fehlstelle befinden. Durch die Überlagerung der Signale wird sowohl die Intensität als auch die Phasenlage im Bereich der mittleren Fehlstelle beeinflusst. Da die SCF Erweiterung solche

Phasenunterschiede bzw. Vorzeichenunterschiede gezielt unterdrückt, wird auch die Fehlstelle in der Mitte unterdrückt. Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse ist es sinnvoll den Exponent p im Bereich zwischen 1 und 2 zu wählen.

8.3.5 Piezoanzahl

Die Anzahl der verwendeten Piezos wirkt sich nicht nur auf die Kosten des gesamten Phased-Array Systems aus, sondern auch auf dessen Leistungsfähigkeit. Bei einer vorgegebenen zu erreichenden Winkelauflösung ist der Minstdurchmesser des Arrays festgelegt. Die maximale Anzahl der verwendbaren Piezos lässt sich durch den Durchmesser der Scheibenpiezos und den Kreisumfang des Circular-Ring Arrays bestimmen. Bei dem bisher betrachteten Array mit 40 Piezos ist die maximale Anzahl mit 8 mm Scheibenpiezos und einen Abstand von Piezomittelpunkt zu Piezomittelpunkt von ca. 8.6 mm nahezu erreicht. Eine Reduzierung der Anzahl ist hingegen möglich, führt jedoch zur Verletzung der $\lambda/2$ Abstandsregel.

Die damit verbundenen Auswirkungen auf das Ergebnis des TFM Algorithmus sind in Abbildung 8.22 zu sehen. Die Öffnung des Arrays ist dabei konstant 110 mm. Das Halbieren der Piezoanzahl führt zu einer Reduzierung der Signalintensität um 12 dB. Dies lässt sich einfach anhand des M^2 Zusammenhangs zwischen der Piezoanzahl und der damit einhergehenden Vervielfachung der Signalintensität erklären (siehe beispielsweise Formel (6.1)).

Der Abstand zwischen der Hauptkeule und den Gitterkeulen sinkt jedoch nicht mit der gleichen Geschwindigkeit. So ist der Abstand zwischen dem Maximum der Hauptkeule und dem Maximum der Gitterkeulen (im Bereich von 270°) bei 32 Piezos 25 dB. Bei 16 Piezos sind es noch 19 dB und bei 8 Piezos 13 dB. Eine Halbierung der Piezoanzahl sorgt demnach um einen etwa 6 dB geringeren Abstand der Hauptkeule zu den Gitterkeulen.

Der Abstand der Hauptkeule zur ersten Nebenkeule ist hingegen mit 20 dB relativ konstant. Die Ausnahme bilden die 4 Piezos, bei denen der Abstand lediglich noch 10 dB beträgt.

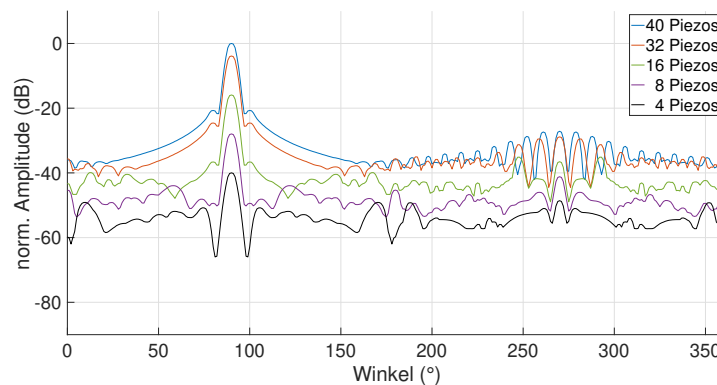


Abbildung 8.22: Einfluss der Piezoanzahl auf das Ergebnis des TFM Algorithmus

Die Abnahme der Intensität der Hauptkeule ist bei dem SCF TFM Algorithmus identisch zu der des Standard TFM Algorithmus. Bei den Gitterkeulen (im Bereich von 270°) ist die Intensität hingegen nahezu konstant. Während die Hauptkeule mit einer halbierten Piezoanzahl um 12 dB abnimmt, nimmt die Nebenkeule lediglich mit 6 dB ab. Dementsprechend verringert sich der Abstand der Intensität der Hauptkeule zur Nebenkeule.

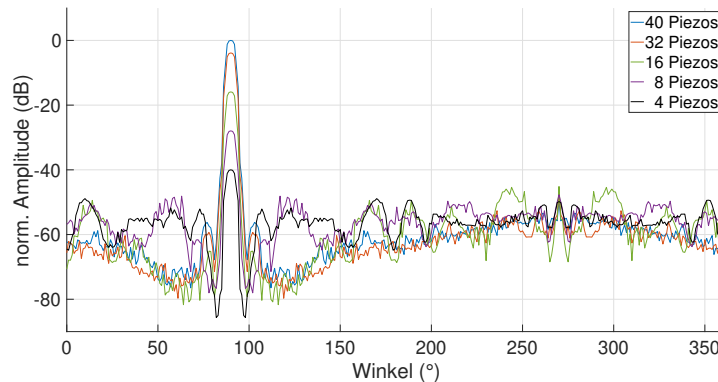


Abbildung 8.23: Einfluss der Piezoanzahl auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

8.3.6 Sendesignal

Neben der Anzahl und Position der einzelnen Phased-Array Piezos kann auch das Anregesignal verändert werden. Die Anregesfrequenz entscheidet hierbei über die Wellenlänge der erzeugten Lamb-Welle und die Anzahl der Schwingungsperioden über die Dauer des Sendesignals und damit auch über die räumliche Ausdehnung der Lamb-Welle.

Bei der simulierten S0-Mode wird die ohnehin geringe Dispersion nicht durch zusätzliche Datenvorverarbeitung korrigiert. Die starke Dispersion der A0-Mode wird hingegen durch den Dispersion Compensation Algorithmus kompensiert.

Anregesfrequenz

Wie den Formeln (7.12) und (7.13) zu entnehmen ist, hat die Wellenlänge eine Auswirkung auf die Auflösung des Arrays. Dadurch lässt sich auch, die in den Abbildungen 8.24 bis 8.27 ersichtliche, Verbreiterung der Hauptkeule erklären.

Das Ergebnis des TFM Algorithmus für die S0-Mode in Abbildung 8.24 zeigt nur eine geringe Frequenzabhängigkeit. Der SCF TFM Algorithmus (siehe Abbildung 8.25) zeigt hingegen den interessanten Effekt, dass die Gitterkeulen für 307 kHz am stärksten ausgeprägt sind. Dies könnte auf eine ungünstige Phasenlage der einzelnen Empfangssignale zurückzuführen sein. Stimmt diese auch für Winkel, die nicht

dem Beamwinkel entsprechen, weitestgehend überein, werden die unterwünschten Gitterkeulen von der SCF Erweiterung nur geringfügig unterdrückt.

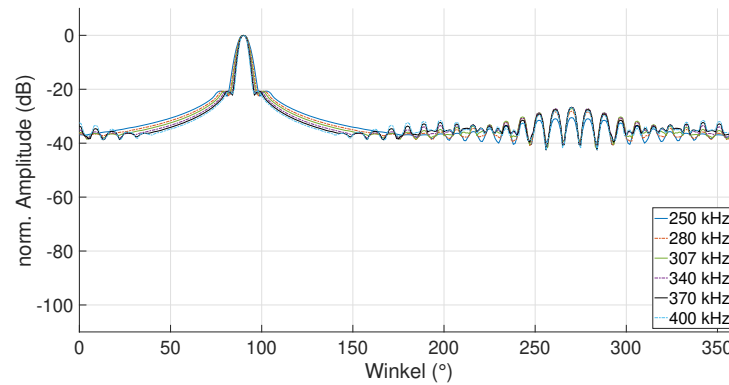


Abbildung 8.24: Einfluss der Anregfrequenz des Sendesignals einer S0-Mode auf das Ergebnis des TFM Algorithmus

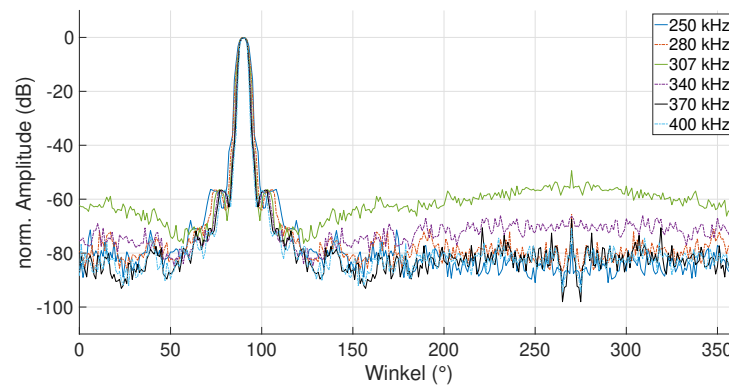


Abbildung 8.25: Einfluss der Anregfrequenz des Sendesignals einer S0-Mode auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

Die Ergebnisse der A0-Mode (siehe Abbildung 8.26 und 8.27) stimmen mit denen der S0-Mode weitestgehend überein.

Auffällig ist jedoch das Ergebnis des in Abbildung 8.26 zu sehenden TFM Algorithmus. Bei einer Anregfrequenz von 20 kHz bilden sich keinerlei Gitterkeulen aus. Erst bei 30 kHz sind diese ansatzweise zu erkennen. Dies liegt an dem geringen Abstand der Piezos im Vergleich zur Wellenlänge von 26.6 mm der A0-Mode bei 20 kHz. Auch die Wellenlänge der maximalen relevanten Frequenz – mittels der Formel (8.1) für $k = 2.8$ bestimmt – ist mit 18.9 mm noch ausreichend groß, dass die $\lambda/2$ Abstandsregel nicht verletzt wird.

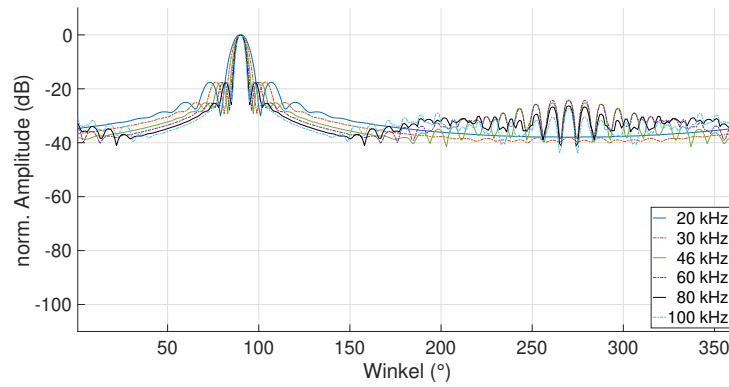


Abbildung 8.26: Einfluss der Anregfrequenz des Sendesignals einer A0-Mode auf das Ergebnis des TFM Algorithmus

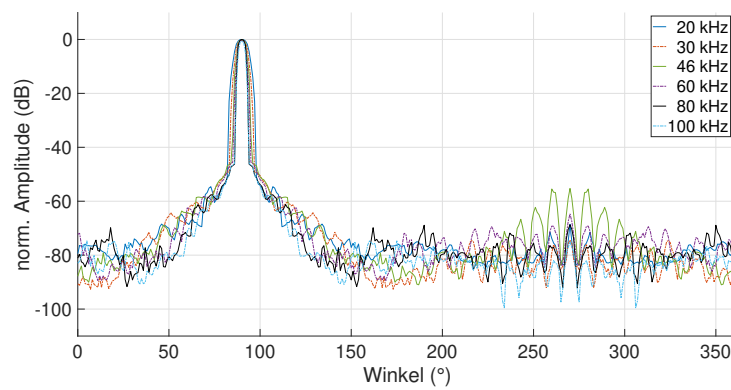


Abbildung 8.27: Einfluss der Anregfrequenz des Sendesignals einer A0-Mode auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

Anzahl der Schwingungsperioden

Die Anzahl der Schwingungsperioden hat auf den TFM Algorithmus, sowohl bei der S0-Mode als auch bei der A0-Mode keine Auswirkung auf die Intensität der Hauptkeule (siehe Abbildung 8.28 und 8.30). Die Intensität der Nebenkeulen nimmt hingegen mit steigender Periodenanzahl zu. Ausnahme ist hierbei der 2-fach Burst der S0-Mode. Durch die sehr große Bandbreite des Anregesignals werden auch deutlich höhere Frequenzen, als 307 kHz, angeregt. Bei diesen Frequenzen zeigt auch die S0-Mode starke Dispersionseffekte, wodurch das Signal verformt und das Ergebnis der TFM Algorithmen beeinflusst wird.

Die unter anderem in Abbildung 8.29 zu sehende Beeinflussung der Intensität der Gitterkeulen ist vergleichbar mit denen einer variierenden Anregungsfrequenz. Hierbei liegt der Grund ebenfalls in der Veränderung der Bandbreite des Anregesignals.

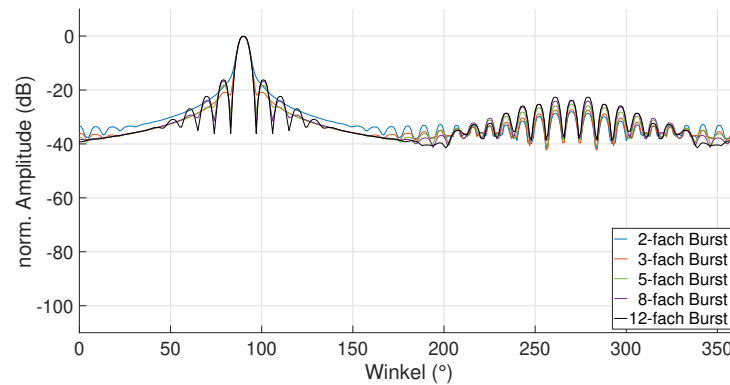


Abbildung 8.28: Einfluss der Schwingungsperioden des Sendesignals einer S0-Mode auf das Ergebnis des TFM Algorithmus

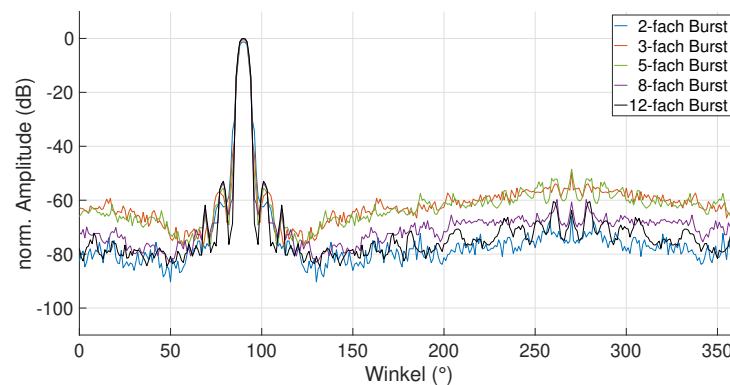


Abbildung 8.29: Einfluss der Schwingungsperioden des Sendesignals einer S0-Mode auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

Etwas abweichend ist das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus für die A0-Mode

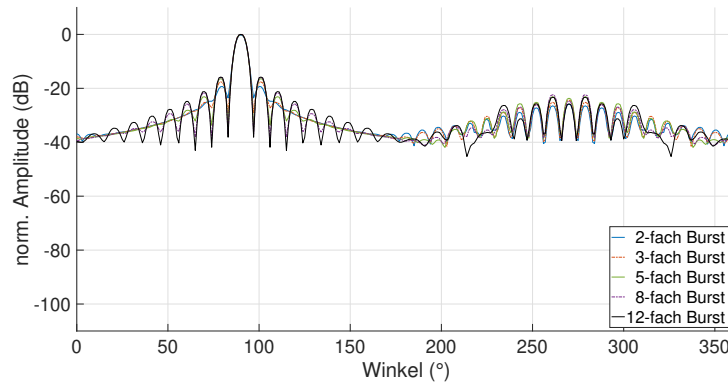


Abbildung 8.30: Einfluss der Schwingungsperioden des Sendesignals einer A0-Mode auf das Ergebnis des TFM Algorithmus

(siehe Abbildung 8.31). Die Nebenkeulen bei zwei und geringfügig auch bei drei Schwingungsperioden sind stärker ausgeprägt. Dies könnte ebenfalls an der sehr großen Bandbreite des Anregesignals liegen. Die auftretenden Dispersionseffekte lassen sich selbst mit dem Dispersion Compensation Algorithmus nicht mehr ausreichend korrigieren und haben relevante Auswirkungen auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus.

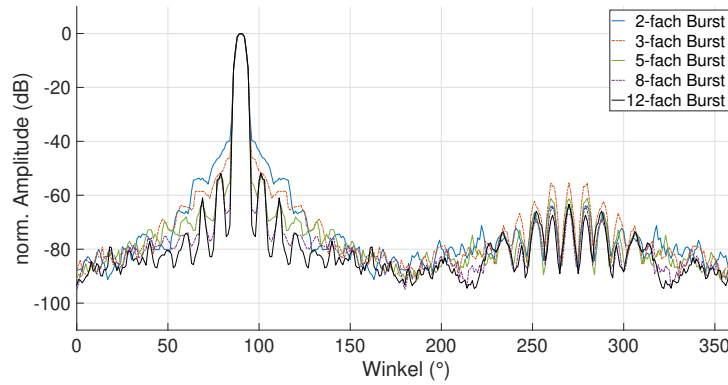


Abbildung 8.31: Einfluss der Schwingungsperioden des Sendesignals einer A0-Mode auf das Ergebnis des SCF TFM Algorithmus

Wie zuvor erwähnt, wirkt sich die Anzahl der Schwingungsperioden auf die Dauer des Sendesignals und damit auch auf die räumliche Ausdehnung der Lamb-Welle aus. Dieser Einfluss ist für die S0-Mode in Abbildung 8.32 und für die A0-Mode in Abbildung 8.33 visualisiert. Durch die Erhöhung der Schwingungsperioden von 2 auf 12 wird auch die Länge des Signals um den Faktor 6 vergrößert.

Dies hat jedoch auch Auswirkungen auf die Detektierbarkeit von mehreren Fehlstellen. Relevant wird dies, wenn sich die Fehlstellen in unterschiedlichen Entfernungen vom Phased-Array Mittelpunkt, jedoch in der gleichen Richtung befinden. Ist der

Abstand der Fehlstellen zu gering, überlagern sich die reflektierten Signale und es ist unter Umständen nicht mehr möglich zwischen den Fehlstellen zu unterscheiden. Für die Überwachung einer Oberfläche ist es demnach von Vorteil, die kleinstmögliche Anzahl von Schwingungsperioden zu verwenden.

Wie an den vorherigen Ergebnissen zu erkennen ist, kann eine zu geringe Anzahl wiederum zur Verschlechterung der Ergebnisse führen. Unter Berücksichtigung der bisherigen Erkenntnisse erscheint ein Wert von 2 bis 3 Schwingungsperioden als sinnvoll.

Es ist zu erwähnen, dass ein realer Piezo das angelegte Spannungssignal nicht 1:1 in eine Lamb-Welle umwandeln kann. Durch Einflussfaktoren wie den Eigenresonanzen der Piezokeramik reagiert der Piezo auf die im Sendesignal enthaltenen Frequenzen unterschiedlich. Eine niedrige Anzahl an Schwingungsperioden bedeutet zugleich eine große Nullstellen-Bandbreite (siehe Definition in Kapitel 2.3). Befinden sich Eigenresonanzen des Piezos in diesem besonders breiten Frequenzbereich, schwingt der Piezo bevorzugt bei den Resonanzfrequenzen an und sorgt damit für eine Verzerrung des ursprünglichen Anregesignals. Demnach hängt die zu bevorzugende Anzahl an Schwingungsperioden auch von den eingesetzten Piezos ab. Die Informationen über das Schwingungsverhalten von Piezokeramiken beruhen auf einer Vielzahl von Experimenten, die in den vergangenen Jahren im Institut für Sensor- und Aktortechnik durchgeführt wurden.

Bei den Abbildungen fällt zudem auf, dass die Ausdehnung der angeregten Lamb-Wellen, trotz gleicher Periodenanzahl, unterschiedlich für die A0- und S0-Mode ist. Dies ist der Fall, obwohl die Wellenlänge der beiden angeregten Moden nahezu identisch ist. Die Wellenlänge der Moden berechnet sich hierbei aus der jeweiligen Anregungsfrequenz und der dazugehörenden Phasengeschwindigkeit. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit auch die räumliche Ausdehnung der Welle ist hingegen die Gruppengeschwindigkeit von Bedeutung.

Die räumliche Ausdehnung der Lamb-Welle lässt sich hierbei abschätzen durch:

$$s_{lamb} = v_{gr} \frac{n_p}{f_0} \quad (8.15)$$

Für eine A0-Mode mit einer Anregungsfrequenz von 46 kHz und einer Gruppengeschwindigkeit von 1515 m/s ergibt sich bei 12 Schwingungsperioden $s_{lamb} = 39.5$ cm. Bei der S0-Mode mit einer Anregungsfrequenz von 307 kHz und einer Gruppengeschwindigkeit von 5266 m/s erhält man $s_{lamb} = 20.6$ cm. Dies deckt sich auch mit der in Abbildung 8.32 und 8.33 rechts zu sehenden räumlichen Ausdehnung der Hauptkeule in y-Richtung.

In Bezug auf die räumliche Auflösung ist die S0-Mode demnach besser für das SHM geeignet. Die Entscheidung, welche der Moden verwendet wird, hängt jedoch besonders davon ab, an welcher Stelle in der Platte der möglicherweise auftretende Schaden erwartet wird. Für die Erkennung einer oberflächlichen Veränderung ist die A0-Mode der S0-Mode vorzuziehen, da diese eine höhere Sensitivität gegenüber Schäden an der Plattenoberfläche hat. Diese Thematik wurde in Abschnitt 2.2 genauer erläutert.

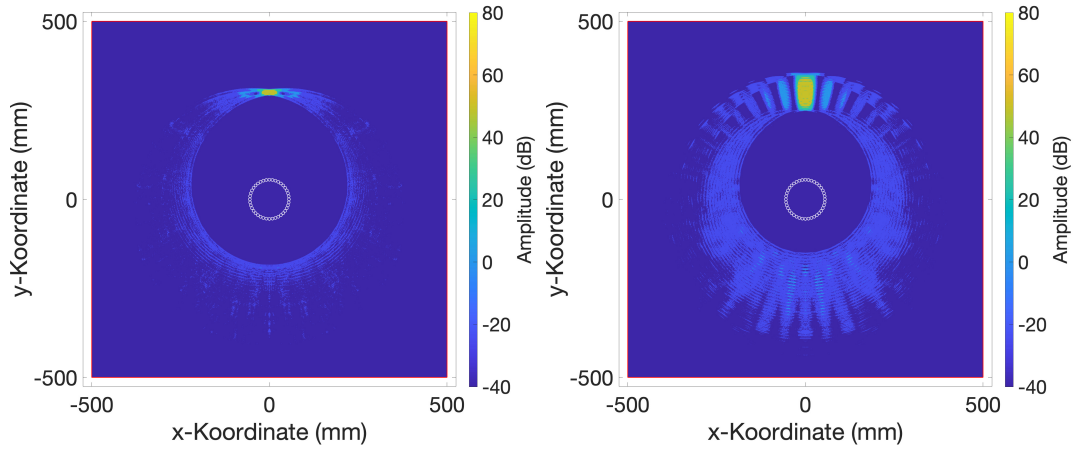


Abbildung 8.32: Ergebnis des SCF TFM Algorithmus für eine S0-Mode bei 2 (links) und 12 (rechts) Schwingungsperioden des Anregesignals

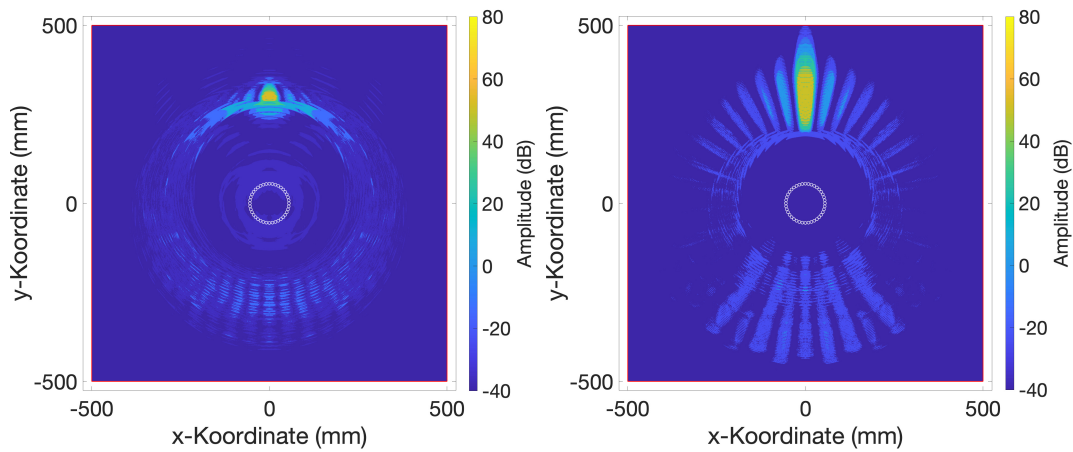


Abbildung 8.33: Ergebnis des SCF TFM Algorithmus für eine A0-Mode bei 2 (links) und 12 (rechts) Schwingungsperioden des Anregesignals

8.3.7 Signalrauschen

Die Intensität des Signalrauschens hängt unter anderem von der Qualität des Messsystems ab, jedoch auch von Umgebungseinflüssen, die oft nicht beeinflusst werden können. Demnach wird immer ein gewisses Rauschen das eigentliche Messsignal überlagern. Sehr hochfrequentes Rauschen oder das 50 Hz Übersprechen der Spannungsleitungen lässt sich leicht durch Hoch- und Tiefpassfilter entfernen. Schwieriger wird es hingegen bei Rauschen, dass sich im Frequenzbereich des eigentlichen Messsignals befindet. In den Untersuchungen zu diesem Thema wird daher ein weißes Rauschen verwendet, das sowohl innerhalb als auch außerhalb des relevanten Frequenzbereichs liegt.

Die nachfolgend als % angegebene Intensität bezieht sich auf die Amplitude des gesendeten Sinus-Burst, ohne die Amplitudenveränderung durch die zurückgelegte Strecke. 100 % sind demnach eine Peak-Peak-Amplitude des Rauschens von 2. Die Daten werden hierbei sowohl mit als auch ohne DWT Filter verarbeitet. Der Filter ist so gesetzt, dass das Frequenzspektrum des Sendesignals auf -20 dB abgefallen ist. Der Parameter k aus Formel (8.1) ist dementsprechend für die Berechnung der theoretischen Grenzfrequenzen auf 1.7 gesetzt. Die tatsächlichen Grenzfrequenzen sind 122 kHz und 523 kHz.

Für den Fall einer stark dispersiven A0-Mode muss das Signal zuerst gefiltert und anschließend die Dispersion mit dem Dispersion Compensation Algorithmus korrigiert werden. Dies ist darin begründet, da der größte Teil des Rauschens erst bei der Messdatenerfassung am Empfangspiezo durch elektromagnetische Störungen entsteht. Die Dispersionseffekte treten hingegen bereits bei der Ausbreitung der Lamb-Welle auf.

Abbildung 8.34 zeigt einen Ausschnitt des Empfangssignals von Piezo 1, für den Fall, dass dieser auch als Sendepiezo agiert und das überlagerte Signal des SCF SAFT Algorithmus für einen 90° Beamwinkel. Die linken Plots beinhalten die Rohsignale und auf der rechten Seite sind die Ergebnisse mit angewendetem DWT Filter zu sehen. Die Rauschintensität betrug 200 %. Durch die Anwendung des Filters ist die Reflexion an der Fehlstelle deutlicher zu erkennen. Die Überlagerung der Ergebnisse im SCF SAFT Algorithmus liefert zudem eine deutlich höhere Amplitude. Die Hauptursache für den Amplitudenunterschied liegt in den häufigeren Vorzeichenwechseln im Bereich des reflektierten Signals, der besonders durch das hochfrequente Rauschen verursacht wird. Diese Vorzeichenunterschiede werden durch die SCF Erweiterung berücksichtigt und demnach auch das reflektierte Signal teilweise unterdrückt.

Die Ergebnisse des TFM Algorithmus sind für das Rohsignal in Abbildung 8.35 und für das gefilterte Signal in Abbildung 8.36 zu sehen. Das Rauschen hebt hierbei den Bereich um die Fehlstelle bei 90° an. Dieser Effekt ist bereits bei einem 100 % Rauschen deutlich sichtbar. Die maximale Amplitude und Form der Hauptkeule wird jedoch nur geringfügig beeinflusst. Bei der Anwendung des Filters ist eine deutliche Veränderung des Ergebnisses erst bei 500 % zu sehen. Bezogen auf das 500 % und 1000 % Rauschen lässt sich sagen, dass der Filter den Signal-Rauschabstand etwa um 10 dB vergrößert.

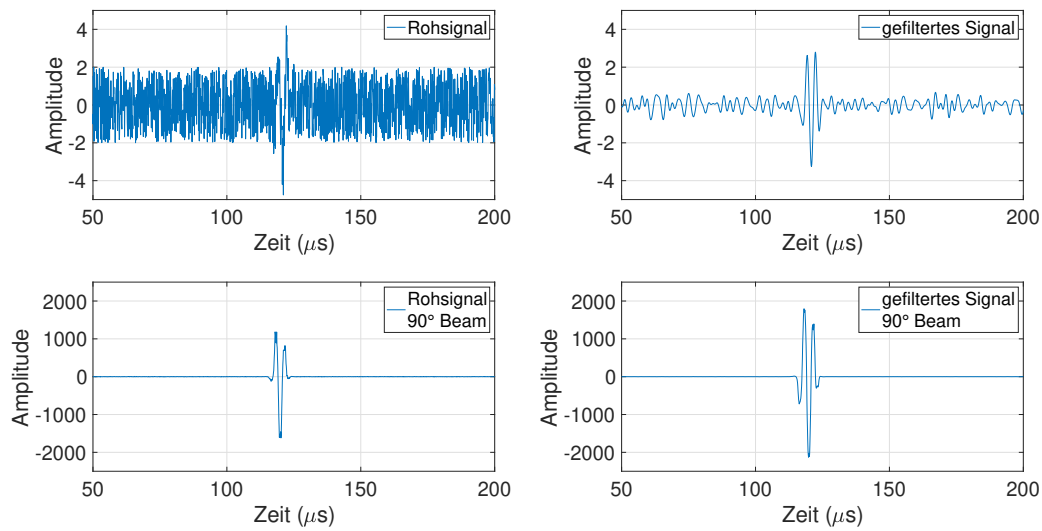


Abbildung 8.34: Einfluss eines DWT Filter auf das SCF SAFT Ergebnis (200 % Rauschen)

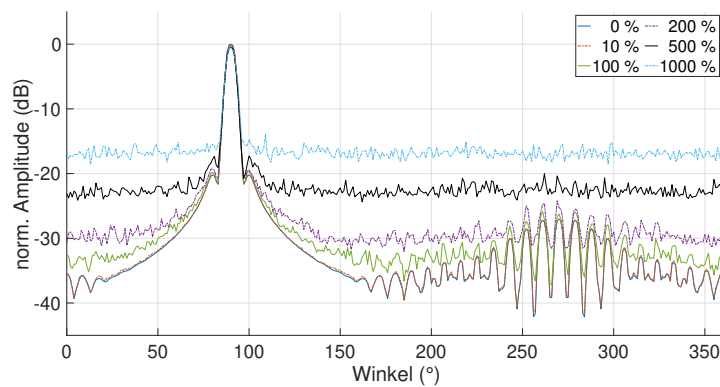


Abbildung 8.35: Einfluss von ungefiltertem Rauschen auf den TFM Algorithmus

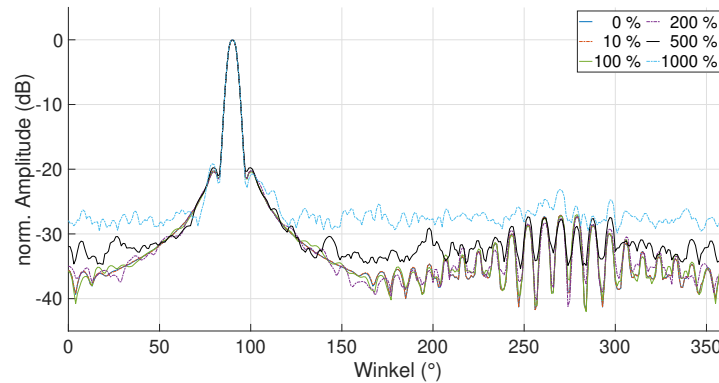


Abbildung 8.36: Einfluss von gefiltertem Rauschen auf den TFM Algorithmus

Der SCF TFM Algorithmus (siehe Abbildung 8.37 und 8.38) reagiert hingegen empfindlich auf das Signalrauschen. Ab einer Intensität von 500 % wird die maximale Amplitude der Hauptkeule deutlich reduziert. Dieser Effekt lässt sich durch das Anwenden des DWT Filters weitestgehend verhindern.

An dieser Stelle lassen sich auch die Vorteile der SCF Erweiterung gut erkennen. Der Unterschied zwischen Maximum der Hauptkeule und Rauschen im Bereich der Rückkeulen beträgt bei dem TFM Algorithmus bei 1000 % Rauschen etwa 28 dB (siehe Abbildung 8.36). Mit angewendetem SCF liegt dieser Wert bei ca. 52 dB (siehe Abbildung 8.38).

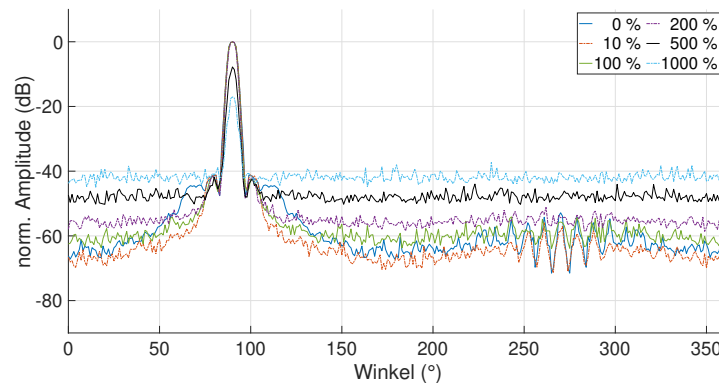


Abbildung 8.37: Einfluss von ungefiltertem Rauschen auf den SCF TFM Algorithmus

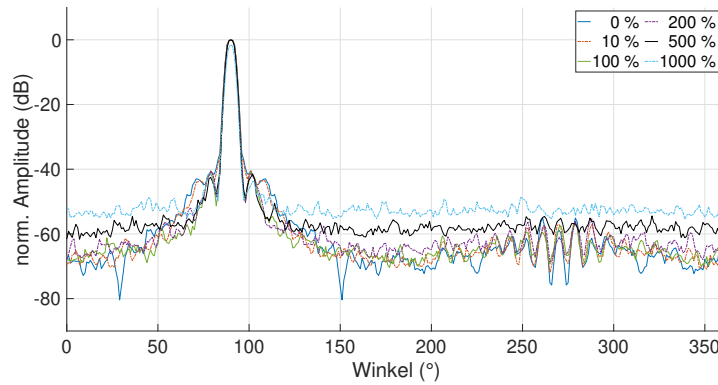


Abbildung 8.38: Einfluss von gefiltertem Rauschen auf den SCF TFM Algorithmus

8.3.8 Bit-Auflösung des ADC

Für die experimentelle Umsetzung eines Phased-Array System werden nicht nur Piezos und Algorithmen zur Datenauswertung benötigt, sondern auch Messgeräte, mit denen die Daten erfasst werden können. Auf der Seite des Empfangspiezoes wird hierbei ein ADC benötigt, der das analoge Signal in ein digitales Signal umwandelt. Der Preis eines ADCs hängt hauptsächlich von der Abtastfrequenz sowie der Bit-Auflösung ab. Je höher die Anforderungen an diese sind, desto teurer wird das Messsystem. Die notwendige Abtastfrequenz wird von der verwendeten Sendefrequenz bestimmt und ist daher vom jeweiligen Anwendungsfall abhängig. Die Bit-Auflösung des ADC kann hingegen frei gewählt werden.

Zur Simulation des Einflusses eines ADCs werden die berechneten Daten auf eine vorgegebene Bit-Auflösung quantisiert. Der größte Wert in der berechneten Datenmatrix gibt hierbei den Messbereich des ADCs vor. So, dass der Messbereich vollständig ausgenutzt wird. Hierfür werden die direkt laufenden Lamb-Wellen zwischen den Piezos verwendet. Die eigentliche Analyse des Bit-Einflusses erfolgt dann ausschließlich mit den reflektierten Signalen der Fehlstelle. Der Reflexionskoeffizient A ist hierbei auf 0.01 gesetzt. In Abbildung 8.39 und 8.40 sind die Ergebnisse für den TFM und SCF TFM Algorithmus dargestellt. Die simulierte S0-Mode ist hierbei dispersiv und der SCF Exponent ist auf 1 gesetzt. Zudem werden die Daten mit einem DWT Filter aus Abschnitt 8.3.7 vorverarbeitet. Dieser reduziert die starken Sprünge, die durch eine niedrige Bitauflösung entstehen. Die Bit-Auflösung ∞ steht hierbei für das berechnete, jedoch nicht extra quantisierte Signal. Die Ergebnisse zeigen, dass die Abnahme der Bit-Auflösung bis 10-Bit keinen relevanten Einfluss hat. Bei 8-Bit hingegen nimmt die bestimmte Amplitude deutlich ab und die Breite der Hauptkeule vergrößert sich. Dies liegt daran, dass bei dieser Bit-Auflösung die Intensität der Reflexion an der Fehlstelle im Bereich der minimal auflösbaren Amplitude des ADCs liegt. Nur die Piezos, die sich dicht an der Fehlstelle befinden, sind in der Lage das empfangene Signal aufzulösen. Bei den weiter entfernt liegenden Piezos wird hingegen eine Null-Linie gemessen. Demnach muss sichergestellt werden, dass

die Auflösung des ADCs oberhalb der zu erwartenden Signalintensität liegt. Sobald dieser Grenzwert überschritten ist, führt eine weitere Erhöhung zu keiner relevanten Verbesserung der Ergebnisse. Bei den simulierten Daten wäre demnach ein 10-Bit ADC ausreichend.

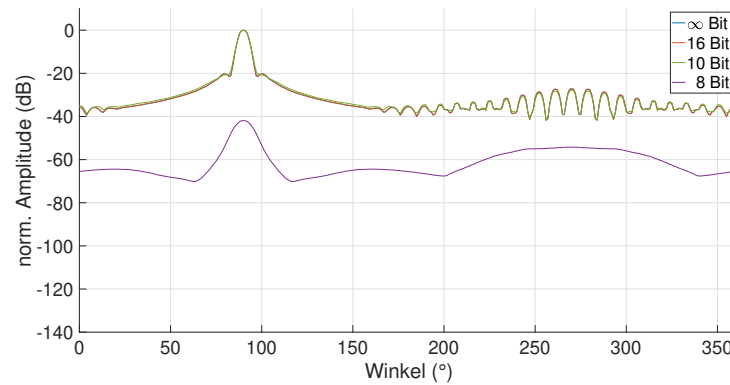


Abbildung 8.39: Einfluss der ADC Bit-Auflösung auf den TFM Algorithmus

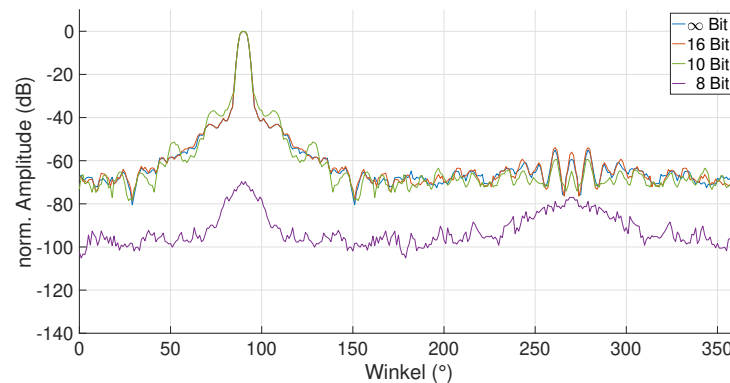


Abbildung 8.40: Einfluss der ADC Bit-Auflösung auf den SCF TFM Algorithmus

8.3.9 Weitere Einflussfaktoren

Neben den untersuchten Einflussfaktoren gibt es noch eine Vielzahl von weiteren, die nicht genauer erläutert werden. Hierzu zählen beispielsweise die Fertigungstoleranzen der Piezokeramiken sowie die Positioniergenauigkeit der einzelnen Sensoren. Wie in Kapitel 3 ausgeführt, beeinflusst auch die Dicke der Klebeschicht die angeregte Lamb-Welle. Demnach ist die Reproduzierbarkeit des Klebevorgangs ebenfalls von Bedeutung. Auch die Materialeigenschaften des zu überwachenden Objekts können sich mit der Zeit ändern. Seien es Alterungseffekte oder nur der Einfluss von Temperaturschwankungen. Demnach variiert auch die Übereinstimmung der berechneten Dispersionsdiagramme mit den tatsächlich vorhandenen Übertragungseigenschaften

des Materials. Zudem gehen die berechneten Dispersionsdiagramme von einer konstanten Plattendicke aus. In der Realität unterliegt diese Fertigungstoleranzen und ist demzufolge ortsabhängig. Wie dem Kapitel 3 zu entnehmen ist, ist es auch nicht möglich, ausschließlich eine Lamb-Mode anzuregen. Selbst mit dem beschriebenen Mode-Tuning wird es immer mindestens eine weitere, wenn auch nur sehr schwach ausgeprägte, Mode geben. Die Anwendung der Algorithmen erfolgt jedoch immer auf eine bestimmte Mode. Die Geschwindigkeit der zusätzlich existierenden Moden weicht dabei von der betrachteten ab und verhindert damit eine signifikante Verstärkung dieser. Diese ganzen Einflussfaktoren können dazu führen, dass die Präzision der Fehlstellenbestimmung reduziert wird.

Kapitel 9

Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

Ziel dieser Masterarbeit war es, einen Überblick über Methoden und Verfahren zu erlangen, mit denen es möglich ist, eine großflächige Schiffsrumpfüberwachung zu realisieren. Neben der Theorie sollten auch Algorithmen programmiert und analysiert werden, mit denen eine Auswertung und Visualisierung der aufgenommenen Daten möglich ist. Nachdem das Institut für Sensor- und Aktortechnik der Hochschule Coburg umfangreiche Kenntnisse im Bereich der geführten akustischen Wellen hat und diese auch bei der vorliegenden Aufgabenstellung eingesetzt werden können, wurde sich besonders auf Verfahren konzentriert, bei denen diese Wellen zum Einsatz kommen. Zu Beginn wurden die Grundlagen der geführten akustischen Wellen und besonders der Lamb-Wellen genauer erläutert. Diese können auf den später zu überwachenden Metallplatten der Schiffsaußenhaut, unter anderem mit Piezokeramiken, angeregt werden und sich über große Strecken ausbreiten. Ein wichtiger Punkt bei der Arbeit mit Lamb-Wellen stellen die Dispersionsdiagramme dar. Diese zeigen die frequenzabhängige Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der angeregten Lamb-Moden und sind für viele Datenauswertungsalgorithmen eine Grundvoraussetzung. Neben den frequenzabhängigen Geschwindigkeiten ist auch die Existenz von mindestens zwei Moden – die asymmetrische A0- und die symmetrische S0-Mode – eine Eigenschaft der Lamb-Wellen. Die einzelnen Moden unterscheiden sich nicht nur in den Geschwindigkeiten, sondern auch in der Sensitivität gegenüber Fehlstellen. Dabei ist die A0-Mode besonders empfindlich gegenüber Schäden an der Plattenoberfläche und kann in dem geplanten Anwendungsfall zur Delaminationserkennung eingesetzt werden. Bei der Schiffsrumpfüberwachung werden die Lamb-Wellen auf der Metallplatte angeregt. Durch die guten Schallübertragungseigenschaften von Metall wird ein Großteil der Energie darin transportiert und die Welle interagiert mit der angrenzenden PUR-basierten Beschichtung. Eine Ablösung der Schicht führt demnach zu einer Beeinflussung der sich ausbreitenden Lamb-Welle. Die S0-Mode ist hingegen empfindlich gegenüber Schäden über die vollständige Plattendicke und ist daher für die Risserkennung geeignet.

Nachfolgend wurde die modenselektive Anregung von Lamb-Wellen genauer untersucht. Hierbei kam unter anderem die Shear-lag Theorie für quadratische und runde Piezos zum Einsatz. Mit den dabei gewonnenen Erkenntnissen ist es möglich eine

Aussage über die Intensität, der von einem Piezo angeregten Moden, bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen, zu treffen. Für den Fall einer Delaminationserkennung lässt sich somit der optimale Frequenzbereich bestimmen, in dem die A0-Mode besonders dominant angeregt wird. Die theoretischen Untersuchungen wurden anschließend mit experimentell bestimmten Mode-Tuning Kurven überprüft und zeigten eine gute Übereinstimmung.

Die darauffolgenden Kapitel behandelten einige häufig eingesetzte Verfahren zur Verarbeitung von Lamb-Wellen-Signalen. Hierzu zählten unter anderem die Hilbert-Transformation in der Zeit-Domäne und die Fourier Transformation in der Frequenz-Domäne. Von besonderer Bedeutung ist auch die Diskrete Wavelet-Transformation. Mit dieser werden die im weiteren Verlauf der Arbeit untersuchten Daten gefiltert und somit für die eigentlichen Auswertungsalgorithmen vorverarbeitet.

Die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lamb-Wellen führt auch zu Dispersionseffekten, die die sich ausbreitende Welle verformen und strecken. Zur Korrektur dieser Dispersionseffekte wurden die zwei Algorithmen Dispersion Removal und Dispersion Compensation vorgestellt und die jeweiligen Vor- und Nachteile erläutert.

Anschließend folgte ein Überblick über häufig eingesetzte Verfahren zur Schadensdetektion mit geführten akustischen Wellen. Hierzu zählten unter anderem die Time of Flight Bestimmung, Tomografie oder auch Probability-based Diagnostic Imaging. Bei diesen Verfahren wird jedoch meist ein Referenzsignal benötigt oder es müssen vorher festgelegte Schadensindizes berechnet werden. Bei Verfahren, die auf der ToF Bestimmung basieren, setzt das jedoch voraus, dass die zu untersuchende Wellengruppe deutlich ausgeprägt und ausreichend weit von anderen Wellengruppen entfernt ist. Sehr schwache Reflexionen von Fehlstellen lassen sich damit nur mithilfe eines Referenzsignals ermitteln, dass von den aufgenommenen Daten abgezogen wird. Ist dies nicht möglich, weil beispielsweise der Sensor erst nachträglich zur Untersuchung des Objekts angebracht wurde, ist eine Erkennung von Fehlstellen oft nicht möglich.

Abhilfe schaffen Phased-Array Systeme. Durch eine gezielte zeitliche Verschiebung der Empfangssignale einer Vielzahl von Sensoren lässt sich eine gewisse Richtcharakteristik erzeugen. Die dahintersteckende Theorie des Phased-Array Beamformings wurde ausführlich behandelt. Dabei wurden sowohl eindimensionale als auch zweidimensionale Arrays betrachtet und Einflussfaktoren, wie die Anzahl, Position und Abstände zwischen den Sensoren genauer untersucht. Für die großflächige Überwachung eines Objekts eignen sich besonders Circular Ring Arrays. Diese haben, bei einer vergleichsweise niedrigen Anzahl an Sensorelementen, eine hohe räumliche Auflösung und können somit, selbst auf große Distanz, Fehlstellen präzise lokalisieren.

Die erfassten Daten eines Phased-Array Systems müssen auch verarbeitet werden. Diese Masterarbeit konzentrierte sich hierbei auf die Full Matrix Capture Variante der Datenerfassung. Hierbei dient jeder Sensor des Phased-Arrays als Sender und Empfänger. Durch alle möglichen Kombinationen ergibt sich bei M Piezos eine $M \times M$ Datenmatrix, die anschließend von den Auswertungsalgorithmen verarbeitet wird. Betrachtet wurden die Basis-Varianten der Synthetic Aperture Focusing

Technique und Total Focusing Method. Der größte Unterschied besteht darin, dass der SAFT Algorithmus für jeden Beamwinkel eine Überlagerung der Einzelsignale erzeugt und dabei eine Fernfeldnäherung zum Einsatz kommt. Der TFM Algorithmus hingegen zerlegt die zu überwachende Oberfläche in Pixel. Bei der Berechnung dieser wird auf eine Näherung verzichtet, wodurch der TFM Algorithmus auch im Nahfeld und sogar im Inneren des Phased-Arrays zum Einsatz kommen kann. Neben den Basis-Varianten wurden auch Erweiterungen wie die Phasenkompensation bei dem TFM Algorithmus oder der Sign Coherence Faktor erläutert, der sowohl bei der SAFT als auch bei der TFM eingesetzt werden kann. Ziel dieser Erweiterungen ist es die Leistungsfähigkeit der Algorithmen zu steigern und damit eine präzisere Fehlstellenlokalisierung zu ermöglichen.

Die Funktionsfähigkeit, der in MATLAB implementierten Algorithmen, wurde anhand von experimentell bestimmten Messdaten eines eindimensionalen Linienarrays überprüft. Dabei stellte sich heraus, dass besonders die SCF Erweiterung eine deutliche Verbesserung der erzielten Ergebnisse liefert. Für die Beurteilung des zweidimensionalen Circular Ring Arrays wurden theoretische Messdaten erzeugt. Anhand dieser ist es möglich die zu erwartenden Daten für beliebige Fehlstellenpositionen zu bestimmen. Zudem können Einflussfaktoren wie Dispersionseffekte, angeregte Mode, Anzahl der Sensoren oder auch der Einfluss von Signalrauschen separat untersucht werden.

Bei den ersten Untersuchungen stellte sich heraus, dass die Ergebnisse des TFM Algorithmus mindestens genauso gut, meist jedoch deutlich besser, als die des SAFT Algorithmus sind. Dies liegt daran, dass die TFM auf die Fernfeldnäherung verzichtet. Aufgrund dessen wurde sich auf den TFM Algorithmus sowie die Erweiterung mittels des SCF konzentriert. Neben den zweidimensionalen Abbildungen der Oberfläche kamen auch winkelabhängige Darstellungen zum Einsatz, mit denen die Abstrahlcharakteristik und besonders die Intensität und Form der Haupt-, Neben- und Gitterkeulen des Phased-Arrays visualisiert werden konnten. Die Untersuchung des Einflusses von Dispersionseffekten zeigte, dass die schwache Dispersion der S0-Mode, in dem angeregten Frequenzbereich, nur geringfügige Auswirkungen auf die Ergebnisse der Algorithmen hat. Die A0-Mode ist hingegen stark dispersiv und kann ohne die Verwendung von Algorithmen zur Dispersionskorrektur nicht verwendet werden. Von den vorgestellten Algorithmen ist ausschließlich die Dispersion Compensation Methode in der Lage die Dispersion so zu entfernen, dass die A0-Mode für die Fehlstellenerkennung eingesetzt werden kann. Dies liegt daran, dass dieser Algorithmus nicht nur die Streckung und Verformung der Lamb-Welle korrigiert, sondern auch die Phasenlage kompensiert. Besonders die eingesetzte SCF Erweiterung ist auf diese angewiesen.

Bei den Untersuchungen zur Position der Fehlstelle zeigte sich, dass ausschließlich der TFM Algorithmus mit SCF Erweiterung Fehlstellen, sowohl im Nahfeld und Fernfeld als auch im Inneren des Circular Ring Arrays erkennen kann. Bei mehreren Fehlstellen kann es allerdings dazu kommen, dass die SCF Erweiterung eine der Fehlstellen so stark unterdrückt, dass sie nicht mehr erkannt werden kann. Dies hängt von der Position von benachbarten Fehlstellen ab. Der Effekt wird hierbei durch einen höheren Exponent p der SCF Erweiterung verstärkt. Der p -Wert legt

hierbei fest, wie stark der SCF das Ergebnis der TFM beeinflusst. Anhand der bei den Untersuchungen gesammelten Erkenntnissen ist ein Wert zwischen 1 und 2 zu empfehlen.

Laut den theoretischen Betrachtungen zum Phased-Array Beamforming sollte der Abstand zwischen zwei Piezos nicht größer als die halbe Wellenlänge der angeregten Lamb-Welle sein. Ansonsten treten unerwünschte Gitterkeulen auf, die die Fehlstellenerkennung erschweren. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass auch eine Verletzung dieser Regel verwertbare Ergebnisse liefert. Die auftretenden Gitterkeulen können mit der SCF Erweiterung weitestgehend unterdrückt werden. Eine Reduzierung der Piezoanzahl führt jedoch weiterhin dazu, dass die Intensität des erzeugten Beams abnimmt. Wie weit die Piezoanzahl reduziert werden kann, hängt überwiegend von dem Signal-Rauschabstand der an einer Fehlstelle reflektierten Welle ab und muss für jeden Anwendungsfall separat entschieden werden. Im Fall der Schiffsrumpfüberwachung wird die Anzahl über nachfolgende experimentelle Untersuchungen bestimmt.

Die Untersuchung des Einflusses des Sendesignals ergab, dass die Anregfrequenz sich nur geringfügig auf die Ergebnisse auswirkt. Die größte Auswirkung stellt hierbei die sich ändernde Wellenlänge dar. Da diese im direkten Zusammenhang zur erreichbaren Winkelauflösung des Arrays steht, führt eine Erhöhung der Anregfrequenz und eine damit einhergehende kürzere Wellenlänge zu einer gesteigerten Ortsauflösung des Phased-Array Systems. Dies geht jedoch auf Kosten von stärker ausgeprägten Gitterkeulen. Bei einer starken Reduzierung der Anregfrequenz, bei der A0-Mode auf unter 30 kHz, ist es sogar möglich, die Ausbildung von Gitterkeulen gänzlich zu verhindern. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die frequenzabhängige Anregbarkeit der A0- und S0-Mode hauptsächlich durch den gewählten Piezo beeinflusst wird. Die experimentell untersuchten 8 mm und 10 mm Scheibenpiezos können hierbei zur Anregung der A0-Mode bei diesen niedrigen Frequenzen eingesetzt werden. Ein weiterer Vorteil dieser Frequenzen besteht darin, dass die S0-Mode nahezu nicht angeregt wird. Das Fehlen einer sich überlagernden zweiten Mode wirkt sich positiv auf die Ergebnisse der Algorithmen aus und erleichtert die Erkennung einer Delamination. Neben der Anregfrequenz kann auch die Anzahl der Schwingungsperioden des Sendesignals variiert werden. Einer Erhöhung der Anzahl führt zu schwächeren Dispersionseffekten, jedoch auch zu einem längeren Anregesignal. Die Dispersionseffekte lassen sich, bis zu einer gewissen Intensität, mit den vorgestellten Algorithmen korrigieren. Ein längeres Anregesignal und dadurch auch eine größere räumliche Ausdehnung der Lamb-Welle hat hingegen Einfluss auf die Detektierbarkeit von mehreren Fehlstellen. Zwei Fehlstellen, die sich in einer ähnlichen Richtung – bezogen auf das Phased-Array im Plattenzentrum – befinden, jedoch unterschiedlich weit entfernt sind, können nur dann voneinander unterschieden werden, wenn sich die reflektierten Lamb-Wellen nicht zu stark überlagern. Demzufolge sorgt ein kürzeres Anregesignal für ein höheres räumliches Auflösungsvermögen des Phased-Array Systems.

Der Vergleich zwischen der A0- und S0-Mode ergab, dass die räumliche Ausdehnung der A0-Mode, bei den untersuchten Frequenzen, etwa doppelt so groß ist, wie die der S0-Mode. Die Ursache liegt in der stark unterschiedlichen Gruppengeschwin-

digkeit, die letztendlich dafür verantwortlich ist, welche Strecke die ausgesendete Lamb-Welle in einer bestimmten Zeit zurücklegt. Die für die räumliche Auflösung letztendlich relevante Zeit ist die Dauer des Anregesignals. Die S0-Mode ist demnach zum Erreichen einer möglichst hohen Auflösung vorzuziehen. Dies ist allerdings nur dann sinnvoll, wenn die S0-Mode sensitiv gegenüber der möglicherweise auftretenden Fehlstelle ist. Für die geplante Delaminationserkennung ist weiterhin die A0-Mode zu bevorzugen.

Die beiden zuletzt untersuchten Einflussfaktoren – Signalrauschen und Bit-Auflösung des ADC – beziehen sich auf die Messdatenerfassung. Die eingesetzten ADC zur Umwandlung der Spannungssignale in digital verarbeitbare Signale werden hauptsächlich über ihre Bit-Auflösung und Abtastfrequenz unterschieden. Je höher diese Werte sind, desto teurer ist auch der ADC. Die Abtastfrequenz ist dabei von den zu erwartenden Frequenzen im Messsignal abhängig. Für die in dieser Arbeit verwendeten Frequenzen ist eine Abtastfrequenz von 10 MHz ausreichend. Bei der Untersuchung des Einflusses der Bit-Auflösung stellte sich heraus, dass diese keine relevanten Auswirkungen hat, sofern die, an der Fehlstelle reflektierte Welle, aufgelöst werden kann. Bei den simulierten Daten war dies bereits bei einem 10-Bit ADC gegeben. Die Kosten von 10 MHz ADCs mit 12-Bit oder 14-Bit sind relativ gering und tragen daher nur geringfügig zu den Gesamtkosten des Phased-Array Systems bei.

Der Einfluss von Signalrauschen wurde durch ein breitbandiges weißes Rauschen simuliert. Der SCF TFM Algorithmus stellte sich hierbei als sehr robust heraus. Erst ein Rauschniveau in der Größenordnung der reflektierten Signale hatte einen sichtbaren Einfluss auf die Ergebnisse. Dabei konnten die Fehlstellen selbst bei einem 10-fach höheren Rauschpegel eindeutig erkannt werden. Durch den Einsatz eines DWT Filter konnte der Signal-Rauschabstand um 10 dB vergrößert werden.

Letztendlich lässt sich sagen, dass die untersuchten Algorithmen zur Datenverarbeitung des Phased-Array Systems geeignet sind. Hierbei hebt sich besonders der TFM Algorithmus mit SCF Erweiterung ab. Dieser kann sowohl mit starkem Signalrauschen, einer geringen Anzahl von Sensoren und sogar mit Fehlstellen im Inneren des Circular Ring Arrays umgehen.

Ausblick

Parallel zur Masterarbeit wurden im ISAT bereits die Vorkehrungen für die nächste MegaYachtSchaum Projektphase getroffen. Hierzu zählt unter anderem die Entwicklung der Sensorplatine, mit der die 40 Sensoren – 8 mm Scheibenpiezos – des geplanten Circular Ring Arrays angesteuert werden können. Der Elektronikpart, der sich direkt bei den Piezos befindet, besteht hierbei aus zwei Platinenebenen (siehe Abbildung 9.1). Darauf befinden sich die nötigen elektronischen Bauteile für die Umschaltung zwischen den einzelnen Sendern und Empfängern. Die Empfangssignale jedes einzelnen Piezos werden über einen eigenen Differenzverstärker vorverstärkt, bevor diese zu dem eigentlichen ADC weitergeleitet werden. Dadurch lässt sich der Signal-Rauschabstand deutlich vergrößern.

Auf der Unterseite der ersten Platinenebene (siehe Abbildung 9.2), die sich unmit-

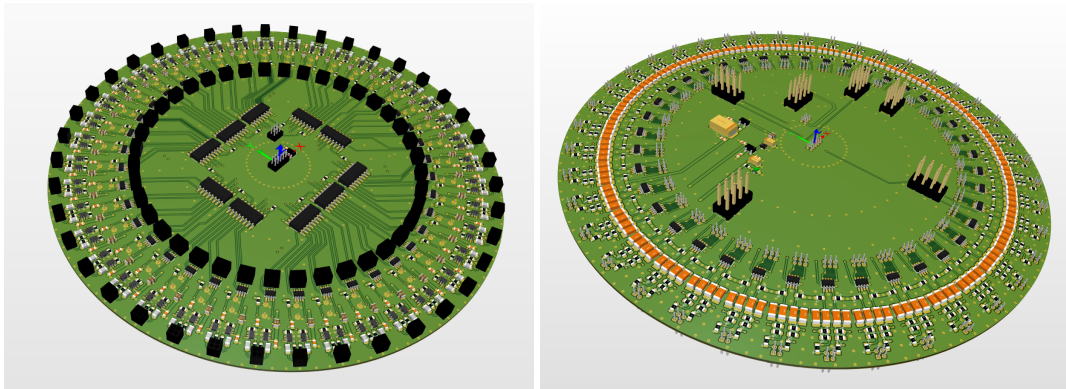


Abbildung 9.1: Oberseite der ersten (links) und zweiten (rechts) Platinenebene des Phased-Array Sensorsystems

telbar über dem Circular Ring Array befindet, sind Temperatursensoren angebracht. Eventuell auftretende Temperatureffekte können somit erkannt und bei Bedarf korrigiert werden. Elektrisch kontaktiert werden die einzelnen Piezokeramiken über Federkontakte. Die Steuerung des Sensor-Systems erfolgt über einen digitalen Signalprozessor. Dieser und auch die für die Erzeugung des Sendesignals sowie die Auswertung des Empfangssignals benötigte Elektronik befindet sich auf separaten Platinen. Die aufgenommenen Messdaten werden anschließend an einen Computer weitergeleitet, der die eigentliche Signalauswertung, unter Verwendung der programmierten Algorithmen, übernimmt. Mithilfe des so realisierten Phased-Array Systems sollen

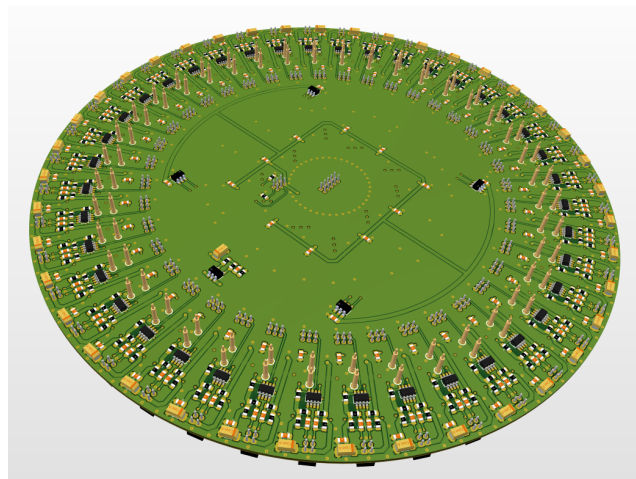


Abbildung 9.2: Unterseite der ersten Platinenebene des Phased-Array Sensorsystems

die simulierten Ergebnisse dieser Arbeit überprüft und mit Erkenntnissen aus experimentellen Untersuchungen ergänzt werden. Mit dem finalen Ziel der großflächigen Überwachung einer Schiffsaußenhaut und der Erkennung von Delamination und Rissen.

Literaturverzeichnis

- [1] V. Giurgiutiu. *Structural health monitoring with piezoelectric wafer active sensors*. AP Academic Press/Elsevier, Amsterdam, 2. ed. edition, 2014.
- [2] D. Schmidt. *Modenselektive Übertragung von Lambwellen in Faserverbundstrukturen*. PhD thesis, Technische Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, 2014.
- [3] G. Rizvi. Lamb wave dispersion curve: Generate lamb wave dispersion curves of an isotropic material, 2020.
- [4] P. D. Wilcox, M. J. S. Lowe, and P. Cawley. Mode and transducer selection for long range lamb wave inspection. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 12(8):553–565, 2001.
- [5] M. Lowe and B. Pavlakovic. *Disperse User’s Manual: A system for Generating Dispersion Curves*. 2013.
- [6] H. M. Seung, C. Park, and Y. Y. Kim. An omnidirectional shear-horizontal guided wave emat for a metallic plate. *Ultrasonics*, 69:58–66, 2016.
- [7] N. Hosoya, R. Umino, A. Kanda, I. Kajiwara, and A. Yoshinaga. Lamb wave generation using nanosecond laser ablation to detect damage. *Journal of Vibration and Control*, 24(24):5842–5853, 2018.
- [8] P. D. Wilcox. Omni-directional guided wave transducer arrays for the rapid inspection of large areas of plate structures. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 50(6):699–709, 2003.
- [9] J. Pohl, C. Willberg, U. Gabbert, and G. Mook. Experimental and theoretical analysis of lamb wave generation by piezoceramic actuators for structural health monitoring. *Experimental Mechanics*, 52(4):429–438, 2012.
- [10] J. Pohl, C. Willberg, U. Gabbert, and G. Mook, editors. *Analyse der Lambwellenerzeugung durch Piezoaktoren für Structural Health Monitoring-Systeme*, volume 127-CD of *Berichtsband / Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V.*, Berlin, 2011. DGZfP.
- [11] V. Giurgiutiu. Lamb wave generation with piezoelectric wafer active sensors for structural health monitoring. In Amr M. Baz, editor, *Smart Structures and Materials 2003: Smart Structures and Integrated Systems*, SPIE Proceedings, page 111. SPIE, 2003.

- [12] V. Giurgiutiu. Tuned lamb wave excitation and detection with piezoelectric wafer active sensors for structural health monitoring. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 16(4):291–305, 2005.
- [13] G. B. Santoni, L. Yu, B. Xu, and V. Giurgiutiu. Lamb wave-mode tuning of piezoelectric wafer active sensors for structural health monitoring. *Journal of Vibration and Acoustics*, 129(6):752–762, 2007.
- [14] A. Raghavan and C. E. S. Cesnik, editors. *Modeling of piezoelectric-based Lamb wave generation and sensing for structural health monitoring*, SPIE Proceedings. SPIE, 2004.
- [15] A. Raghavan and C. E. S. Cesnik. Piezoelectric-actuator excited-wave field solutions for guided-wave structural health monitoring. In Masayoshi Tomizuka, editor, *Smart Structures and Materials 2005: Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems*, SPIE Proceedings, page 313. SPIE, 2005.
- [16] L. Yu, G. Bottai-Santoni, and V. Giurgiutiu. Shear lag solution for tuning ultrasonic piezoelectric wafer active sensors with applications to lamb wave array imaging. *International Journal of Engineering Science*, 48(10):848–861, 2010.
- [17] Materialeigenschaften 5005a-h14 aluminum: <https://www.makeitfrom.com/material-properties/5005a-h14-aluminum>: Zugriff: 11.09.2020.
- [18] Piezokeramische materialien: https://www.piceramic.de/fileadmin/user_upload/pi_ceramic/files/catalog_cat/pi_cat125d_r2_piezokeramische_materialien_und_bauelemente.pdf: Zugriff: 11.09.2020.
- [19] Werkstoffdaten, spezifische parameter der standardmaterialien: https://www.piceramic.de/fileadmin/user_upload/physik_instrumente/files/datasheets/pi_ceramic_werkstoffdaten.pdf: Zugriff: 11.09.2020.
- [20] H. Sohn and S. J. Lee. Lamb wave tuning curve calibration for surface-bonded piezoelectric transducers. *Smart Materials and Structures*, 19(1):015007, 2010.
- [21] Z. Su and L. Ye. *Identification of damage using Lamb waves: From fundamentals to applications*, volume 48 of *Lecture notes in applied and computational mechanics*. Springer-Verlag, Berlin, 2009.
- [22] S. B. Kim and H. Sohn. Application of time-reversal guided waves to field bridge testing for baseline-free damage diagnosis. SPIE Proceedings, page 617706. SPIE, 2006.
- [23] C. ZANG and M. IMREGUN. Structural damage detection using artificial neural networks and measured frf data reduced via principal component projection. *Journal of Sound and Vibration*, 242(5):813–827, 2001.

- [24] P. D. Wilcox. Guided wave beam steering from omni-directional transducer arrays. In *AIP Conference Proceedings*, pages 761–768. AIP, 2003.
- [25] P. D. Wilcox. A signal processing technique to remove the effect of dispersion from guided wave signals. In *AIP Conference Proceedings*, pages 555–562. AIP, 16-20 July 2000.
- [26] B. Xu, L. Yu, and V. Giurgiutiu. Lamb wave dispersion compensation in piezoelectric wafer active sensor phased-array applications. In Tribikram Kundu, editor, *Health Monitoring of Structural and Biological Systems 2009*, SPIE Proceedings, page 729516. SPIE, 2009.
- [27] L. Liu and F. G. Yuan. A linear mapping technique for dispersion removal of lamb waves. *Structural Health Monitoring*, 9(1):75–86, 2010.
- [28] S. Fu, L. Shi, Y. Zhou, and J. Cai. Dispersion compensation in lamb wave defect detection with step-pulse excitation and warped frequency transform. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 61(12):2075–2088, 2014.
- [29] L. Marchi, A. Marzani, and M. Miniaci. A dispersion compensation procedure to extend pulse-echo defects location to irregular waveguides. *NDT & E International*, 54:115–122, 2013.
- [30] L. Marchi, A. Perelli, and A. Marzani. A signal processing approach to exploit chirp excitation in lamb wave defect detection and localization procedures. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 39(1-2):20–31, 2013.
- [31] J. Cai, S. Yuan, X. P. Qing, F. Chang, L. Shi, and L. Qiu. Linearly dispersive signal construction of lamb waves with measured relative wavenumber curves. *Sensors and Actuators A: Physical*, 221:41–52, 2015.
- [32] J. Li and Y. Han. Dispersion compensation method for lamb waves based on measured wavenumber. *Shock and Vibration*, 2020:1–9, 2020.
- [33] S. C. Fu, Z. J. Lv, D. Ma, and L. H. Shi. A method of dispersion compensation based on warped frequency transform. *Advanced Materials Research*, 718-720:2062–2067, 2013.
- [34] J. Cai, L. Shi, and X. P. Qing. A time–distance domain transform method for lamb wave dispersion compensation considering signal waveform correction. *Smart Materials and Structures*, 22(11):119601, 2013.
- [35] C. Xu, Z. Yang, X. Chen, S. Tian, and Y. Xie. A guided wave dispersion compensation method based on compressed sensing. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 103:89–104, 2018.
- [36] H. Kim and F. G. Yuan. Adaptive signal decomposition and dispersion removal based on the matching pursuit algorithm using dispersion-based dictionary for enhancing damage imaging. *Ultrasonics*, 103:106087, 2020.

- [37] David Becker, Robert Schmidt, Gerhard Lindner, and Klaus Stefan Drese. Ultrasound measurement technique for validation of cryogenic flows. *Proceedings*, 2(13):1090, 2018.
- [38] P. Malinowski, T. Wandowski, I. Trendafilova, and W. Ostachowicz. A phased array-based method for damage detection and localization in thin plates. *Structural Health Monitoring*, 8(1):5–15, 2008.
- [39] J. Camacho, M. Parrilla, and C. Fritsch. Phase coherence imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(5):958–974, 2009.
- [40] Mathworks phased array gallery: <https://www.mathworks.com/help/phased/examples/phased-array-gallery.html>: Zugriff: 09.09.2020.
- [41] B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review. *NDT & E International*, 39(7):525–541, 2006.
- [42] P. D. Wilcox. A rapid signal processing technique to remove the effect of dispersion from guided wave signals. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 50(4):419–427, 2003.
- [43] C. Holmes, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox. Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation. *NDT & E International*, 38(8):701–711, 2005.
- [44] Q. Huan, M. Chen, Z. Su, and S. J. Lee. A high-resolution structural health monitoring system based on sh wave piezoelectric transducers phased array. *Ultrasonics*, 97:29–37, 2019.
- [45] S. E. Olson, M. P. DeSimio, and M. M. Derriso. Beam forming of lamb waves for structural health monitoring. *Journal of Vibration and Acoustics*, 129(6):730–738, 2007.
- [46] V. Giurgiutiu and J. Bao. Embedded-ultrasonics structural radar for nondestructive evaluation of thin-wall structures. In *Adaptive Structures and Materials Systems*, pages 333–340. ASMEDC, 2002.
- [47] C. Holmes, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox. The post-processing of ultrasonic array data using the total focusing method. *Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 46(11):677–680, 2004.
- [48] A. Muller, B. Robertson-Welsh, P. Gaydecki, M. Gresil, and C. Soutis. Structural health monitoring using lamb wave reflections and total focusing method for image reconstruction. *Applied Composite Materials*, 24(2):553–573, 2017.
- [49] Haiyan Zhang, Y. Liu, G. Fan, Hui Zhang, W. Zhu, and Q. Zhu. Sparse-tfm imaging of lamb waves for the near-distance defects in plate-like structures. *Metals*, 9(5):503, 2019.

-
- [50] Haiyan Zhang, M. Shao, G. Fan, Hui Zhang, W. Zhu, and Q. Zhu. Phase coherence imaging for near-surface defects in rails using cross-correlation of ultrasonic diffuse fields. *Metals*, 9(8):868, 2019.
 - [51] Haiyan Zhang, J. Zhang, G. Fan, Hui Zhang, W. Zhu, Q. Zhu, and R. Zheng. The auto-correlation of ultrasonic lamb wave phased array data for damage detection. *Metals*, 9(6):666, 2019.
 - [52] L. Chehami, E. Moulin, J. Rosny, C. Prada, O. Bou Matar, F. Benmeddour, and J. Assaad. Detection and localization of a defect in a reverberant plate using acoustic field correlation. *Journal of Applied Physics*, 115(10):104901, 2014.
 - [53] J. N. Potter, P. D. Wilcox, and A. J. Croxford. Diffuse field full matrix capture for near surface ultrasonic imaging. *Ultrasonics*, 82:44–48, 2018.
 - [54] E. Carcreff, D. Braconnier, and G. Dao. Fast total focusing method for ultrasonic imaging. In *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, pages 1–2. IEEE, 2015.
 - [55] J. E. Michaels. Enhanced differential methods for guided wave phased array imaging using spatially distributed piezoelectric transducers. In *AIP Conference Proceedings*, pages 837–844. AIP, 2006.
 - [56] J. E. Michaels and T. E. Michaels. An integrated strategy for detection and imaging of damage using a spatially distributed array of piezoelectric sensors. SPIE Proceedings, page 653203. SPIE, 2007.
 - [57] O. Martínez-Graullera, D. Romero-Laorden, C. J. Martín-Arguedas, A. Ibañez, and L. G. Ullate. A new beamforming process based on the phase dispersion analysis. AIP conference proceedings, pages 185–188. AIP, 2012.
 - [58] W. Xue, M. Yang, D. Hong, D. Wu, Y. Wang, and X. Qing. The design and verification of an active samsr ultrasonic guided wave monitoring system with ultra-low crosstalk. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 20(3), 2020.
 - [59] T. Fu, Y. Wang, L. Qiu, and X. Tian. Sector piezoelectric sensor array transmitter beamforming music algorithm based structure damage imaging method. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 20(5), 2020.
 - [60] The embedded ultrasonic structural radar (eusr): <http://www.me.sc.edu/research/lamss/html/software.html>: Zugriff: 02.05.2020.
 - [61] Materialeigenschaften aa standards grade 2024 t3 aluminium: <https://matmatch.com/de/materials/alky392-aa-standards-grade-2024-t3>: Zugriff: 11.09.2020.

- [62] P. D. Wilcox. *Lamb Wave Inspection of Large Structures Using Permanently Attached Transducers*. PhD thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, 1998.