

Jochen Moll

Strukturdiagnose mit Ultraschallwellen durch Verwendung von piezoelektrischen Sensoren und Aktoren

Schriftenreihe der Arbeitsgruppe
für Technische Mechanik
im Institut für Mechanik und Regelungs-
technik - Mechatronik

Herausgeber: Claus-Peter Fritzen

Band 2

Impressum

Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen
Arbeitsgruppe für Technische Mechanik
Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik
Universität Siegen
57068 Siegen
ISSN 2191-5601
URN urn:nbn:de:hbz: 467-5071
Zugl.: Siegen, Univ., Diss., 2011

**STRUKTURDIAGNOSE MIT ULTRASCHALLWELLEN
DURCH VERWENDUNG VON PIEZOELEKTRISCHEN
SENSOREN UND AKTOREN**

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Jochen Moll
aus Wilnsdorf

eingereicht dem Fachbereich
Maschinenbau
der Universität Siegen

Referent: Prof. Dr.-Ing. C.-P. Fritzen
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. O. Nelles

Tag der mündlichen Prüfung:
01. April 2011

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand am Institut für Mechanik und Regelungstechnik – Mechatronik der Universität Siegen.

Ich bedanke mich sehr herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen – für seine fachliche Betreuung und seine stets motivierende Unterstützung. Außerdem bedanke ich mich für die finanzielle Förderung bei der Durchführung von Experimenten und Konferenzenreisen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Oliver Nelles danke ich für die Übernahme des Korreferats und der damit verbundenen Mühen. Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Otmar Löffel und Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Carolus für ihre Beiträge im Rahmen des Promotionsverfahrens.

Außerdem danke ich meinen Kollegen Herrn Dipl.-Ing. Peter Kraemer und Herrn M.Sc. Maksim Klinkov für die stets gute Arbeitsatmosphäre, die sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. Rolf T. Schulte und Herrn Dipl.-Ing. Benjamin Hartmann für zahlreiche Diskussionen und die konstruktive Zusammenarbeit bedanken. Für seine tatkräftige Unterstützung bei den experimentellen Arbeiten im Labor danke ich Herrn Gerhard Dietrich. Ein weiterer Dank gilt auch allen nicht namentlich genannten Kollegen, sowie allen Studierenden, die anteilig in Form von Studien- und Diplomarbeiten oder auch studentischen Hilfskrafttätigkeiten mitgewirkt haben.

Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei der Arbeitsgruppe „Non-Destructive Testing“ an der Universität Bristol (UK), in der ich im Jahr 2008 für zwei Monate wertvolle Forschungserfahrungen sammeln durfte. Insbesondere möchte ich an dieser Stelle Herrn Dr. Paul Wilcox und Herrn Dr. Anthony Croxford nennen.

Für die finanzielle Unterstützung des Promotionsvorhabens danke ich der *Stiftung der Deutschen Wirtschaft*.

Siegen, im April 2011

Jochen Moll

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	VII
Kurzfassung	XV
1 Einleitung	1
1.1 Literaturübersicht.....	2
1.2 Ziele und Beitrag der Arbeit.....	7
2 Theoretische Grundlagen	9
2.1 Wellen in isotropen elastischen Kontinua.....	9
2.2 Wellen in anisotropen elastischen Kontinua.....	19
2.3 Anregbarkeit von Lambwellen durch piezoelektrische Aktoren.....	25
2.3.1 Grundlagen piezoelektrischer Aktoren.....	26
2.3.2 Modell der Anregbarkeit von Lambwellen durch piezoelektrische Aktoren.....	29
2.4 Einfluss der Temperatur auf die Wellenausbreitung.....	34
2.5 Grundbegriffe der Strukturüberwachung mit geführten Wellen.....	36
3 Entwicklung eines autonomen Überwachungskonzepts für isotrope und anisotrope Strukturen bei veränderlichen Umgebungstemperaturen	42
3.1 Erläuterung des Überwachungskonzepts.....	43
3.2 Vollautomatische Datenerfassung für die Langzeitüberwachung.....	45
3.3 Schadensdetektion bei veränderlichen Umgebungstemperaturen.....	48
3.3.1 Effiziente Schadensdetektion durch die Kombination der optimalen Referenzdatenauswahltechnik mit dem Dehnungsverfahren.....	49
3.3.2 Definition statistischer Schwellwerte als Grundlage für die autonome Schadensdetektion.....	53
3.4 Herleitung der mathematischen Beziehungen zur Identifikation der Schadensposition in isotropen und anisotropen Strukturen.....	56
3.4.1 Stützstellenfreies Lokalisationsverfahren.....	56
3.4.2 Stützstellenbasiertes Laufzeitverfahren.....	62
3.4.3 Stützstellenbasiertes Laufzeitdifferenzverfahren.....	65
3.4.4 Diskussion der strukturellen Unterschiede zwischen stützstellenfreien und stützstellenbasierten Lokalisationsverfahren.....	66
4 Signalverarbeitungsverfahren zur Verbesserung der Schadenslokalisierung	70
4.1 Entwicklung eines zeitveränderlichen inversen Filters für die Entfaltung nicht-stationärer schmalbandiger Ultraschallsignale.....	70
4.1.1 Mathematische Grundlagen des Wiener Filters.....	71
4.1.2 Einfluss von Messrauschen und relativen Phasenverschiebungen in den Wellenpaketen auf das Wiener Filter.....	72

4.1.3	Signalrekonstruktionsalgorithmus.....	75
4.1.4	Formulierung des zeitveränderlichen inversen Filters	77
4.2	Statistische Versuchsplanung für die systematische Bestimmung von Stützstellen im Rahmen der Schadensvisualisierung.....	78
5	Anwendungsbeispiele und Ergebnisse.....	84
5.1	Systematische Untersuchung mehrerer runder piezoelektrischer Aktoren für die Anregbarkeit geführter Wellen.....	85
5.2	Autonome Schadensdiagnose in isotropen und anisotropen Platten.....	98
5.2.1	Detektion eines rissförmigen Schadens in einer Aluminiumstruktur bei veränderlicher Umgebungstemperatur	98
5.2.2	Quantitative Analyse der Detektierbarkeit bei verschiedenen Aktor-Sensorkombinationen	106
5.2.3	Studie zur Lokalisierbarkeit eines Schadens bei Temperaturschwankungen.....	108
5.2.4	Automatische Detektion eines Impaktschadens in einer unidirektionalen Faserverbundstruktur bei veränderlichen Umgebungstemperaturen.....	111
5.2.5	Experimentelle Analyse des Abstrahlverhaltens der Ultraschallwellen an einem rissförmigen Schaden mittels Laser-Doppler-Vibrometrie	115
5.3	Schadenslokalisierung in anisotropen Faserverbundstrukturen	117
5.3.1	Simulation der Wellenausbreitung mit Hilfe der Spektralelementemethode in einer unidirektionalen Faserverbundstruktur	118
5.3.2	Gleichzeitige Bestimmung mehrerer Schäden durch das stützstellenfreie Lokalisationsverfahren	120
5.3.3	Auswirkungen der Isotropieannahme für die stützstellenfreie Schadenslokalisierung	125
5.3.4	Nachweis über die Anwendbarkeit der stützstellenlosen Schadenslokalisierung bei isotropen Werkstoffen	126
5.3.5	Stützstellenbasierte Schadenslokalisierung bei einer anisotropen Faserverbundstruktur.....	128
5.3.6	Experimentelle Restriktionen.....	130
5.4	Entfaltung nicht-stationärer schmalbandiger Ultraschallsignale mit Hilfe des zeitveränderlichen inversen Filters	131
5.4.1	Anwendung des zeitveränderlichen inversen Filters auf Messsignale von einer Aluminiumplatte.....	132
5.4.2	Verbesserung der Schadensvisualisierung	135
5.5	Effiziente Berechnung der Schadenskarten durch die optimale Schätzung von Stützstellen mit Hilfe statistischer Versuchsplanung.....	138
6	Zusammenfassung und Diskussion	148
7	Literaturverzeichnis	153
Anhang	164

Symbolverzeichnis

Abkürzungen

BSS	englisch: „Baseline Signal Stretch“
BTO	Bariumtitanat
CDF	englisch: „Cumulative Distribution Function“
CSM	englisch: „Common Source Method“
DoE	statistische Versuchsplanung (englisch: „Design of Experiments“)
ECSM	englisch: „Extended Common Source Method“
EOC	englisch: „Environmental and Operational Conditions“
FSDT	Verallgemeinerung der Plattentheorie nach Reissner / Mindlin (englisch: „First-order Shear Deformation Laminated Plate Theory“)
FT	Fouriertransformation
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
HilomotDoE	englisch: „Hierarchical LOcal MOdel Tree for Design of Experiments“
KS	Koordinatensystem
LMN	Lokales Modellnetz
MA	Gleitender Mittelwert (englisch: „Moving Average“)
MP	Signalrekonstruktionsalgorithmus (englisch: „Matching Pursuit Decomposition Algorithm“)
MSD	Mahalanobisdistanz
NDT	Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung (englisch: „Non-Destructive Testing“)
NRMSE	englisch: „Normalized Root Mean Square Error“
OBS	englisch: „Optimal Baseline Selection“
PVDF	Polyvinylidenfluorid
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat (englisch: „Plumbum Zirconate Titanate“)

RSS	englisch: „Reference Signal Stretch“
SAFT	englisch: „Synthetic Aperture Focusing Technique“
SH	horizontale Scherwelle (englisch: „Shear Horizontal Wave“)
SHM	englisch: „Structural Health Monitoring“
SMF	Schalenmittelfläche
SNR	Signal-Rauschen-Verhältnis (englisch: „Signal to Noise Ratio“)
TDOA	Laufzeitdifferenzverfahren (englisch: „Time Difference of Arrival“)
TFM	englisch: „Total Focusing Method“
TOA	Laufzeitverfahren (englisch: „Time of Arrival“)
TOF	Laufzeit der Ultraschallwelle (englisch: „Time of Flight“)

Lateinische Buchstaben

a	halbe Länge des piezoelektrischen Sensors
\mathbf{A}	Systemmatrix bei der Transfermatrix Methode
A_i	i -te antisymmetrische Mode
A_{ij}	Amplitude der Materialsteifigkeitsmatrix, Komponente ij
\mathbf{A}_k	Transfermatrix
A_{max}	Maximalspannung des rekonstruierten Signals
c	Chirprate
c_{Gr}	Gruppengeschwindigkeit
C_{ij}	konstitutive Matrix in Matrixnotation, ij -te Komponente
C_{ijkl}	konstitutive Matrix in Tensorschreibweise, $ijkl$ -te Komponente
c_L	Phasengeschwindigkeit der Longitudinalwelle
c_{Ph}	Phasengeschwindigkeit
c_T	Phasengeschwindigkeit der Transversalwelle

d	Strukturdicke
\bar{d}	halbe Strukturdicke
D	Signalbuch beim Signalrekonstruktionsalgorithmus
D_A	Ersatzgröße bei der Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung
D_H	Anzahl der Initialisierungspunkte beim HilomotDoE-Algorithmus
D_{ij}	Amplitude der Materialsteifigkeitsmatrix, Komponente ij
D_S	Ersatzgröße bei der Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung
E	Elastizitätsmodul
f	Frequenz
$f(x_1, x_2)$	zweidimensionale Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion
F	Kraft
$F(x)$	empirische kumulative Verteilungsfunktion
$F^{-1}(x)$	inverse kumulative Verteilungsfunktion
f_c	Grundfrequenz des Anregungssignals
$g(t)$	Reflektivitätsfunktion
G	Schubmodul
h^e	Gesamtdicke des Laminats
I	Massenträgheitsmoment
$I_P(x, y)$	Intensität am Bildpunkt $P(x, y)$
$I(f)$	Inverses Filter
J	Jacobi-Matrix
K	Anzahl der selektierten Atome beim Signalrekonstruktionsalgorithmus
k_j	j -te Komponente des Wellenzahlvektors
k_{th}	Koeffizient für die Änderung der Wellengeschwindigkeit mit der Temperatur

L	Euklidischer Abstand zwischen Aktor und Sensor
l_a	Länge des piezoelektrischen Aktors
m	Masse
M	Anzahl der Referenzdaten für das OBS-Verfahren
\overline{M}	Anzahl der Referenzdaten für das kombinierte Temperaturkompensationsverfahren
m_1, m_2	Anzahl der Werte im zeitdiskreten Ultraschallsignal
M_{ij}	resultierendes Moment, Komponente ij
m_r	Index der betragsmäßig minimalen Spannung des Differenzsignals
$n(t)$	Rauschen
N	resultierende Kraft
n_b	Anzahl der Referenzdaten bei der Temperaturkompensation
N_c	Anzahl der existierenden Messpunkte
N_k	Anzahl der Kandidatenpunkte
n_L	Anzahl der Schichten in einem mehrlagigen Laminat
n_{LM}	Anzahl der Datenpunkte pro lokalem Modell
n_m	Anzahl der lokalen Modelle
n_M	Anzahl der Daten für den gleitenden Mittelwert
n_R	Anzahl der Polstellen
n_S	Anzahl der Schwingspiele im Anregungssignal
n_T	Anzahl der Aktoren
n_w	Anzahl der Wellenpakete im Sensorsignal
p	Ersatzgröße bei der Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung
p	Anzahl der Eingangsgrößen
P	Wahrscheinlichkeit

$P(x, y)$	Bildpunkt
$\bar{P}(x, y)$	gespiegelter Bildpunkt
$P_G(f)$	Spektrale Leistungsdichte der Reflektivitätsfunktion
P_i	i -tes piezoelektrisches Element
$P_N(f)$	Spektrale Leistungsdichte des Rauschens
q	Ersatzgröße bei der Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung
\bar{q}	transversale Flächenlast
Q	resultierende Schubkraft
Q_{ij}	auf den ebenen Spannungszustand reduzierte Steifigkeit (Material-KS), Komponente ij
\bar{Q}_{ij}	auf den ebenen Spannungszustand reduzierte Steifigkeit (Laminat-KS), Komponente ij
r	Radius
$r(t)$	Residuum beim Signalrekonstruktionsalgorithmus
R_F	Fernfeldgrenze
S	Systemmatrix bei der Global-Matrix Methode
$s'(t)$	Rekonstruktion beim Signalrekonstruktionsalgorithmus
$s_0(t)$	Anregungsspannungspuls
SH_i	i -te horizontale Scherwelle
S_i	i -te symmetrische Mode
t	Zeit
T	Temperatur
T	Transformationsmatrix
t_0	Ersteinsatzzeit
t_a	Dicke des piezoelektrischen Aktors
t_b	Dicke der Klebschicht

T_E	Zeitdauer eines Ultraschallsignals
T_S	zeitliche Ausdehnung der Wellenform
u	Verschiebung der Mittelfläche in u -Richtung
\mathbf{u}	Vektor der Eingangsgrößen
U	elektrische Spannung
u_i	i -te Komponente des Verschiebungsvektors
\dot{u}_i	i -te Komponente des Geschwindigkeitsvektors
\ddot{u}_i	i -te Komponente des Beschleunigungsvektors
$u^{(A)}$	Maximalspannung des ersten Wellenpakets im Ultraschallsignal
v	Verschiebung der Mittelfläche in y -Richtung
w	Verschiebung der Mittelfläche in z -Richtung
\mathbf{w}	Parametervektor der Gewichtungsfaktoren
$w(t)$	exponentielles Fenster
$W(f)$	Wiener Filter
\mathbf{X}	Regressionsmatrix
x, y, z	Kartesische Koordinaten
x_j	kartesische Koordinaten, j -te Komponente
$y(t)$	Atom beim Signalrekonstruktionsalgorithmus
\hat{y}	geschätzter Modellausgang

Griechische Buchstaben

α_{th}	thermischer Ausdehnungskoeffizient
β	Winkel der Phasengeschwindigkeit bzw. des Wellenzahlvektors
β	Streckungsparameter, der die Änderung in der Ankunftszeit der Wellenpakete durch den Temperatureinfluss beschreibt
$\hat{\beta}$	Streckungsfaktor beim Dehnungsverfahren

β_g	Winkel der Gruppengeschwindigkeit
γ_{ij}	statistischer Schwellwert für das Aktor-Sensorpaar ij
$\bar{\gamma}_{ij}$	logarithmierter statistischer Schwellwert für das Aktor-Sensorpaar ij
Γ_{il}	Christoffel-Tensor
$\Delta\theta$	Diskretisierung des Azimuthwinkels
Δf	Frequenzauflösung
δ_{ij}	Kronecker-Symbol, Komponente ij
Δr	Differenz in den Schadensindikatoren
ΔT	Temperaturschrittweite in den Referenzdaten
ε	Abklingrate des exponentiellen Fensters
ε_{kl}	Dehnungstensor, Dehnungskomponente kl
ξ	Schadensindikator
$\bar{\xi}$	logarithmierter Schadensindikator
ξ_S	Simulierter Schadensindikator (für numerisches Beispiel mit Zufallszahlen)
θ	Azimuthwinkel
θ_x	Verdrehung um die x -Achse
θ_y	Verdrehung um die y -Achse
ϑ	Winkel zwischen der Richtung der Gruppengeschwindigkeit und der Phasengeschwindigkeit in anisotropen Werkstoffen
$\kappa(\omega)$	dimensionsloser Faktor
κ_s	Schubkorrekturfaktor
λ	Wellenlänge
λ_{La}	1. Lamésche Konstante
μ_{La}	2. Lamésche Konstante
Ξ_{ij}	Menge an Schadensindikatoren für das Aktor-Sensorpaar ij

ν	Querkontraktionszahl
ρ	Materialdichte
σ	Standardabweichung eines Gaußfensters
Σ	Kovarianzmatrix
σ_a	Schubspannung am Rand des piezoelektrischen Aktors
$\tilde{\sigma}_a$	Schubspannung am Rand des piezoelektrischen Aktors im Wellenzahlbereich
σ_{ij}	Spannungstensor, Spannungskomponente ij
τ	Winkel zur Horizontalen zwischen Aktor- und Sensorkoordinaten
ϕ	Winkel zwischen Material-KS und Laminat-KS
φ	Phase
Φ	skalare Potentialfunktion im Zeitbereich
$\tilde{\Phi}$	skalare Potentialfunktion im Wellenzahlbereich
Φ_i	i -te Gültigkeitsfunktion
Ψ	skalare Potentialfunktion im Zeitbereich
$\tilde{\Psi}$	skalare Potentialfunktion im Wellenzahlbereich
ω	Kreisfrequenz

Kurzfassung

Zu den wichtigsten Eigenschaften bei der Auslegung von technischen Strukturen zählt die Gewährleistung der Betriebssicherheit. Die früheren Entwicklungen im klassischen Maschinenbau bzw. im klassischen Bauwesen gingen nach damaligem Kenntnisstand von konservativen Auslegungsstrategien aus, den so genannten *safe-life* Konzepten. Die Vorgehensweise bestand darin, die Bauteile so zu dimensionieren, dass der Versagensfall praktisch nicht eintreten konnte. Dies führte in vielen Fällen zu einer Überdimensionierung, was mit einem hohen Strukturgewicht einherging. Mit dem Aufkommen des Leichtbaus und einem neuen ökologischen Bewusstsein, musste dieses klassische Konzept überdacht werden. Aus diesem Grund entwickelte man das *fail-safe* Konzept. Hierbei wird nun so ausgelegt, dass auch bei einer Anfangsschädigung oder dem Komplettausfall einer Komponente die Gesamtstruktur noch sicher funktioniert und die Betriebssicherheit gewährleistet ist. Bei diesem Auslegungskonzept spielen Überwachungssysteme eine wichtige Rolle, die unter den Oberbegriffen *Structural Health Monitoring* (SHM) und *Non-Destructive Testing* (NDT) zusammengefasst sind.

In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass sich geführte Ultraschallwellen sehr gut für die Überwachung von dünnwandigen Strukturen eignen. Angeregt durch piezoelektrische Aktoren breiten sich die Wellen über eine relativ große Distanz aus und interagieren dabei sensitiv mit verschiedenen Schadenstypen, wie z.B. Rissen, Delaminationen oder Korrosionsschäden. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung und experimentellen Realisierung eines autonomen, wellenbasierten SHM-Konzepts für isotrope und anisotrope Werkstoffe. Hierbei ist die Elimination des Temperatureffekts für die Schadensdiagnose von entscheidender Bedeutung. Mit Hilfe eines Schadensindikators und statistischen Schwellwerten kann ein Schaden zunächst automatisch detektiert und im Anschluss mittels einer Laufzeitanalyse lokalisiert werden. Nach der erfolgreichen Bestimmung des Schadensortes können gezielte Wartungsmaßnahmen eingeleitet werden, so dass die Betriebssicherheit der Struktur erhalten bleibt. Die Validierung des vorgestellten Überwachungskonzepts erfolgt mit Hilfe umfangreicher experimenteller Untersuchungen an isotropen wie auch anisotropen Platten bei unterschiedlichen Schädigungstypen.

Weiterhin dokumentiert diese Arbeit die Formulierung von zwei neuen Signalverarbeitungsverfahren, die zu einer Verbesserung der Schadensvisualisierung beitragen: das zeitveränderliche inverse Filter und das in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Nelles entwickelte statistische Versuchsplanungsverfahren HilomotDoE.

1 Einleitung

Um Betriebssicherheit zu gewährleisten, werden technische Strukturen derzeit nach festgelegten Zeitintervallen oder aufgelaufenen Betriebsstunden mit Hilfe visueller Prüfungen oder zerstörungsfreier Prüftechniken, wie z.B. Ultraschall, manuell inspiziert [BOLLER 2001]. Da diese Untersuchungen sehr personal- und zeitintensiv sind, entstehen durch ihren Einsatz in den meisten Fällen hohe Kosten. Neben den finanziellen sprechen jedoch auch sicherheitstechnische Aspekte für ein Überdenken der eingesetzten Routinen. Der „Faktor Mensch“ kann bei der Prüfung sicherheitsrelevanter Bauteile eine nicht unerhebliche Rolle spielen, wenn er aufgrund von Ermüdung, Unkonzentriertheit, mangelnder Erfahrung oder schlechter Zugänglichkeit Schäden übersieht oder das Prüfergebnis falsch interpretiert. Ferner lassen sich Strukturen heutzutage in den meisten Fällen nur diskontinuierlich überwachen, was nicht mit dem Wissen und den Erfahrungen auf dem Gebiet der Bruchmechanik vereinbar ist [SURESH 2003]. Die festgelegten Zeitintervalle für Schäden, die sich nach bruchmechanischen Gesetzmäßigkeiten progressiv entwickeln, können durch unvorhersehbare Lastfälle zu groß sein, so dass die Struktur bereits vor einer erneuten routinemäßigen Inspektion versagt.

In der Luftfahrtindustrie werden heutzutage vermehrt Faserverbundstrukturen eingesetzt, weil diese Werkstoffe im Vergleich zu konventionellen Materialien über einige positive Eigenschaften verfügen. Hier sind z.B. das vorteilhafte Verhältnis von Beanspruchbarkeit zu Gewicht oder auch eine höhere Korrosionsbeständigkeit zu nennen. Demgegenüber sind diese Werkstoffe äußerst empfindlich für Schlagschädigungen. Durch die an der Oberfläche oftmals nicht sichtbaren Defekte kommt es zu einer lokalen Schwächung der Struktur, welche zum Bauteilversagen führen kann.

Mit der kontinuierlichen Überwachung der „Gesundheit“ bzw. der Integrität von Strukturen beschäftigt sich das im englischen Sprachraum bezeichnete „Structural Health Monitoring“ (SHM). Ein entscheidendes Merkmal ist, dass das Sensornetzwerk als integraler Bestandteil der Struktur permanent installiert bleibt. Durch die geeignete Analyse der Sensorsignale lassen sich potenzielle Strukturschäden aufspüren. Im folgenden Abschnitt wird zunächst der aktuelle Forschungsstand präsentiert, ehe in Kapitel 1.2 die Ziele und der Beitrag dieser Arbeit vorgestellt werden.

1.1 Literaturübersicht

In den vergangenen Jahrzehnten sind einige SHM-Verfahren entwickelt worden, die teils auf sehr unterschiedlichen physikalischen Wirkprinzipien beruhen. Eine Einteilung kann z.B. nach [MENGELKAMP 2006] in *globale*, *lokale* und *ergänzende* Techniken erfolgen. Demnach zählen alle diejenigen Ansätze zu den globalen Verfahren, welche das geänderte Schwingungsverhalten für die Schadensdetektion und -lokalisierung ausnutzen. Ein Kennzeichen dieser Methoden ist, dass sie in der Regel mit einem relativ groben Sensornetzwerk arbeiten, um globale Größen wie Eigenfrequenzen, Eigenformen und Dämpfungen zu überwachen. Der Arbeitsbereich dieser Verfahren liegt oftmals deutlich unter 500Hz. Einige der globalen Überwachungsstrategien sind modellbasiert, vergleiche [FRISWELL und MOTTERSHEAD 1995] oder [JENNEWEIN 1999]; andere Verfahrensvarianten wie in [SOHN *et al.* 2002] arbeiten rein datenbasiert. Da es für die praktische Anwendung von besonderer Bedeutung ist, die Umgebungseinflüsse bei der Schadensdiagnose zu berücksichtigen, haben [MOLL *et al.* 2008] ein Verfahren entwickelt, welches einen residuenbasierten Schadensindikator als Funktion der Umgebungseinflüsse analysiert. Weitere globale Verfahren, die externe Einflüsse bei der Schadensdiagnose berücksichtigen, sind z.B. die nichtlineare Hauptkomponentenanalyse bzw. die Faktoranalyse [SOHN 2007]. Besonders erfolgsversprechend erscheinen solche globalen Verfahren, die keine besonderen Anregungssignale benötigen, sondern deren Anregung allein aus Betriebslasten oder Umwelteinflüssen resultiert. Einen guten Überblick über schwingungsbasierte Verfahren geben [FAN und QIAO 2010] sowie das Kapitel 2 in dem Werk von [BALAGEAS *et al.* 2006].

Im Gegensatz zu den globalen Verfahren können *lokale* Ansätze strukturelle Schädigungen in der Regel genauer lokalisieren und sind meist auch sensitiver gegenüber kleinen Schädigungen. Dies ist physikalisch damit zu begründen, dass diese Verfahren einerseits über ein dichteres Sensornetz verfügen und andererseits in einem höheren Frequenzbereich arbeiten. Damit können bereits kleine Schädigungen identifiziert werden, deren Größe im Bereich der Wellenlänge liegt. Typischerweise liegt der Arbeitsbereich der lokalen Methoden bei einer Frequenz von bis zu 800kHz. Wichtige Vertreter dieser Kategorie sind solche Verfahren, die auf der Analyse so genannter Lambwellen beruhen. Ihnen ist im Rahmen der Literaturübersicht ein eigener Abschnitt gewidmet, um die vorhandenen Ansätze als Grundlage für die Folgekapitel ausführlich darzustellen. Weiterhin gibt es die Methode der elektromechanischen Impedanz. Sie wurde ursprünglich von [LIANG *et al.* 1996] entwickelt und konnte in den Folgejahren auf Basis kostengünstiger Sensoren weiterentwickelt werden

[PEAIRS *et al.* 2004]. Bei diesem Verfahren wird mit Hilfe eines applizierten piezoelektrischen Elements das elektrische Impedanzspektrum einer Struktur analysiert, welches sich infolge einer Schädigung verändert, siehe [ZAGRAI und GIURGIUTIU 2001]. Die Impedanzmethode kann, wie in [PARK *et al.* 2009] gezeigt, auch zur Selbstdiagnose der piezoelektrischen Sensoren verwendet werden.

Durch das Aussenden eines Anregungssignals in die Struktur hinein zählt die Impedanzmethode zu einem *aktiven* Verfahren. Demgegenüber gibt es den Ansatz der akustischen Emission, welche kontinuierlich in die Struktur „hineinlauscht“ und akustische Aktivitäten registriert, siehe [BAXTER *et al.* 2007] oder [HENSMAN *et al.* 2008]. Damit gehört die akustische Emission zu den *passiven* Verfahren. Auslöser von akustischen Quellen können beispielsweise der Aufprall eines Gegenstands oder das Zerschneiden von Fasern bei Faserverbundwerkstoffen sein. Eine positive Eigenschaft der akustischen Emission liegt darin, dass die verwendeten Sensoren mit wenig Energie auskommen und sehr gut in einen autarken Sensorknoten integriert werden können [GROSSE *et al.* 2007]. Je nach gewählter Implementierung ist dieser Ansatz weitestgehend unabhängig von Umgebungs- und Betriebseinflüssen, weil in vielen Fällen keine Referenzmessungen benötigt werden. Auf der anderen Seite enthält dieser Ansatz den strukturellen Nachteil, dass die Amplituden der akustischen Quellen sehr gering sein können und oftmals im Bereich des Messrauschens liegen. Damit ist eine Unterscheidung zwischen Nutzsignal und Rauschen schwierig. In vielen Fällen haben die emittierten Wellen einen breitbandigen Charakter, so dass die elastischen Wellen durch den Einfluss der Dispersion schnell auseinanderlaufen und dadurch die Signalanalyse, insbesondere die Lokalisation betreffend, erschweren.

Zu den *ergänzenden* Verfahren zählen alle diejenigen Methoden, die entweder gleichzeitig lokalen und globalen Charakter besitzen oder Eigenschaften haben, die keiner der beiden erstgenannten Gruppen zugeordnet werden können. In diesem Zusammenhang wären z.B. Verfahren zu nennen, die auf Basis von Dehnungsmessungen durch faseroptische Sensoren arbeiten. Der Einsatz dieser Sensoren ermöglicht eine Strukturüberwachung sowohl im niedrigen [TODD *et al.* 2007] als auch im hohen Frequenzbereich [BETZ *et al.* 2006]. Ein Nachteil dieser Sensoren besteht darin, dass sie einen stark gerichteten Charakter aufweisen. Erst kürzlich ist von [LI *et al.* 2009b] ein Sensor entwickelt worden, mit dessen Hilfe man elastische Wellen aus allen Raumrichtungen gleichermaßen detektieren kann. Ein weiterer Ansatz besteht darin, Faserverbundwerkstoffe mit Nanopartikeln zu versetzen. Zum einen können dadurch die Festigkeitseigenschaften der Struktur erhöht werden, zum anderen lassen

sich aber auch über elektrische Widerstandsmessungen Schäden detektieren [BÖGER *et al.* 2009]. Damit weisen diese Verbundstrukturen multifunktionale Werkstoffeigenschaften auf.

Schadensdiagnose mit Lambwellen

Im Rahmen dieser Arbeit werden Lambwellen für die Schadensdiagnose verwendet. Diese geführten Plattenwellen stellen einen vielversprechenden *lokalen* Ansatz für die Realisierung des SHM-Konzepts bei dünnwandigen Leichtbaustrukturen, wie sie z.B. bei einem Flugzeugrumpf vorkommen, dar. *Aktiv* angeregt durch piezoelektrische Aktoren, breiten sich die elastischen Wellen in der Struktur aus und können dabei abhängig von der Materialdämpfung eine große Distanz zurücklegen. Dabei sind sie sensitiv gegenüber verschiedenen Schadenstypen, wie z.B. Korrosionsschäden [YU *et al.* 2008], Delaminationen [HAYASHI und KAWASHIMA 2002] oder Löchern [CROXFORD *et al.* 2010]. Bezogen auf das von [RYTTER 1993] vorgestellte vier-stufige Schema zur Einteilung der SHM-Methoden können nach dem heutigen Stand der Technik nur die ersten beiden Ebenen durch wellenbasierte SHM-Systeme abgedeckt werden. Das sind die Schadensdetektion und die Schadenslokalisierung. Bisher ist es noch nicht gelungen, Schäden mit Hilfe von Lambwellen zuverlässig zu quantifizieren. Folglich ist es ebenfalls noch nicht möglich auf Basis der wellenbasierten Diagnostik und mit Hilfe von geeigneten statistischen Modellen die verbleibende Restlebensdauer vorherzusagen. Der nun folgende Abschnitt diskutiert einige wellenbasierte SHM-Verfahren für die Schadensdetektion und -lokalisierung.

Schadensdetektion mit Lambwellen

Bei der Schadensdetektion mit Lambwellen kommen sehr unterschiedliche Methoden zum Einsatz. [LU *et al.* 2008] setzen für diese Aufgabe eine Zeit-Frequenzanalyse ein. Zunächst wenden die Autoren eine adaptive harmonische Wavelettransformation auf die Ultraschallsignale an. Im nächsten Schritt kommt es zu einer Datenreduktion der betrachteten Merkmale durch die Hauptkomponentenanalyse. Eine Entscheidung, ob ein Schaden vorliegt, kann anschließend mit der Hotelling's T^2 Statistik getroffen werden. Weitere Detektionsstrategien auf Basis der Wavelettransformation sind in [CASE und WAAG 1996] und [REDA TAHA *et al.* 2006] dokumentiert. Eine alternative Detektionsstrategie geht auf [LU und MICHAELS 2007] zurück. Die Autoren berechnen unterschiedliche Merkmale, wie beispielsweise den Korrelationskoeffizienten oder die Kohärenz, um eine Diskriminierung zwischen einer mit Wasser benetzten Oberfläche und einem Strukturschaden vorzunehmen. Die gleichen Merkmale können ebenfalls genutzt werden, um thermische Gradienten

aufzuspüren, welche die Qualität der Schadensdetektion beeinträchtigen [MARTIN *et al.* 2008]. Ferner nutzen [PETCULESCU *et al.* 2007] die physikalische Eigenschaft aus, dass sich eine Ultraschallwelle bei der Transmission durch eine Delamination verlangsamt. Folglich stellt sich eine Veränderung der Gruppengeschwindigkeit ein, welche für die Schadensdetektion genutzt werden kann. [SALAMONE *et al.* 2009] berechnen insgesamt acht unterschiedliche Merkmale auf Basis der Ultraschallsignale und fügen diese in einem Vektor zusammen. Zu diesen Merkmalen zählen die Maximalspannung, die Varianz, die Kurtosis etc. Anschließend berechnen sie die Mahalanobisdistanz (MSD) für den Vektor der Merkmale. Befindet sich der MSD-Wert der aktuellen Messung über einem zuvor festgelegten Schwellwert, so liegt eine Schädigung vor. Einen weiteren Ansatz für die Schadensdetektion bildet die so genannte „Time-Reversal“-Methode, bei der das emittierte Aktorsignal rekonstruiert wird, vergleiche [SOHN *et al.* 2005] und [PARK *et al.* 2007]. Ein Schaden liegt dann vor, wenn der so genannte „Time-Reversal Index“ einen Schwellwert überschreitet. Im Unterschied zu den anderen Detektionsverfahren bedarf es hierbei keinerlei Referenzmessungen der ungeschädigten Struktur. Damit ist man bei realen Anwendungen weitestgehend unabhängig von Umgebungs- und Betriebsbedingungen.

Wie im weiteren Verlauf der Arbeit ausführlich gezeigt werden wird, hat die Temperatur einen bedeutsamen Einfluss auf die Wellenausbreitung und damit auch auf die Qualität der Schadensdetektion. Ein Ansatz für die Identifikation eines Schadens bei veränderlichen Temperaturen geht auf [BETZ *et al.* 2006] zurück, die temperaturunabhängige Merkmale der Ultraschallsignale extrahieren und für die Schadensdiagnose benutzen. Dieser Ansatz besitzt den strukturellen Nachteil, dass der Temperatureffekt nicht für die anschließende Lokalisation kompensiert werden kann. Hierfür sind in der Vergangenheit zwei Verfahren entwickelt worden: die optimale Referenzdatenauswahl [LU und MICHAELS 2005] und das Dehnungsverfahren [CLARKE *et al.* 2009]. Ein Schadensindikator, welcher auf dem Differenzsignal zwischen einer Ultraschallmessung der geschädigten und der ungeschädigten Struktur beruht, ermöglicht eine Detektierbarkeit des Schadens ohne die Überlagerung des Temperatureinflusses.

Schadenslokalisierung mit Lambwellen

Über die bisher angesprochenen Verfahren zur Schadensdetektion hinaus gibt es eine Reihe von Verfahren, die darauf abzielen, den Ort des Schadens zu bestimmen. Das wohl bekannteste Verfahren ist die so genannte Pfadmethode, die von [SOHN *et al.* 2004] und [MENGELKAMP und FRITZEN 2006] eingesetzt wird. Bei dieser Technik werden alle denkbaren

Aktor-Sensorkombinationen in einem recht dichten Sensornetzwerk analysiert und Änderungen auf den Pfaden, z.B. über den Korrelationskoeffizienten, bewertet. Führt man in einem nächsten Schritt die Informationen aller Pfade zusammen, dann lässt sich dadurch die Schadensposition ermitteln. Der Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, dass die zugrundeliegende Signalverarbeitung recht einfach ist und das Verfahren auch bei moderat-anisotropen Strukturen angewendet werden kann. Weiterhin wird relativ wenig Wissen über die Wellenausbreitung sowie die Interaktion der einfallenden Ultraschallwelle mit dem Schaden benötigt. Ein bedeutsamer Nachteil der Pfadmethode besteht darin, dass viele Sensoren für eine präzise Lokalisation gebraucht werden. Aus diesem Grund kommen eine Vielzahl an Kabeln und Messkanälen zum Einsatz, die sich negativ bei Gewichts- und Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen bemerkbar machen. Eine Weiterentwicklung der Pfadmethode ist in [VAN VELSOR *et al.* 2007] dokumentiert.

Ein weiterer wichtiger Vertreter für die Schadenslokalisierung ist die Schadensvisualisierung, die beispielsweise von [IHN und CHANG 2008], [MICHAELS 2008] und [NG und VEIDT 2009] verwendet wird. Das Verfahren basiert auf einem Differenzsignal zwischen geschädigter und ungeschädigter Struktur. Dadurch können Reflexionen, die von Strukturelementen wie beispielsweise einer Versteifungsrippe stammen, eliminiert werden. Folglich enthält das Differenzsignal ausschließlich vom Schaden kommende Reflexionen. Durch eine Laufzeitanalyse und die Datenfusion mehrerer Aktor-Sensorkombinationen können somit Schäden lokalisiert werden. Die identische mathematische Beschreibung für die Bestimmung der Schadensposition liegt auch der Formulierung aus [TUA *et al.* 2004] und [RAGHAVAN und CESNIK 2007] zugrunde. Im Unterschied zur Schadensvisualisierung arbeiten deren Verfahren ohne eine räumliche Diskretisierung der Struktur. Für jede Aktor-Sensorkombination entsteht bei isotropen Werkstoffen eine ellipsenförmige Kurve, auf welcher der Schaden liegt. Durch die Analyse mehrerer Aktor-Sensorpaare und die Berechnung der Schnittstellen zwischen den Ellipsen kann die Schadensposition ermittelt werden.

Eine Lokalisierungsstrategie, die von der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung auf die Strukturüberwachung übertragen worden ist, stellt die so genannte „Phased Array“-Methode dar, vergleiche [GIURGIUTIU und BAO 2004] und [SUNDARARAMAN *et al.* 2005]. Durch eine phasenverschobene Anregung der Ultraschallwellen bzw. einer nachträglichen synthetischen Überlagerung bei einem konzentrierten Sensornetzwerk kann eine Richtcharakteristik wie bei einer Antenne erzeugt werden. Damit breitet sich die Ultraschallwelle durch konstruktive Interferenzeffekte in diese Raumrichtung mit einer recht hohen Amplitude aus, während die Amplituden in alle anderen Raumrichtungen nahezu ausgelöscht werden. Damit besitzt der

„Phased Array“-Ansatz die Eigenschaften eines räumlichen Filters. [YAN und ROSE 2007] haben diese Technik auf Faserverbundwerkstoffe übertragen.

Eine weitere Methode zur Bestimmung des Schadensortes ist die Laser-Doppler-Vibrometrie, die z.B. von [LEE und STASZEWSKI 2007] und [YASHIRO *et al.* 2007] angewendet werden. Bei diesem Verfahren scannt man die Struktur mit Hilfe eines Lasers vollständig ab und erstellt anschließend eine Sequenz der Wellenausbreitung. Durch die Analyse des Wellenfelds und der am Schaden entstehenden Reflexionen kann man diesen lokalisieren.

Weniger weit verbreitete Verfahren folgen einer abklingenden Energiefunktion, siehe [WANG und YUAN 2006], oder dem Einsatz von neuronalen Netzen, vergleiche [CHETWYND *et al.* 2008] und [SU *et al.* 2007].

1.2 Ziele und Beitrag der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein SHM-Konzept auf Basis von Lambwellen zu entwickeln und dieses hardwareseitig zu implementieren. Darüber hinaus besteht die Problemstellung darin, neue Signalverarbeitungsmethoden zu entwerfen, mit deren Hilfe Schäden in isotropen und anisotropen Werkstoffen automatisch detektiert und lokalisiert werden können. Mit der Analyse des Temperatureffekts wird ein Beitrag dazu geleistet, ein solches SHM-System künftig in realen technischen Strukturen einzusetzen, welche veränderlichen Betriebs- und Umgebungseinflüssen ausgesetzt sind.

In Kapitel 2 werden zunächst die notwendigen Grundlagen der Wellenausbreitung in isotropen und anisotropen Strukturen vorgestellt. Ein zentrales Element ist hierbei die theoretische Beschreibung der Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit auf Basis der elastischen Materialkenngrößen. Das Wissen um die Wellengeschwindigkeit ist speziell für die Lokalisation von besonderer Bedeutung. Des Weiteren wird ein Modell für die quantitative Beschreibung der piezoelektrischen Aktoreigenschaften vorgestellt. Damit ist es möglich, die in eine isotrope Struktur eingeleitete Dehnung als Funktion der Sensorabmaße und der Anregungsfrequenz zu berechnen. Dieses Modell wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit experimentellen Daten verifiziert. Überdies enthält das zweite Kapitel einen Abschnitt über den Einfluss der Temperatur auf die Wellenausbreitung. Das Verständnis über die zugrundeliegenden Mechanismen ermöglicht die Entwicklung geeigneter Signalverarbeitungsmethoden, die eine Kompensation des Temperatureffekts erlauben. Den Abschluss des Kapitels bildet die Einführung einiger Grundbegriffe, die für das Verständnis der wellenbasierten SHM-Systeme von Bedeutung sind.

Im dritten Kapitel wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte SHM-Konzept erläutert. Zunächst findet eine Darstellung des Anforderungsprofils statt, bevor anschließend die hardwareseitige Realisierung beschrieben wird. Es folgen zwei Abschnitte, in denen zunächst eine automatische Schadensdetektionsstrategie unter veränderlichen Temperaturen präsentiert wird. Ein wesentliches Element stellt hierbei die Wahl eines geeigneten Schadensindikators mit den dazugehörigen Detektionsgrenzen dar. Der zweite Abschnitt dieses Kapitels enthält die mathematische Beschreibung von insgesamt drei Schadenslokalisationsalgorithmen für anisotrope Faserverbundstrukturen. Da sich die Algorithmen strukturell stark unterscheiden, schließt sich eine detaillierte Gegenüberstellung der individuellen Eigenschaften an.

In Kapitel 4 werden zwei Signalverarbeitungsmethoden vorgestellt, die einen Beitrag zur Verbesserung der Schadenslokalisierung leisten. Bei der ersten Methode handelt sich um ein zeitveränderliches inverses Filter mit dessen Hilfe die zeitliche Auflösung der gemessenen Ultraschallsignale signifikant gesteigert werden kann. Die zweite Methode ermöglicht eine Optimierung der Stützstellen im Rahmen der Schadensvisualisierung durch ein Verfahren der statistischen Versuchsplanung. Demnach werden Stützstellen nur dort platziert, wo der Funktionsverlauf die höchsten Nichtlinearitäten aufweist. Typischerweise sind das solche Bereiche, an denen sich der Schaden befindet.

Ausgehend von den theoretischen Beschreibungen aus den vorangegangenen Abschnitten enthält Kapitel 5 die Ergebnisse dieser Arbeit. Im ersten Teil zeigen experimentelle Parameterstudien, dass die Eigenschaften von piezoelektrischen Aktoren deutliche Unterschiede aufweisen können. Die ermittelten Dehnungscharakteristiken werden dem Modell aus Kapitel 2 gegenübergestellt. Als Ergebnis der Parameterstudie werden solche Sensoren ausgewählt, bei denen eine Optimierung der emittierten Wellenmoden möglich ist. Der zweite Teil des Ergebniskapitels zeigt die Ergebnisse der Schadensdiagnose unter veränderlichen Umgebungstemperaturen. Ein rissförmiger Schaden wird zunächst automatisiert detektiert und anschließend auch lokalisiert. Im dritten Teil werden die Ergebnisse der Schadenslokalisierung in anisotropen Faserverbundstrukturen mit Hilfe von simulierten Ultraschallsignalen vorgestellt. Durch Anwendung der entwickelten Algorithmen ist es möglich, mehrere Schäden in einer anisotropen Struktur gleichzeitig zu lokalisieren. Ferner werden die Ergebnisse des zeitveränderlichen inversen Filters demonstriert. Die Anwendung der entfalteten nichtstationären Ultraschallsignale auf die Schadensvisualisierung zeigt eine deutliche Schärfung der Schadensposition in den Schadenskarten. Das Ergebniskapitel schließt mit einer Demonstration der optimalen Stützstellenverteilung durch die statistische Versuchsplanung am Beispiel einer nicht-konvexen Aluminiumstruktur.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die mechanischen Grundlagen der Wellenausbreitung in isotropen und anisotropen elastischen Kontinua vorgestellt. Es erfolgt eine Betrachtung der allgemeinen Feldgleichungen, die bei isotropen Medien auf die bekannte Rayleigh-Lamb-Gleichung führt. Im Fall anisotroper Medien lassen sich keine Vereinfachungen hinsichtlich der Spannungs-Dehnungsbeziehungen treffen. Als Ergebnis kann die so genannte Christoffel-Gleichung hergeleitet werden. Auf Basis der theoretischen Beschreibungen ist es möglich, Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten der unterschiedlichen Wellenmoden zu berechnen, welche eine große Bedeutung für die Schadensdiagnose, im Speziellen für die Lokalisation, besitzen. Im Anschluss erfolgt die Einführung piezoelektrischer Materialien, welche in dieser Arbeit für die Anregung von Ultraschallwellen eingesetzt werden. Dieser Abschnitt enthält die Beschreibung eines Kopplungsmodells zwischen einem piezoelektrischen Aktor und einer isotropen Struktur, auf deren Oberfläche der Aktor mit einer dünnen Klebeschicht fixiert ist. Mit Hilfe dieses Modells kann die Dehnung und Verschiebung als Funktion der Anregungsfrequenz und Aktorgröße bestimmt werden. Hierbei wird die Rayleigh-Lamb-Gleichung berücksichtigt. Auf diese Weise beinhaltet das theoretische Modell physikalisches Wissen über die Wellenausbreitung in isotropen Strukturen. Da in dieser Arbeit auch der Einfluss der Temperatur auf die Wellenausbreitung untersucht wird, ist es unerlässlich, die Mechanismen bei Temperaturänderungen zu verstehen und auch theoretisch mit Hilfe eines geeigneten Modells zu beschreiben. Die entsprechenden Erläuterungen sind im vierten Abschnitt dieses Kapitels enthalten und bilden die Grundlage für die Entwicklung geeigneter Verfahren, den Temperatureffekt für die Schadensdiagnose zu kompensieren. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Einführung einiger wichtiger Grundbegriffe der wellenbasierten SHM-Systeme.

2.1 Wellen in isotropen elastischen Kontinua

Zur allgemeinen Beschreibung von Wellen in elastischen, anisotropen Medien lassen sich die allgemeinen Feldgleichungen heranziehen, die beispielsweise in [ROSE 1999] und [CREMER und HECKL 1996] dokumentiert sind. Die erste der beiden Kopplungsgleichungen ist das Kraftgesetz, welche die Beziehung zwischen der räumlichen Änderung der Feldgröße Spannung σ_{ij} und der zeitlichen Änderung der Feldgröße Verschiebung u_i herstellt:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \ddot{u}_i. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnen i und j Indizes für die Tensorschreibweise, ρ die Materialdichte und x_j die räumlichen kartesischen Koordinaten. Die zweite Feldgleichung ist die Spannungs-Dehnungsbeziehung für ein anisotropes Kontinuum

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}, \quad (2.2)$$

wobei C_{ijkl} die konstitutive Matrix und ε_{kl} die Dehnungen darstellt. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften von C_{ijkl} lassen sich die Indizes k und l bzw. i und j vertauschen, vergleiche [ALTENBACH *et al.* 2004], so dass gilt

$$C_{ijkl} = C_{ijlk}, \quad C_{ijkl} = C_{jikl}. \quad (2.3)$$

In isotropen Medien weist die konstitutive Matrix lediglich zwei unabhängige Materialparameter auf: die sogenannten Laméschen Konstanten λ_{La} und μ_{La} . Sie hängen mit den Ingenieurkonstanten Elastizitätsmodul E , Schubmodul G und Querkontraktion ν , folgendermaßen zusammen:

$$\lambda_{La} = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad \text{bzw.} \quad (2.4)$$

$$\mu_{La} = G = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (2.5)$$

Damit kann (2.2) für isotrope Strukturen vereinfacht in die Form

$$\sigma_{ij} = \lambda_{La} \delta_{ij} (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + 2\mu_{La} \varepsilon_{ij} \quad (2.6)$$

überführt werden. δ_{ij} bezeichnet hierbei das Kronecker-Symbol, welches den Wert Eins bei $i = j$ und Null bei $i \neq j$ annimmt. Der Zusammenhang zwischen den Dehnungen und den Verschiebungen lässt sich mit Hilfe des Dehnungstensors

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.7)$$

herstellen. Als nächstes wird nun (2.7) in (2.6) eingesetzt. Das Ableiten der resultierenden Gleichung nach dem Ort x_j und anschließendes Einsetzen in (2.1) führt dann zur allgemeinen Feldgleichung in isotropen Materialien, die auch als Navier-Lamé-Gleichung bezeichnet wird

$$\lambda_{La} \delta_{ij} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_k \partial x_j} + \mu_{La} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) = \rho \ddot{u}_i. \quad (2.8)$$

In der vorliegenden Arbeit werden Lambwellen betrachtet, die sich in dünnwandigen Strukturen ausbreiten und auf Sir Horace Lamb zurückgehen [LAMB 1917]. Unter der Annahme des ebenen Verzerrungszustands lassen sich die nachstehenden Ansätze für die Verschiebung aufstellen

$$u_1 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + \frac{\partial \Psi}{\partial x_3}; \quad (2.9)$$

$$u_2 = 0; \quad (2.10)$$

$$u_3 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} - \frac{\partial \Psi}{\partial x_1}; \quad (2.11)$$

wobei Φ und Ψ Potenzialfunktionen beschreiben. In diesen Gleichungen werden die Koordinaten x_1 bzw. x_3 verwendet, die in Abbildung 2.1 entsprechend definiert sind. Die Platte besitzt hierbei die Dicke d . Für den weiteren Verlauf ist es sinnvoll, die halbe Plattendicke mit \bar{d} zu bezeichnen.

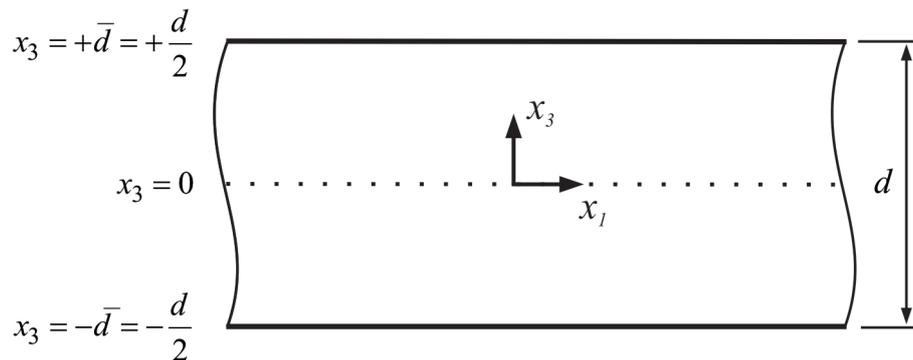


Abbildung 2.1: Definition des Koordinatensystems.

Die Verschiebungsansätze werden nun in die allgemeine Feldgleichung für isotrope Medien (2.8) eingesetzt. Nach längerer Herleitung und unter Verwendung der Helmholtz-Zerlegung, siehe [ROSE 1999], ergeben sich die folgenden Wellengleichungen für die symmetrischen Wellenmoden

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

und die antisymmetrischen Wellenmoden

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_3^2} = \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}. \quad (2.13)$$

Die beiden Potenzialfunktionen haben dabei die Gestalt

$$\Phi = [B_1 \sin(px_3) + B_2 \cos(px_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad \text{und} \quad (2.14)$$

$$\Psi = [C_1 \sin(qx_3) + C_2 \cos(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)}. \quad (2.15)$$

In diesen Gleichungen bezeichnet k die Wellenzahl, ω die Kreisfrequenz und t die Zeit. Die Konstanten B_1 , B_2 , C_1 und C_2 werden im weiteren Verlauf mit Hilfe der Randbedingungen aus (2.28) bestimmt. Weiterhin gilt für die Parameter p und q

$$p^2 = \frac{\omega^2}{c_L^2} - k^2 \quad \text{bzw.} \quad (2.16)$$

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c_T^2} - k^2. \quad (2.17)$$

Hierbei bezeichnet c_L die Phasengeschwindigkeit der reinen Longitudinalwelle und c_T die Phasengeschwindigkeit der reinen Transversalwelle. Beide Größen können mit Hilfe der Laméschen Konstanten λ_{La} bzw. μ_{La} und der Materialdichte ρ geschrieben werden als

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda_{La} + 2\mu_{La}}{\rho}} \quad \text{bzw.} \quad (2.18)$$

$$c_T = \sqrt{\frac{\mu_{La}}{\rho}}. \quad (2.19)$$

Als Ergebnis erhält man nun für isotrope Materialien Gleichungssätze, welche man in einen symmetrischen und antisymmetrischen Anteil aufteilen kann. Die Gleichungen für den symmetrischen Teil lauten

$$u_1^S = [ik B_2 \cos(px_3) + q C_1 \cos(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)}, \quad (2.20)$$

$$u_3^S = [-p B_2 \sin(px_3) + ik C_1 \sin(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)}, \quad (2.21)$$

$$\sigma_{31}^S = \mu_{La} [-2ik p B_2 \sin(px_3) + (k^2 - q^2) C_1 \sin(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad \text{und} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{33}^S = & \left[-\lambda_{La} (k^2 + p^2) B_2 \cos(px_3) - \right. \\ & \left. 2\mu_{La} (p^2 B_2 \cos(px_3) + ik q C_1 \cos(qx_3)) \right] e^{i(kx_1 - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Analog dazu gilt für den antisymmetrischen Anteil

$$u_1^A = [ik B_1 \sin(px_3) - q C_2 \sin(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)}, \quad (2.24)$$

$$u_3^A = [p B_1 \cos(px_3) - i k C_2 \cos(qx_3)] e^{i(kx_1 - \omega t)}, \quad (2.25)$$

$$\sigma_{31}^A = \mu_{La} \left[2i k p B_1 \cos(px_3) + (k^2 - q^2) C_2 \cos(qx_3) \right] e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad \text{und} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{33}^A = & [-\lambda_{La} (k^2 + p^2) B_1 \sin(px_3) - \\ & 2\mu_{La} (p^2 B_1 \sin(px_3) - i k q C_2 \sin(qx_3))] e^{i(kx_1 - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die Bestimmung der vier Koeffizienten ist mit Hilfe der Randbedingungen möglich. An den lastfreien Oberflächen müssen die Spannungen verschwinden:

$$\sigma_{31}(x_3 = \pm \bar{d}) = \sigma_{33}(x_3 = \pm \bar{d}) = 0. \quad (2.28)$$

Es lässt sich analytisch nachweisen, dass für die symmetrische und die antisymmetrische Lösung die folgenden Zwischenergebnisse D_S bzw. D_A entstehen

$$D_S = (k^2 - q^2)^2 \cos(p\bar{d}) \sin(q\bar{d}) + 4k^2 pq \sin(p\bar{d}) \cos(q\bar{d}) = 0, \quad (2.29)$$

$$D_A = (k^2 - q^2)^2 \sin(p\bar{d}) \cos(q\bar{d}) + 4k^2 pq \cos(p\bar{d}) \sin(q\bar{d}) = 0, \quad (2.30)$$

welche sich nach nur wenigen Umformungsschritten in eine kompakte Schreibweise überführen lassen:

$$\frac{\tan(p\bar{d})}{\tan(q\bar{d})} = - \left[\frac{4k^2 pq}{(k^2 - q^2)^2} \right]^{\pm 1}. \quad (2.31)$$

Diese Gleichung wird als Rayleigh-Lamb-Gleichung bezeichnet. Hierbei steht (+1) für die Beschreibung symmetrischer und (-1) für die Beschreibung antisymmetrischer Wellenmoden. Eine Lösung dieser transzendenten Gleichung kann nur auf numerischem Weg erfolgen. In dieser Arbeit wurde daher eine Lösungsstrategie verwendet, welche jener aus Kapitel 8.3 bei [ROSE 1999] ähnelt.

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit in isotropen Medien

Als Ergebnis von (2.31) erhält man für jede ausbreitungsfähige Wellenmode einen Zusammenhang zwischen der Kreisfrequenz ω und der Wellenzahl k . Man kann nun die entsprechende Phasengeschwindigkeit mit

$$c_{Ph} = \frac{\omega}{k} \quad (2.32)$$

berechnen. Bei der Schadensdiagnose mit Ultraschallwellen kommen häufig Wellenpakete zum Einsatz, die aus mehreren sich überlagernden Frequenzen bestehen, siehe Abschnitt 3.2. In diesen Fällen tritt zusätzlich die Gruppengeschwindigkeit auf, welche die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Wellenpakets beschreibt. Diese kann bei isotropen Medien nach [AULD 1990] über den Differentialquotienten

$$c_{Gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.33)$$

ausgedrückt werden. Das Wissen um die Gruppengeschwindigkeit als Funktion der Anregungsfrequenz ist für die Schadensdiagnose von besonderer Bedeutung, da man mit Hilfe dieser Information über die gemessene Wellenlaufzeit auf den Schadensort zurückschließen kann. Aus diesem Grund wird die Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung an verschiedenen Stellen dieser Arbeit verwendet, siehe die Abschnitte 5.1 und 5.2.3 sowie 5.4.1.

Lambwellen können sich in unterschiedlichen symmetrischen und antisymmetrischen Wellenmoden ausbreiten. Ihre Anzahl nimmt mit steigender Frequenz zu. Die symmetrischen Moden werden mit S_i und die antisymmetrischen Moden mit A_i bezeichnet, wobei der Index i bei Null beginnt. Üblicherweise werden die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten in sogenannten Dispersionsdiagrammen dargestellt, wie sie exemplarisch in Abbildung 2.2 und Abbildung 2.3 für eine Aluminiumstruktur zu sehen sind. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der Phasengeschwindigkeit als Funktion der Plattendicke d und der Anregungsfrequenz f . Die stark gekrümmten Kurven weisen darauf hin, dass die Wellenmoden dispersiv sind, d.h. ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit ist eine Funktion der Frequenz. Um ein Auseinanderlaufen der Signalformen durch Dispersion zu vermindern, kommen bei der Schadensdiagnose primär schmalbandige Anregungssignale zum Einsatz. Außerdem wird darauf geachtet, dass das Produkt aus Anregungsfrequenz und Plattendicke derart gewählt ist, dass vorwiegend die niedrigste symmetrische und antisymmetrische Mode angeregt werden. Diese werden in der Literatur häufig auch als fundamentale Wellenmoden bezeichnet. Für eine Aluminiumplatte entspricht dies einem fd -Produkt kleiner als $1,7\text{MHzmm}$. Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf der Gruppengeschwindigkeiten, die mit (2.33) berechnet werden können.

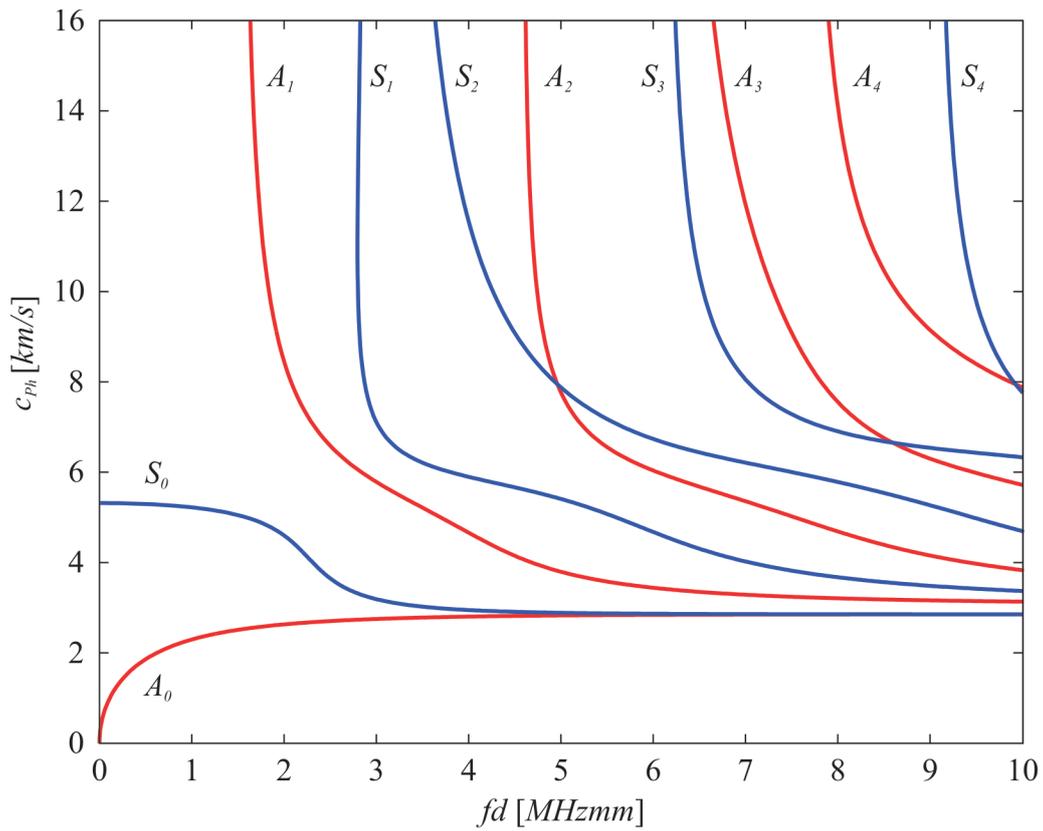


Abbildung 2.2: Dispersionsdiagramm der Phasengeschwindigkeit für verschiedene Moden einer Lambwelle.

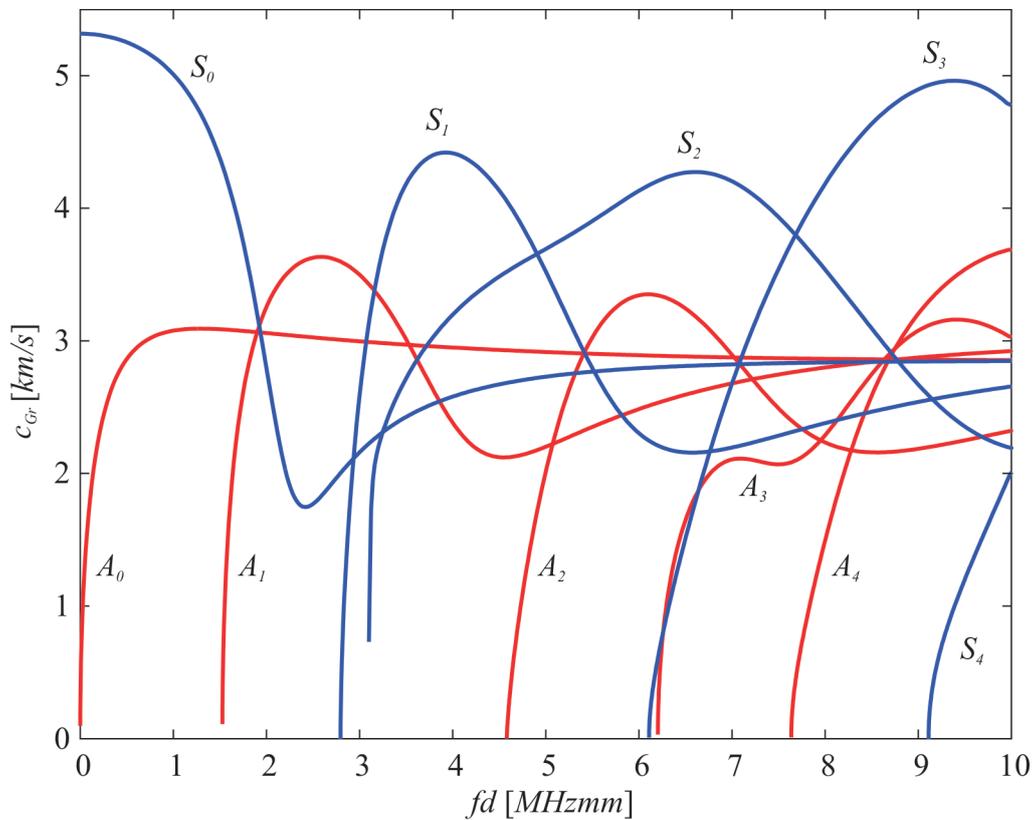


Abbildung 2.3: Dispersionsdiagramm der Gruppengeschwindigkeit für verschiedene Moden einer Lambwelle.

SH-Wellen

Eine weitere Gruppe von geführten Wellen bilden die so genannten horizontalen Scherwellen, die auch als *SH-Wellen* bezeichnet werden. Ihre Partikelbewegungen verlaufen horizontal innerhalb der Platte und ähnlich den Transversalwellen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, vergleiche Abbildung 2.4.

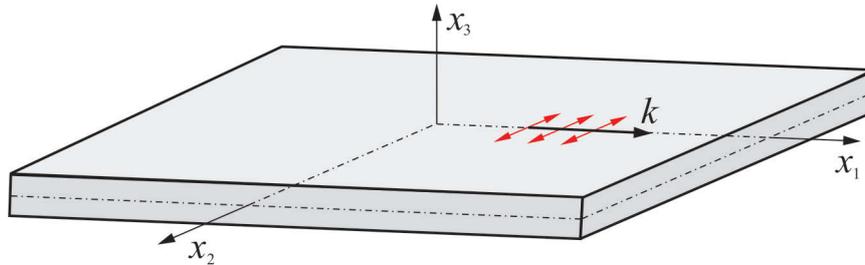


Abbildung 2.4: Ausbreitung einer SH-Welle in x_1 -Richtung. Die Partikelbewegung (rot dargestellt) findet nur in x_2 -Richtung statt, nach [KUNDU 2004].

SH-Wellen können im Allgemeinen bei isotropen Platten nicht signifikant mit Hilfe eines oberflächenapplizierten piezoelektrischen Aktors angeregt werden. Stattdessen kommen speziell zu diesem Zweck entwickelte Wandler, so genannte „Wedge Transducers“, zum Einsatz [SU *et al.* 2007]. Bei anisotropen Materialien werden jedoch unter Umständen *SH-Wellen* auch mit einfachen Piezoscheiben generiert. Im Rahmen dieser Arbeit werden die *SH-Wellen* nicht für die Schädigungsdiagnose betrachtet.

Partikelverschiebung ausgewählter Lambwellen

Die Sensitivität von Lambwellen gegenüber Schäden ist nicht nur abhängig von der gewählten Frequenz, sondern gleichzeitig auch von der zugrundeliegenden Partikelverschiebung und der gewählten Modenordnung, siehe [ALLEYNE und CAWLEY 1992]. Der nun folgende Abschnitt beschäftigt sich daher mit der Form der Partikelverschiebungen bei symmetrischen und antisymmetrischen Wellenmoden. Abbildung 2.5 zeigt die normierten Partikelverschiebungen für die symmetrische und antisymmetrische Wellenmode für mehrere Produkte aus Anregungsfrequenz f und Plattendicke d . Die Verschiebungen in x_1 -Richtung sind dabei gestrichelt und die Verschiebungen in x_3 -Richtung durchgezogen dargestellt. Die Normierung im Fall der S_0 -Mode erfolgt durch die maximale Verschiebung in x_1 -Richtung. Im Unterschied dazu werden für die Normierung bei der A_0 -Mode die entsprechenden maximalen Verschiebungen in x_3 -Richtung verwendet.

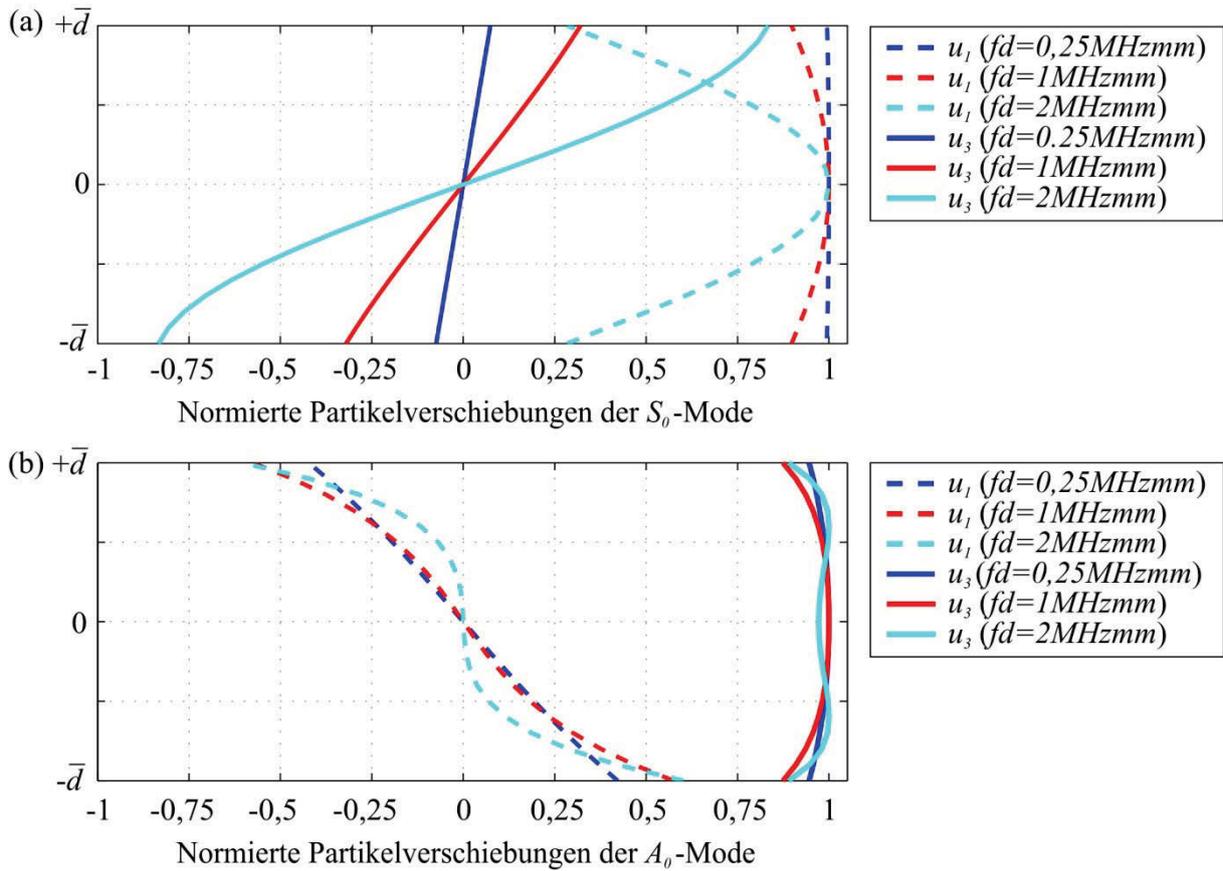


Abbildung 2.5: (a) Vergleich der normierten Partikelverschiebungen für die S_0 -Mode und (b) die A_0 -Mode in x_1 - und x_3 -Richtung für unterschiedliche Frequenz-Dicke-Produkte.

Während die Partikelverschiebung der S_0 -Mode in x_1 -Richtung für den Fall $fd = 0,25\text{MHzmm}$ annähernd konstant über den Plattenquerschnitt ist, kommt es bei höheren Produkten aus Anregungsfrequenz und Plattendicke zu einer deutlich gekrümmten Form. Gleichzeitig ist die Partikelverschiebung der S_0 -Mode in x_3 -Richtung bei $fd = 0,25\text{MHzmm}$ deutlich geringer im Vergleich zu $fd = 2\text{MHzmm}$. Demgegenüber ist die Partikelverschiebung der A_0 -Mode in x_3 -Richtung in allen betrachteten Fällen deutlich größer als jene in x_1 -Richtung. Bei niedrigen fd -Produkten von $fd = 0,25\text{MHzmm}$ besitzt die Partikelverschiebung u_3 eine, bezogen auf die Plattenmittenebene, symmetrische Form. Diese relativ einfache Geometrie weist allerdings bei höheren fd -Produkten mehrfache Krümmungen auf. Gleichzeitig ändert sich mit höheren fd -Produkten auch die Gestalt der Partikelverschiebung in x_1 -Richtung. Somit kann bei niedrigen Produkten aus Anregungsfrequenz und Plattendicke näherungsweise davon ausgegangen werden, dass die S_0 -Mode die Longitudinalwellenbewegung und die A_0 -Mode die Transversalwellenbewegung abbildet.

Wie in Abbildung 2.6 zu erkennen, hat die Ordnung der Wellenmode einen ebenfalls bedeutsamen Einfluss auf die Gestalt der Verschiebungen. Abbildung 2.6a zeigt die normierte u_1 -Verschiebung der ersten drei symmetrischen Wellenmoden, welche auf die maximale Verschiebung der S_0 -Mode bei $fd = 2\text{MHzmm}$ normiert ist. Analog zu Abbildung 2.5 weist die S_0 -Mode bei $fd = 2\text{MHzmm}$ den gleichen gekrümmten Verlauf auf. Im Gegensatz dazu kommt es bei der S_1 - und S_2 -Mode zu deutlichen Änderungen der u_1 -Verschiebung, welche speziell bei der S_2 -Mode zu einem mehrfach gekrümmten Verlauf über den Querschnitt der Platte führt. Bei den ersten drei antisymmetrischen Wellenmoden, die in Abbildung 2.6b dargestellt sind, kommt es ebenfalls zu einer starken Formänderung. Die u_3 -Verschiebungen sind hierbei auf die maximale Verschiebung der A_0 -Mode bei $fd = 2\text{MHzmm}$ normiert. Während die A_0 -Mode bei $fd = 2\text{MHzmm}$ eine annähernd konstante u_3 -Verschiebung aufweist, nehmen die u_3 -Verschiebungen für die A_1 - und A_2 -Mode eine komplexere Form an.

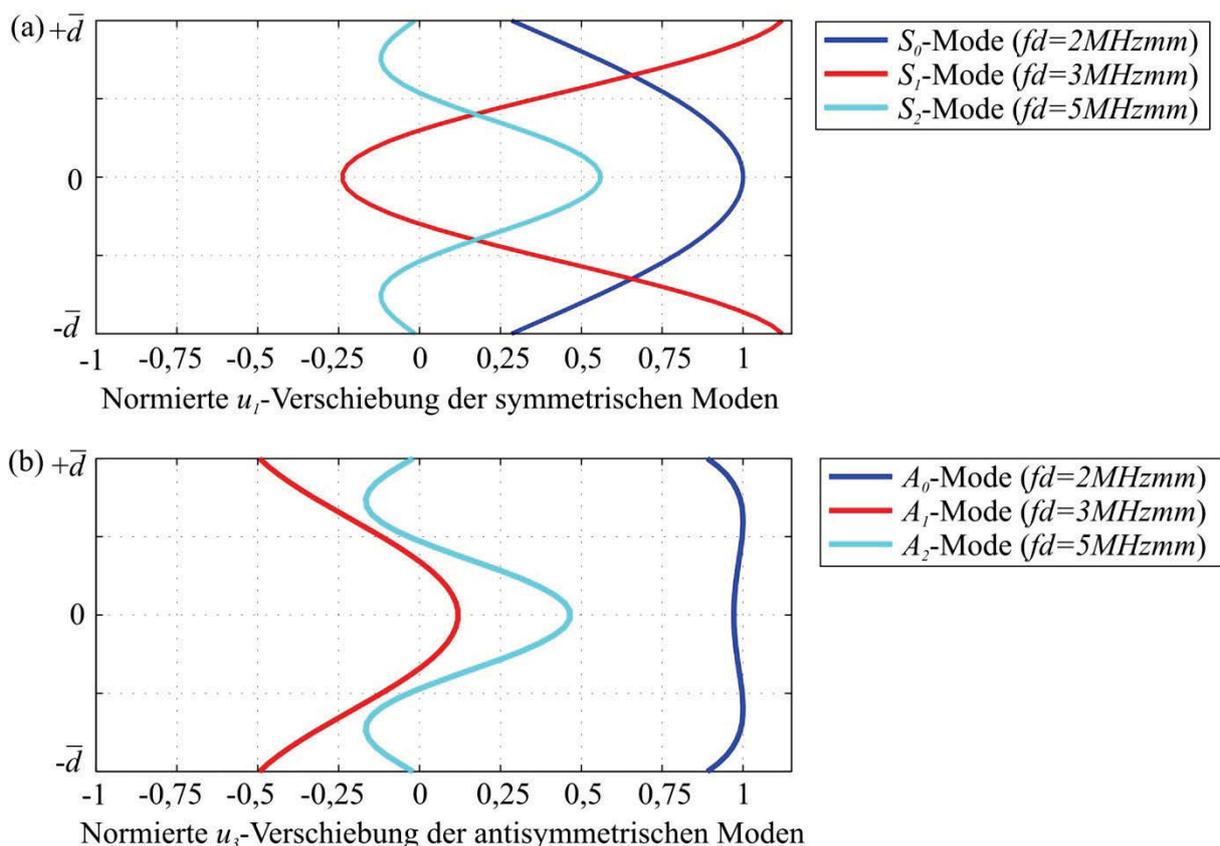


Abbildung 2.6: Normierte Partikelverschiebungen für (a) die ersten drei symmetrischen Wellenmoden und (b) die ersten drei antisymmetrischen Wellenmoden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es für die korrekte Modellierung der Wellenausbreitung besonders bei höheren fd -Produkten notwendig ist, auf dreidimensionale Modelle zurückzugreifen. Da allerdings in der Praxis häufig Arbeitsbereiche bei relativ niedrigen fd -Produkten gewählt werden, um die Anregung von Moden höherer Ordnung zu

vermeiden, kann die Modellierung näherungsweise auch durch zweidimensionale Plattenelemente geschehen. Dies wird beispielsweise von [SCHULTE und FRITZEN 2008] bei der Formulierung der Spektralelemente ausgenutzt. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die Spektralelementemethode an mehreren Stellen für die Simulation der Wellenausbreitung verwendet. Auf eine theoretische Beschreibung dieser Methode soll aber an dieser Stelle verzichtet werden. Stattdessen erfolgt der Verweis auf die Dissertation von [SCHULTE 2010], in welcher die Methodik detailliert erläutert wird.

2.2 Wellen in anisotropen elastischen Kontinua

Im Unterschied zu isotropen Medien können für allgemeine anisotrope Materialien keine vereinfachenden Annahmen über die Gestalt der konstitutiven Matrix C_{ijkl} gemacht werden. Sie besteht nach [ALTENBACH *et al.* 1996] aus insgesamt 21 unabhängigen Materialkennwerten und besitzt in Matrixnotation die Form

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ S & Y & M & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{bmatrix}. \quad (2.34)$$

Anisotrope Spezialfälle sind z.B. monotropes Materialverhalten mit 13 unterschiedlichen Materialkennwerten. Weitere Spezialfälle sind orthotropes und transversal-isotropes Materialverhalten. Der erste Fall besitzt neun und der zweite Fall fünf unabhängige Elastizitätskonstanten.

Im allgemeinen, anisotropen Fall muss der Dehnungstensor aus (2.7) direkt in die Spannungs-Dehnungsgleichung (2.2) eingesetzt werden. Die partielle Ableitung der resultierenden Gleichung nach dem Ort und anschließendes Einsetzen in (2.1) ergibt

$$\frac{1}{2} C_{ijkl} \left(\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \right) = \rho \ddot{u}_i. \quad (2.35)$$

Durch die Symmetrie der konstitutiven Matrix aus (2.3) dürfen k und l vertauscht werden. Dies führt im nächsten Schritt zu

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = \rho \ddot{u}_i. \quad (2.36)$$

Es wird nun nach [ROSE 1999] die Annahme ebener, harmonischer Wellen getroffen und die Ansatzfunktionen

$$u_i = A_i \cdot e^{i(k_j x_j - \omega t)} = A_i \cdot e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3 - \omega t)} \quad (2.37)$$

in (2.36) eingesetzt. Der differentielle Term nimmt dabei die Gestalt

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = k_j k_k u_l \quad (2.38)$$

an. Das Produkt der Wellenzahlen $k_j k_l$ entsteht durch die innere Ableitung von (2.37). In zusammengesetzter Form verändert sich (2.36) zu

$$C_{ijkl} k_j k_k u_l = \rho \omega^2 u_i. \quad (2.39)$$

Mit $u_i = u_l \delta_{il}$ ergibt sich daraus die Christoffel-Gleichung

$$\left(\rho \omega^2 \delta_{il} - C_{ijkl} k_j k_k \right) u_l = 0. \quad (2.40)$$

Es gelten die Beziehungen $k_j = n_j \cdot k$ und $k_k = n_k \cdot k$, wobei die $n_{(\cdot)}$ den jeweiligen Richtungskosinus der Normalen der Wellenfront bezeichnen. Unter Verwendung der Beziehung $k = \omega / c_{ph}$ lässt sich (2.40) umformen zu

$$\left(\Gamma_{il} - \rho c_{ph}^2 \delta_{il} \right) u_l = 0, \quad (2.41)$$

wobei Γ_{il} den Christoffel-Tensor bezeichnet

$$\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k. \quad (2.42)$$

Gleichung (2.42) liefert drei Gleichungen, deren nichttriviale Lösung sich durch das Nullsetzen der Determinante der Koeffizientenmatrix ergibt:

$$\left| \Gamma_{il} - \rho c_{ph}^2 \delta_{im} \right| = 0. \quad (2.43)$$

Die Christoffel-Gleichung verknüpft somit die Phasengeschwindigkeit mit dem Elastizitätstensor des anisotropen ebenen Mediums. Mit Hilfe dieses Ausdrucks können nun für beliebige Wellenzahlvektoren k_j die zugehörigen Phasengeschwindigkeiten bestimmt werden. Die Richtungsabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit wird im Englischen mit dem Begriff „Slowness“ bezeichnet.

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit in anisotropen Medien

Viele technische Faserverbundstrukturen besitzen nicht nur eine Faserschicht, sondern bestehen aus mehreren Lagen, die jeweils unterschiedliche Faserorientierungen aufweisen. Den wohl bekanntesten Ansatz für die Beschreibung des Dispersionsverhaltens bei geschichteten, anisotropen Medien stellt die Global-Matrix Methode dar. Sie wurde ursprünglich von [KNOPOFF 1964] eingeführt und z.B. von [MAL 1988] weiterentwickelt. Die grundlegende Idee besteht in dem Aufbau einer einzigen Systemmatrix \mathbf{S} , welche das gesamte elastische Verhalten beschreibt. Für die modale Lösung wird die Determinante von \mathbf{S} gleich Null gesetzt und die Nullstellen der charakteristischen Gleichung iterativ ermittelt, siehe [LOWE 1995]. Bei einem geschichteten isotropen Medium aus n_L isotropen Einzelschichten entsteht ein Gleichungssystem aus insgesamt $4(n_L-1)$ Gleichungen. Für den geschichteten anisotropen Fall besteht die Systemmatrix aus $6(n_L-1)$ Gleichungen, wobei die gleiche Lösungsstrategie für die Determinante wie zuvor verwendet werden kann, siehe [PAVLAKOVIC und LOWE 2003]. Letztere Autoren vertreiben eine Implementierung der Global-Matrix Methode in Form des Softwarepakets DISPERSE.

Eine alternative Strategie bildet die Transfermatrix Methode, siehe [NAYFEH 1990]. Im Unterschied zur Global-Matrix Methode wird für jede Einzelschicht k eine Transfermatrix \mathbf{A}_k der Dimension 6×6 aufgestellt. Die Aufgabe von \mathbf{A}_k besteht darin, eine Beziehung zwischen den Spannungen und Verschiebungen auf der Unterseite einer Einzelschicht mit den Spannungen und Verschiebungen auf der Oberseite dieser Einzelschicht herzustellen. Durch Matrixmultiplikation der n_L -Matrizen entsteht eine Systemmatrix \mathbf{A} , welche ebenfalls die Dimension 6×6 besitzt. Diese verknüpft nun die Spannungen und Verschiebungen der Plattenunterseite mit denen der Plattenoberseite. Analog zur Vorgehensweise bei der Global-Matrix Methode wird auch hier die Determinante der Systemmatrix gebildet, identisch Null gesetzt und die charakteristische Gleichung anschließend iterativ gelöst. Wie in [CASTAINGS und HOSTEN 1994] nachzulesen, wird die numerische Lösung für hohe Frequenz-Dicke-Produkte bei der Transfermatrix-Methode instabil. Dies liegt vor allen Dingen daran, dass bei der Matrizenmultiplikation durch die darin enthaltenen exponentiellen Terme große Werte auftreten, die bei der numerischen Umsetzung dieser Multiplikation zu Problemen führen. Aus diesem Grund wurden z.B. von [CASTAINGS und HOSTEN 1994] oder [BALASUBRAMANIAM 2000] numerisch stabile Lösungsstrategien für die Transfermatrix Methode vorgeschlagen. Weitere Möglichkeiten, das Dispersionsverhalten in anisotropen geschichteten Strukturen zu beschreiben, sind die so genannte semianalytische Finite

Elemente Methode in [BARTOLI *et al.* 2006] oder der „Surface Impedance“ Ansatz nach [HOSTEN und CASTAINGS 2003].

Ein weiteres Verfahren zur Berechnung der Dispersionskurven in geschichteten anisotropen Medien geht auf [SCHULTE 2010] zurück, vergleiche aber auch [KUDELA *et al.* 2007]. Hierfür ist es notwendig, die Bewegungsgleichungen nach der so genannten „first-order shear deformation laminated plate theory“ (FSDT) zu betrachten, die eine Verallgemeinerung der Plattentheorie nach [REISSNER 1945] und [MINDLIN 1951] darstellt. Die entsprechenden Bewegungsgleichungen, sowie das konstitutive Gesetz und der Aufbau des Gleichungssystems, dessen Lösung die Dispersionskurven bilden, können dem Anhang entnommen werden.

[SCHULTE 2010] vergleicht die korrekte Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung aus (2.31) mit der erwähnten Systematik zur Berechnung der Dispersionskurven am Beispiel einer 2mm dicken Aluminiumplatte. Als Ergebnis seiner Untersuchungen ist festzuhalten, dass die Lösungen für die in der Praxis relevante Gruppengeschwindigkeit bis zu einer Anregungsfrequenz von 350kHz gut angewendet werden können. In diesen Bereichen stimmen die Verschiebungen der S_0 - und A_0 -Mode noch recht gut mit den Ansätzen der Plattentheorie überein. Bei höheren Frequenzen kommt es zu stärkeren Abweichungen bei der S_0 -Mode. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die zugrundeliegende Theorie keine Dispersion der S_0 -Mode zulässt.

Für die Berechnung der Gruppengeschwindigkeiten in anisotropen Materialien ist im Vergleich zu isotropen Werkstoffen der wichtige Unterschied zu beachten, dass die Richtung des Energieflusses (also die Gruppengeschwindigkeit) im Allgemeinen nicht der Richtung des Wellenzahlvektors, d.h. der Richtung der Phasengeschwindigkeit, entsprechen muss, vergleiche Abbildung 2.7. Dieser Effekt ist von [SALAS und CESNIK 2010] auch experimentell nachgewiesen worden.

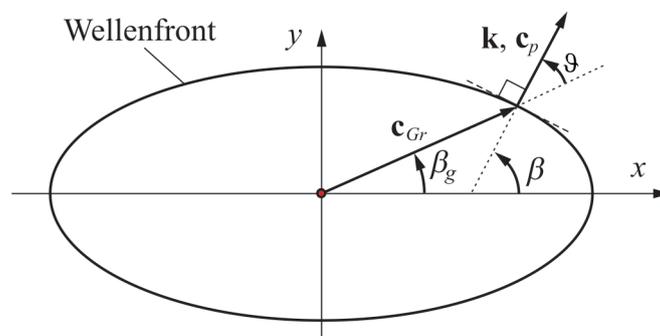


Abbildung 2.7: Unterschiedliche Richtungen von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, aus [SCHULTE 2010].

Bei Anwendung von Gleichung (2.33) ist daher zu beachten, dass k nicht länger als skalare Größe behandelt werden darf, sondern der Vektorcharakter berücksichtigt werden muss. Bei der Operation $\partial\omega/\partial k$ handelt es sich daher formal um die Bildung eines Gradienten. In einem Polarkoordinatensystem besitzt dieser Gradient nun eine radiale Komponente $\partial\omega/\partial k$ in Richtung von \mathbf{k} . Zusätzlich ergibt sich auch eine tangentielle Komponente in Umfangsrichtung $\partial\omega/k\partial\beta$. Durch Transformation in das kartesische Koordinatensystem entsteht nach [WANG und YUAN 2007] folgende Berechnungsvorschrift für die Gruppengeschwindigkeit:

$$\begin{bmatrix} c_{gx} \\ c_{gy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \omega}{\partial k} \\ \frac{\partial \omega}{k \partial \beta} \end{bmatrix}. \quad (2.44)$$

Der Betrag der Gruppengeschwindigkeit und der Winkel β_g zur x -Achse ergeben sich zu

$$c_{Gr} = \sqrt{c_{gx}^2 + c_{gy}^2} \quad \text{und} \quad \beta_g = \arctan\left(\frac{c_{gy}}{c_{gx}}\right). \quad (2.45)$$

Die Differenz aus β_g und β wird im Englischen als „skew angle“ ϑ bezeichnet:

$$\vartheta = \beta_g - \beta. \quad (2.46)$$

Zur Berechnung der in Gleichung (2.44) auftretenden Ableitungen können nach [WANG und YUAN 2007] folgende Beziehungen verwendet werden:

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} \cong \frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2(\beta) - k_1(\beta)} \quad \text{und} \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \beta} = -\frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{dk}{d\beta} \cong -\frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{k(\beta_2) - k(\beta_1)}{\beta_2 - \beta_1}. \quad (2.48)$$

Bei isotropen Platten ist ω nur eine Funktion des Betrags des Wellenzahlvektors und nicht von seiner Richtung abhängig, weshalb $\partial\omega/\partial\beta = 0$ ist. In anisotropen Werkstoffen ist dies jedoch im Allgemeinen nicht der Fall, wie nun am Beispiel einer 3mm dicken einlagigen Struktur aus einem Glasfaserverbundwerkstoff (GFK) mit den Materialdaten aus Tabelle 2.1 gezeigt werden soll.

Tabelle 2.1: Materialparameter eines Glasfaserverbundwerkstoffs.

E_1 [GPa]	E_2 [GPa]	G_{12} [GPa]	G_{13} [GPa]	G_{23} [GPa]	ν_{12}	ρ [kg/m ³]
30,7	15,2	4,0	3,1	2,7	0,3	1700

Im Folgenden wird eine Darstellung verwendet, bei der die Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit über den Winkel des Wellenzahlvektors β bzw. über der Ausbreitungsrichtung β_g aufgetragen ist. Das Wissen um diese Charakteristik ist an mehreren Stellen dieser Arbeit von besonderer Bedeutung. Vor allem die Beschreibung der Schadenslokalisierung in anisotropen Medien berücksichtigt die winkelabhängige Änderung der Wellengeschwindigkeit, siehe Abschnitt 3.4. Abbildung 2.8 zeigt die Phasengeschwindigkeit für eine Anregungsfrequenz von 50kHz und 100kHz . Da die Longitudinalmode sowie die SH_0 -Mode bei der FSDT nicht dispersiv modelliert werden, kommt es hier zu identischen Phasengeschwindigkeiten für beide Anregungsfrequenzen. Demgegenüber nimmt die Phasengeschwindigkeit der Biegemode mit steigender Frequenz zu.

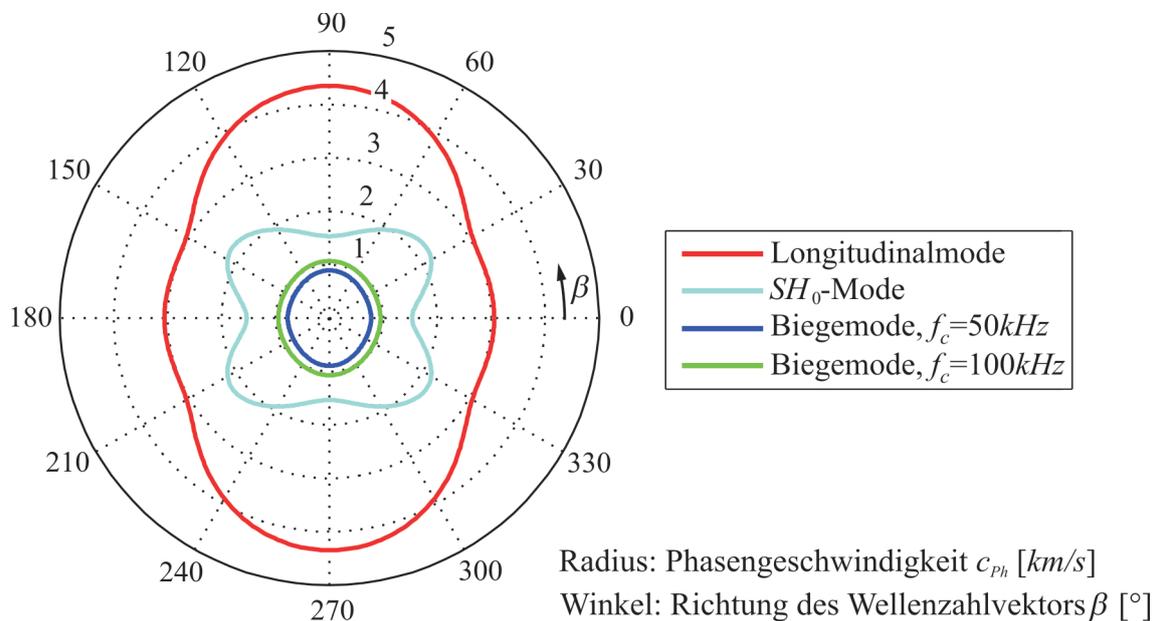


Abbildung 2.8: Phasengeschwindigkeiten der Wellenmoden in einer unidirektionalen, 3mm dicken Platte aus GFK bei Anregung mit 50kHz und 100kHz , aus [SCHULTE 2010].

Wie aus Abbildung 2.8 ersichtlich, liegt in Faserrichtung eine etwa 50% höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Longitudinalmode als quer zur Faserrichtung vor. Die Unterschiede der Geschwindigkeiten der Biegemode sind nicht so stark ausgeprägt. Die SH_0 -Mode weist die größten Phasengeschwindigkeiten in $\pm 40^\circ$ -Richtung auf.

Die zugehörigen Gruppengeschwindigkeiten sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass die absoluten Werte für die Longitudinal- und die SH_0 -Mode in Faserrichtung und quer zur Faserrichtung gleiche Werte aufweisen. Der Übergangsbereich stellt sich vor allem für die SH_0 -Mode anders dar. Die zugespitzten Verläufe dieser Wellenmode im Bereich von $\pm 30^\circ$ bis $\pm 60^\circ$ bzw. $\pm 120^\circ$ bis $\pm 150^\circ$ entstehen dadurch, dass sich die gleiche Gruppengeschwindigkeit durch unterschiedlich gerichtete Wellenzahlvektoren ergibt. Dies

bedeutet, dass in diese Richtungen eine Anhäufung der Wellenenergie dieser Mode, also eine höhere Amplitude, zu erwarten ist. Dieses Verhalten ist für Wellen in anisotropen Materialien charakteristisch, vergleiche beispielsweise [WANG und YUAN 2007].

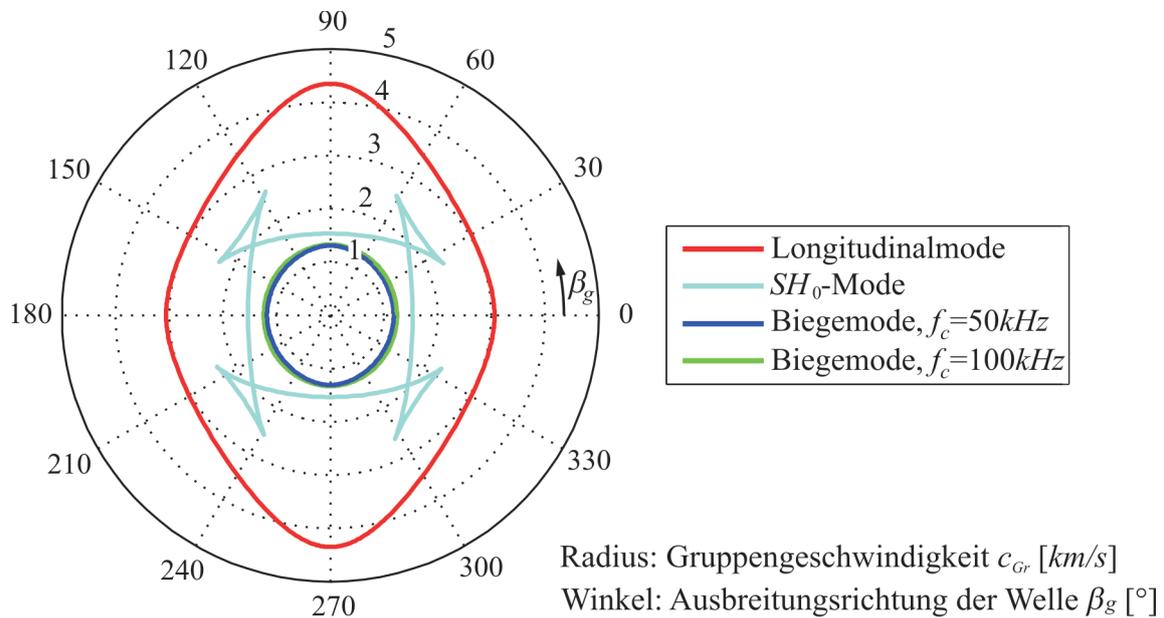


Abbildung 2.9: Gruppengeschwindigkeiten der Wellenmoden in einer unidirektionalen, 3mm dicken Platte aus GFK bei Anregung mit 50kHz und 100kHz, aus [SCHULTE 2010].

In den zurückliegenden Kapiteln 2.1 und 2.2 sind die grundlegenden Mechanismen der Wellenausbreitung in isotropen und anisotropen Materialien vorgestellt worden. Ein wesentlicher Bestandteil ist die Berechnung der Wellengeschwindigkeiten, die im weiteren Verlauf der Arbeit u.a. für die Schadenslokalisierung genutzt werden. Hierfür ist zunächst die Rayleigh-Lamb-Gleichung für isotrope Werkstoffe hergeleitet worden, deren Lösung die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der Wellenmoden als Funktion der Anregungsfrequenz und Plattendicke ergeben. Die theoretische Beschreibung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten in anisotropen Medien ist deutlich komplexer, weil hier die Wellengeschwindigkeiten der Wellenmoden nun zusätzlich auch von der Ausbreitungsrichtung abhängen. In Anlehnung an [SCHULTE 2010] ist eine Möglichkeit aufgezeigt worden, mit der man die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten auch in anisotropen Materialien auf Basis bekannter Materialkenngrößen berechnen kann.

2.3 Anregbarkeit von Lambwellen durch piezoelektrische Aktoren

In dieser Arbeit werden vorwiegend runde, piezoelektrische Sensoren für die Anregung von Ultraschallwellen eingesetzt. Diese weisen eine stark frequenzabhängige Dehnungscharakteristik auf, die von der Geometrie des Sensors und der betrachteten Wellenmode abhängig ist. Diese Eigenschaften können dazu genutzt werden, um die

Verhältnisse zwischen S_0 - und A_0 -Mode und vice versa zu maximieren. Die sich daraus ergebenden ausgezeichneten Punkte, an denen die Modenverhältnisse maximal sind, bezeichnet man im Englischen als „sweet spots“. Da viele Algorithmen der wellenbasierten Strukturüberwachung die Annahme treffen, dass nur eine Wellenmode auftritt, kann durch eine selektive Anregung die Güte dieser Verfahren gesteigert werden. In diesem Zusammenhang wäre z.B. die so genannte „Phased Array“-Technik [YU und GIURGIUTIU 2007], Strategien der Temperaturkompensation [CROXFORD *et al.* 2010] und die Dispersionskompensation [WILCOX 2003b] zu nennen.

Im folgenden Kapitel werden zunächst einige Grundlagen zur Funktionsweise der piezoelektrischen Sensoren erläutert. Anschließend erfolgt die Darstellung eines theoretischen Modells, das auf [GIURGIUTIU 2005] zurückgeht. Mit Hilfe des Modells lässt sich die Dehnungscharakteristik als Funktion der Aktorgeometrie und der Anregungsfrequenz berechnen.

2.3.1 Grundlagen piezoelektrischer Aktoren

Piezoelektrizität beschreibt eine Materialeigenschaft von Festkörpern, bei der durch eine mechanische Beanspruchung ein elektrisches Feld entsteht (direkter piezoelektrischer Effekt). Dieser Mechanismus ist reversibel, so dass sich bei einem angelegten elektrischen Feld eine mechanische Dehnung ausbildet (inverser piezoelektrischer Effekt). Beide Wirkrichtungen werden bei der vorliegenden Strukturüberwachung ausgenutzt: zunächst um Ultraschallwellen zu erzeugen und anschließend, um diese zu detektieren. Der piezoelektrische Effekt wurde im Jahr 1880 erstmals von den Brüdern Jacques und Pierre Curie entdeckt. Seitdem wurde intensiv auf diesem Gebiet geforscht. Ein Überblick über die historische Entwicklung ist beispielsweise in [TZOU 1993] zu finden. Einige kürzlich entwickelte theoretische Modelle zum dynamischen Kopplungsverhalten piezoelektrischer Sensoren mit der zugrundeliegenden Struktur sind in [GIURGIUTIU 2008] dokumentiert.

In der technischen Anwendung kommen primär drei piezoelektrische Werkstoffe zum Einsatz: Blei-Zirkonat-Titanat (PZT), Bariumtitanat (BTO) und Polyvinylidenfluorid (PVDF). Die beiden erstgenannten Werkstoffe werden vorwiegend als Sinterkörper hergestellt. PVDF sind piezoelektrische Polymere, die vor allem für sensorische Messaufgaben verwendet werden, siehe [FUKADA 2000]. Man unterscheidet drei technisch nutzbare Varianten des piezoelektrischen Effekts, welche in Abbildung 2.10 dargestellt sind: nämlich den Längseffekt, den Quereffekt und den Schereffekt. Die drei Effekte unterscheiden sich jeweils

durch die Polarisationsrichtung P . In Abbildung 2.10 bezeichnet F die Wirkrichtung der von außen angelegten Kraft.

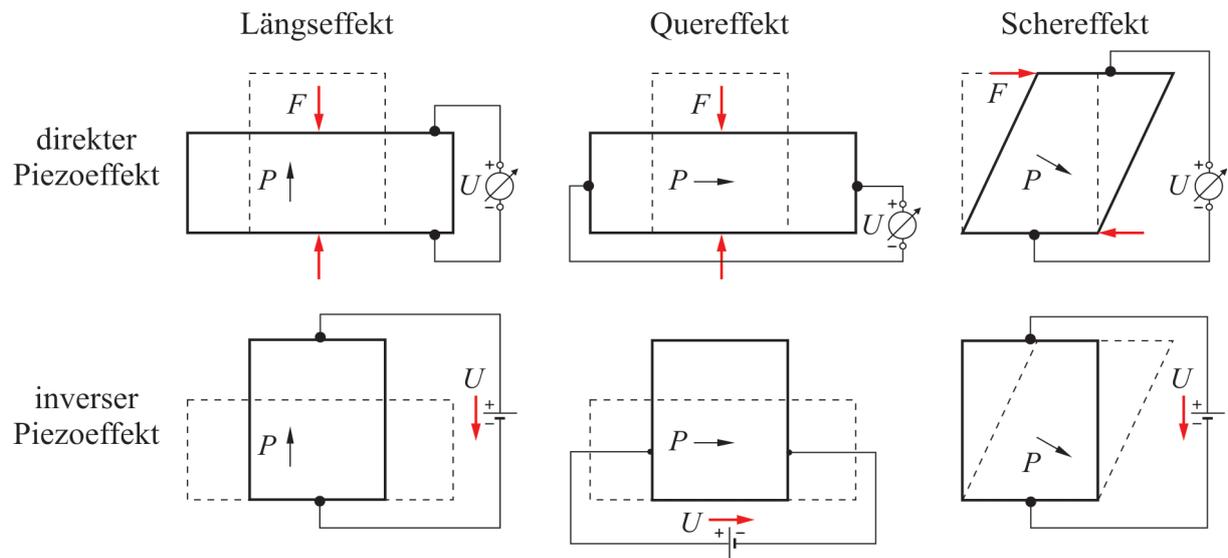


Abbildung 2.10: Direkter und inverser piezoelektrischer Effekt.

[MENGELKAMP 2006] hat experimentelle Untersuchungen zum Hystereseverhalten bei piezoelektrischen Sensoren durchgeführt. Als Ergebnis wurde festgestellt, dass bei Anregungsspannungen kleiner als $100V$ in guter Näherung von linearem Materialverhalten ausgegangen werden kann. Durch die Verwendung von deutlich kleineren Anregungsspannungen von maximal $\pm 12V$ können Hystereseeffekte im Folgenden vernachlässigt werden.

In dieser Arbeit werden vorwiegend runde piezoelektrische Elemente aus Blei-Zirkonat-Titanat (im Weiteren als PZT abgekürzt) mit Umkontakt verwendet. Die PZTs sind durch eine dünne, möglichst steife Klebstoffschicht mit der Strukturoberfläche verbunden, siehe Abbildung 2.11. Der Vorteil von runden gegenüber eckigen Sensoren besteht darin, dass die Abstrahlcharakteristik der Ultraschallwellen radialsymmetrisch ist und es nicht zu Eckeffekten kommt.

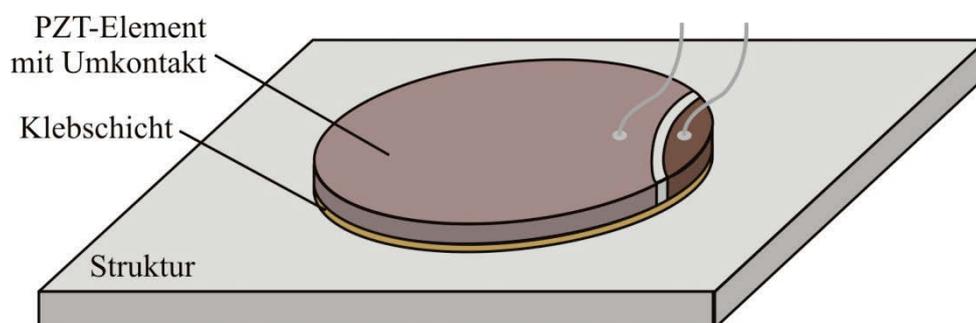


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines runden piezoelektrischen Elements aus Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) mit Umkontakt.

[POHL und MOOK 2010] haben durch experimentelle Untersuchungen festgestellt, dass es an den Ecken von quadratischen PZTs zu einem inhomogenen Abstrahlverhalten der Ultraschallwellen kommt. Weiterhin wird in [RAGHAVAN und CESNIK 2005] erwähnt, dass bei eckigen Sensoren ein Nahfeld in unmittelbarer Nähe des Sensors auftritt, welches die Schadensdiagnose zusätzlich erschwert. Diese Beobachtungen begründen die Wahl von runden Sensoren im Rahmen dieser Arbeit.

Die Verwendung von geschichteten Faserverbundstrukturen bietet grundsätzlich die Möglichkeit, die PZTs bei der Fertigung in die Struktur zu integrieren. Dies wird beispielsweise von [QING *et al.* 2007] ausgenutzt, um die Sensoren gegenüber externen Einflüssen zu schützen. Auf der anderen Seite treten bei dieser Strategie einige Nachteile auf, die von [SU *et al.* 2006] diskutiert werden: Zunächst wäre die lokale Schwächung der tragenden Struktur im Bereich der Sensoren zu nennen. Damit die Struktur im Vergleich zu oberflächenapplizierten Sensoren die gleiche Tragfähigkeit aufweist, muss sie tendenziell stärker ausgelegt sein. Daraus resultiert zwangsläufig ein höheres Bauteilgewicht, welches sich im Falle von Transportmitteln in einem höheren Treibstoffverbrauch äußert. Weiterhin muss bei der Fertigung im Autoklaven die Temperatur relativ niedrig gewählt werden, damit es nicht zu einer Schädigung der Sensoren kommt. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass Sensor und Struktur ähnliche thermische Ausdehnungskoeffizienten aufweisen sollten, um Spannungen innerhalb des Bauteils zu vermeiden. Ein drittes Problem stellt die elektrische Isolierung dar. Um Kurzschlüssen bei der Fertigung vorzubeugen, müssen spezielle Isolierfolien eingesetzt werden, was den Fertigungsaufwand deutlich erhöht. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Integration der Sensoren in die Struktur interessante Aspekte beinhaltet. Auf der anderen Seite kommt es zu einigen konstruktiven und fertigungstechnischen Schwierigkeiten. Es ist daher bei der konkreten Anwendung abzuwägen, in welchen Fällen sich dieser erhöhte Aufwand lohnt.

Piezokeramiken sind sehr spröde und lassen sich, weil sie relativ leicht zerbrechen können, nur bedingt auf gekrümmte Strukturen applizieren. Aus diesem Grund wurden kürzlich sogenannte Piezocomposite-Sensoren entwickelt, die beispielsweise von [LANZA DI SCALEA *et al.* 2007] für die Erzeugung von Ultraschallwellen eingesetzt werden. Sie bestehen aus mehreren Piezofasern, die hintereinander angeordnet und mit interdigitalen Elektroden versehen sind. An dieser Stelle sei auf [WILLIAMS *et al.* 2002] verwiesen, die einige Typen von Piezocomposite-Sensoren diskutieren. Ein struktureller Nachteil dieser Aktoren besteht darin, dass sie ein stark gerichtetes Wellenfeld hervorrufen und damit nur bedingt für ein verteiltes Sensornetzwerk in Frage kommen. Gerade das gerichtete Abstrahlverhalten wird

jedoch von [SALAS und CESNIK 2010] für die Entwicklung eines kreisrunden Sensorverbundes ausgenutzt, der aus verschiedenen Sektoren besteht, vergleiche Abbildung 2.12. Jeder Sektor ist in sich ein solcher Piezocomposite-Sensor und kann separat angesteuert werden. Dadurch lässt sich nacheinander für jeden Sektor ein gerichtetes Wellenfeld erzeugen. Durch diesen Aufbau kann man das gerichtete Abstrahlverhalten eines „Phased Array“-Systems nachbilden, mit dem Vorteil, dass man auf teure Steuerelektronik verzichten kann. Kritisch anzumerken ist die Richtcharakteristik dieses Sensors. Sobald sich ein Defekt an den Grenzen eines Sektors befindet, sinkt die Detektierbarkeit von Schäden deutlich ab.

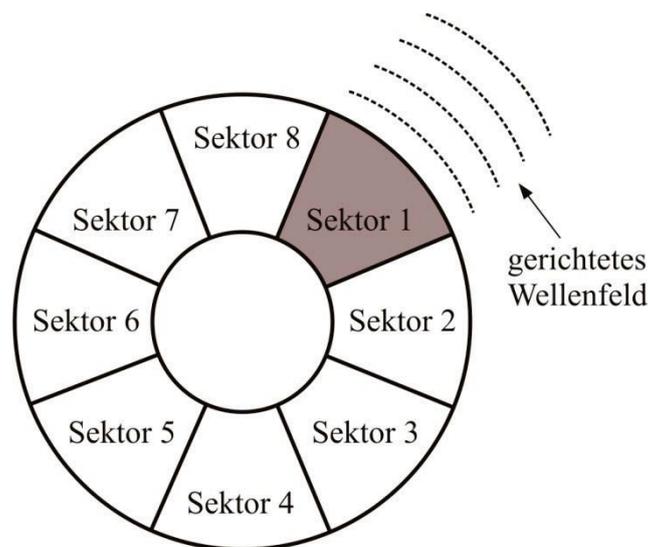


Abbildung 2.12: Ein Piezocomposite-Sensor, der aus acht Sektoren besteht, die jeweils individuell angesteuert werden können. Damit kann jeder Sektor ein stark gerichtetes Wellenfeld hervorrufen, nach [SALAS und CESNIK 2010].

2.3.2 Modell der Anregbarkeit von Lambwellen durch piezoelektrische Aktoren

Ausgangspunkt der Modellierung ist ein piezoelektrischer Sensor, der durch eine Klebschicht mit der Oberfläche einer isotropen Struktur verbunden ist, siehe Abbildung 2.13. Der Sensor besitzt die Länge $l_a=2a$, die Dicke t_a und den Elastizitätsmodul E_a . Die Klebschicht, welche die Schubspannungen $\sigma_{31}(x_1, t) = \sigma_a(x_1)e^{i\omega t}$ auf die Struktur überträgt, hat die Dicke t_b und den Schubmodul G_b . Die Struktur besitzt die Dicke $d = 2\bar{d}$ und den Elastizitätsmodul E . Die Intensität der Schubspannungen und deren tatsächliche Verteilung innerhalb der Klebeschicht hängen von der relativen Deformation des Sensors und der Struktur ab. Näherungsweise und unter der Annahme einer idealen Schubspannungsübertragung kann vereinfacht davon ausgegangen werden, dass die Kräfte ausschließlich am Rand der PZTs eingeleitet werden. Der Schubspannungsverlauf lautet für diesen Fall

$$\sigma_a(x_1) = a \sigma_0 [\delta(x_1 - a) - \delta(x_1 + a)]. \quad (2.49)$$

In dieser Gleichung stellt $\sigma_0 a$ eine Einzelkraft dar, welche jeweils am Rand des PZTs angreift. Weiterhin bezeichnet $\delta(x_1)$ die Dirac-Funktion.

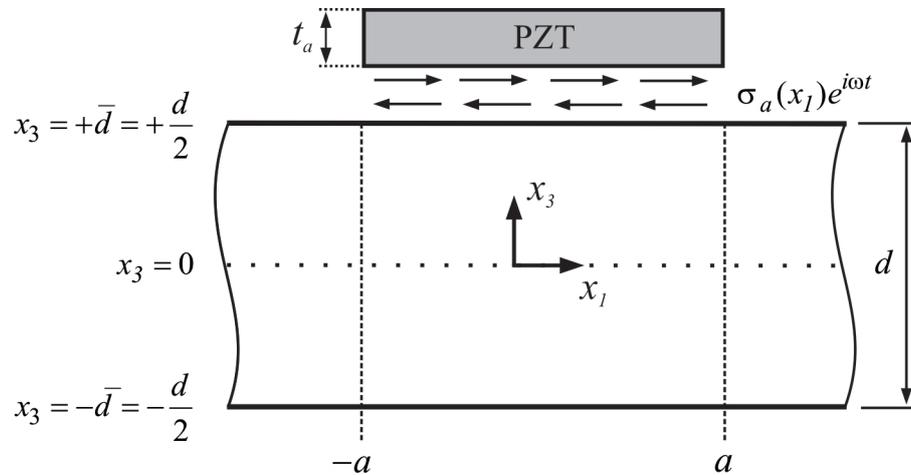


Abbildung 2.13: Modell der Schubspannungsübertragung vom PZT auf die Struktur, nach [GIURGIUTIU 2005].

Die weitere Berechnung findet nun im Wellenzahlraum statt. Hierzu wird die räumliche Fouriertransformation angewendet. Analog zur Fouriertransformation vom Zeit- in den Frequenzbereich lässt sich $\Phi(x_1)$ bzw. $\Psi(x_1)$ mit

$$\tilde{\Phi}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x_1) e^{-ikx_1} dx_1 \quad (2.50)$$

in den Wellenzahlraum k überführen. Die inverse räumliche Fouriertransformation lautet

$$\Phi(x_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Phi}(k) e^{ikx_1} dk. \quad (2.51)$$

Die Fouriertransformierte (FT) einer Differentialgleichung zweiter Ordnung lässt sich ausdrücken mit

$$FT\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2}\right) = (-ik)^2 \tilde{\Phi} \quad \text{und} \quad FT\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2}\right) = (-ik)^2 \tilde{\Psi}. \quad (2.52)$$

Wendet man nun die räumliche Fouriertransformation auf die Wellengleichungen (2.12) bzw. (2.13) an, so ergibt sich nach Verrechnung der entsprechenden Terme:

$$p^2 \tilde{\Phi} + \frac{\partial^2 \tilde{\Phi}}{\partial x_3} = 0 \quad \text{bzw.} \quad q^2 \tilde{\Psi} + \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial x_3} = 0. \quad (2.53)$$

Eine Lösung von (2.53) bilden nachstehende Potenzialfunktionen, die nun im Wellenzahlbereich definiert sind:

$$\tilde{\Phi} = D_1 \sin(px_3) + D_2 \cos(px_3), \quad (2.54)$$

$$\tilde{\Psi} = E_1 \sin(qx_3) + E_2 \cos(qx_3). \quad (2.55)$$

Die Vorgehensweise für die Bestimmung der Koeffizienten D_1 , D_2 , E_1 und E_2 kann analog zu Abschnitt 2.1 durch geeignete Randbedingungen erfolgen. Im Unterschied zu Abschnitt 2.1 ergeben sich veränderte Randbedingungen, die im Weiteren vorgestellt werden sollen. Abbildung 2.14 zeigt eine Struktur, die einer symmetrischen und antisymmetrischen Beanspruchung durch einen piezoelektrischen Aktor ausgesetzt ist. Aufgrund der Randbedingungen wird angenommen, dass sich die Schubspannung für beide Beanspruchungsfälle jeweils zur Hälfte auf die obere und untere Oberfläche aufteilt. Aufgrund einer Vorzeichenkonvention zur Wirkrichtung der Schubspannung erhält die symmetrische Beanspruchung an der Unterseite ein negatives Vorzeichen.

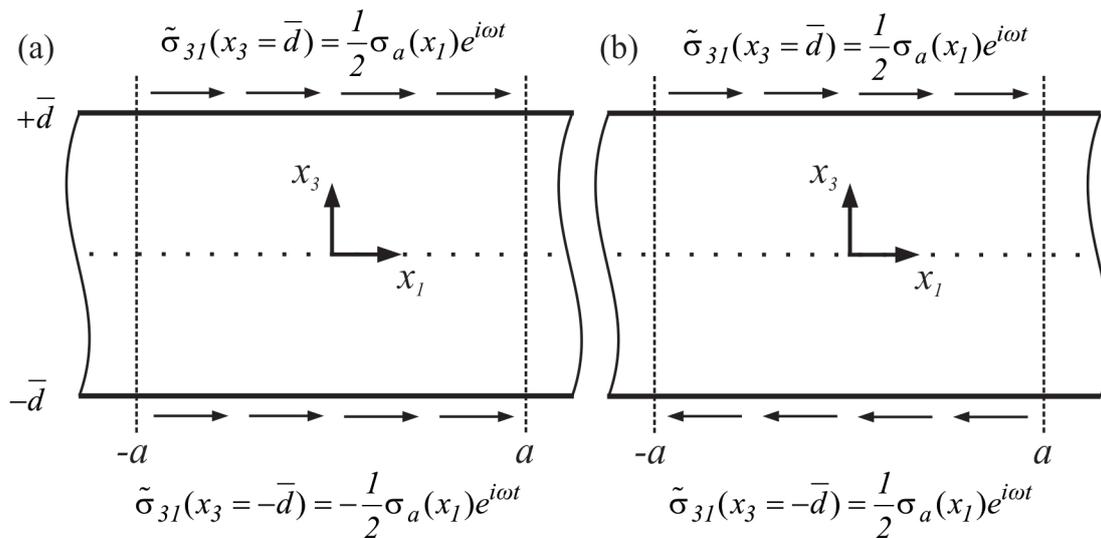


Abbildung 2.14: (a) Symmetrische und (b) antisymmetrische Beanspruchung bei einem oberflächenapplizierten piezoelektrischen Aktor, nach [GIURGIUTIU 2005].

In Summe ergibt sich für die Schubspannung auf der Oberseite

$$\tilde{\sigma}_{31}(x_3 = \bar{d}) = \frac{1}{2} \tilde{\sigma}_a(x_3 = \bar{d}) + \frac{1}{2} \tilde{\sigma}_a(x_3 = \bar{d}) = \tilde{\sigma}_a \quad (2.56)$$

und auf der Unterseite

$$\tilde{\sigma}_{31}(x_3 = -\bar{d}) = -\frac{1}{2} \tilde{\sigma}_a(x_3 = -\bar{d}) + \frac{1}{2} \tilde{\sigma}_a(x_3 = -\bar{d}) = 0. \quad (2.57)$$

Diese Randbedingungen entsprechen der Modellvorstellung aus Abbildung 2.13, bei der die Schubspannung nur an der Oberfläche wirkt und auf der Unterseite verschwinden muss. Es folgt erneut ein Gleichungssatz für die Longitudinal- und Transversalwelle. Als Endergebnis erhält man Ausdrücke für die Verschiebungen und Dehnungen an der Oberfläche der Struktur bei $x_3 = \bar{d}$. Diese sind für die symmetrische Wellenmode

$$\tilde{u}_I^S(x_3 = \bar{d}) = -\frac{l}{k} \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \frac{N_S}{D_S} \quad \text{und} \quad (2.58)$$

$$\tilde{\varepsilon}_I^S(x_3 = \bar{d}) = -i \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \frac{N_S}{D_S} \quad (2.59)$$

$$\text{mit } N_S = kq(k^2 + q^2) \cos(p\bar{d}) \cos(q\bar{d}). \quad (2.60)$$

Bemerkenswert ist, dass der hier verwendete Ausdruck für D_S der Gleichung (2.29) entspricht, welche in Zusammenhang mit der Rayleigh-Lamb-Gleichung entstanden ist. Daraus lässt sich folgern, dass die physikalischen Merkmale der Wellenausbreitung in das Modell mit eingehen. Analog lassen sich mathematische Beziehungen für die antisymmetrische Wellenmode formulieren:

$$\tilde{u}_I^A(x_3 = \bar{d}) = -\frac{l}{k} \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \frac{N_A}{D_A} \quad \text{und} \quad (2.61)$$

$$\tilde{\varepsilon}_I^A(x_3 = \bar{d}) = -i \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \frac{N_A}{D_A} \quad (2.62)$$

$$\text{mit } N_A = kq(k^2 + q^2) \sin(p\bar{d}) \sin(q\bar{d}). \quad (2.63)$$

Auch hier ist der Ausdruck für D_A identisch zu Gleichung (2.30). Die Gesamtlösung bildet jeweils die Superposition der Dehnungen und der Verschiebungen. Man erhält folglich

$$\tilde{\varepsilon}_I(x_3 = \bar{d}) = -i \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \left(\frac{N_S}{D_S} + \frac{N_A}{D_A} \right); \quad (2.64)$$

$$\tilde{u}_I(x_3 = \bar{d}) = -\frac{l}{k} \frac{\tilde{\sigma}_a}{2\mu_{La}} \left(\frac{N_S}{D_S} + \frac{N_A}{D_A} \right). \quad (2.65)$$

Um nun von dem Wellenzahl- in den Ortsbereich zu gelangen, wird die inverse Fouriertransformation angewendet. Sie lautet für die Summe aus Dehnungen und Verschiebungen

$$\varepsilon_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = -\frac{l}{2\pi} \frac{i}{2\mu_{La}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\tilde{\sigma}_a(k) \frac{N_S(k)}{D_S(k)} + \tilde{\sigma}_a(k) \frac{N_A(k)}{D_A(k)} \right) e^{i(kx_I - \omega t)} dk; \quad (2.66)$$

$$u_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = -\frac{l}{2\pi} \frac{l}{2\mu_{La}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\tilde{\sigma}_a(k) \frac{N_S(k)}{D_S(k)} + \tilde{\sigma}_a(k) \frac{N_A(k)}{D_A(k)} \right) e^{i(kx_I - \omega t)} dk. \quad (2.67)$$

Die beiden Integrale werden an den Nullstellen von D_S und D_A singularär. Dies entspricht den Nullstellen und damit den Lösungen der Rayleigh-Lamb-Gleichung. Im Allgemeinen sind die Größen N_S , N_A , D_S und D_A von der Kreisfrequenz ω abhängig. Bei niedrigen Frequenzen, d.h. $\omega \rightarrow 0$, erhält man ausschließlich Lösungen für die beiden fundamentalen Wellenmoden S_0 und A_0 . Im höheren Frequenzbereich entstehen bekanntlich auch weitere Wellenmoden S_1 , S_2 , S_3 etc. und A_1 , A_2 , A_3 etc. Die Integrale in (2.66) und (2.67) können nun mit Hilfe des Residuentheorems von Cauchy gelöst werden, vergleiche das dritte Kapitel in [FREITAG und BUSAM 2009]. Dies besagt, dass das Integral einer Funktion $M(z)$, welches insgesamt n_R -Polstellen aufweist, entlang der Kontur γ mit Hilfe der folgenden Formel

$$\oint_{\gamma} M(z) dz = 2\pi i \sum_{m=1}^{n_R} \text{Res}(M(z), z_m) \quad (2.68)$$

gelöst werden kann. Das Residuum wird dabei mit Hilfe von

$$\text{Res}(M(z), z_m) = \frac{N(z_m)}{D'(z_m)} \quad (2.69)$$

bestimmt. Diese Gleichung enthält den Zähler $N(z)$ und die Ableitung des Nenners $D(z)$, welche jeweils an den Polstellen z_m ausgewertet werden. Angewendet auf das vorliegende Problem erhält man für die Dehnung

$$\varepsilon_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = \frac{l}{2\mu_{La}} \left(\sum_{k^S} \tilde{\sigma}_a(k^S) \frac{N_S(k^S)}{D'_S(k^S)} + \sum_{k^A} \tilde{\sigma}_a(k^A) \frac{N_A(k^A)}{D'_A(k^A)} \right) e^{i(kx_I - \omega t)}. \quad (2.70)$$

Entsprechend gilt für die Verschiebung

$$u_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = -\frac{i}{2\mu_{La}} \left(\sum_{k^S} \frac{\tilde{\sigma}_a(k^S)}{k^S} \frac{N_S(k^S)}{D'_S(k^S)} + \sum_{k^A} \frac{\tilde{\sigma}_a(k^A)}{k^A} \frac{N_A(k^A)}{D'_A(k^A)} \right) e^{i(kx_I - \omega t)}. \quad (2.71)$$

Wie bereits erwähnt, kommt es für den Fall einer dünnen und steifen Klebschicht näherungsweise zu einer idealen Kopplung zwischen PZT und dem Substrat. Aus diesem Grund nimmt die Schubspannung die vereinfachte Form (2.49) an. Hierfür existiert eine analytische Formel der Fouriertransformierten

$$\tilde{\sigma}_a = a\sigma_0[-2i \sin(ka)]. \quad (2.72)$$

Damit lässt sich jeweils eine geschlossene Lösung für die Dehnung und Verschiebung angeben mit

$$\begin{aligned} \varepsilon_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = & -i \frac{a\sigma_0}{\mu_{La}} \sum_{k^S} \sin(k^S a) \frac{N_S(k^S)}{D'_S(k^S)} e^{i(k^S x_I - \omega t)} \\ & -i \frac{a\sigma_0}{\mu_{La}} \sum_{k^A} \sin(k^A a) \frac{N_A(k^A)}{D'_A(k^A)} e^{i(k^A x_I - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.73)$$

$$\begin{aligned} u_I(x_I, x_3 = \bar{d}, t) = & -\frac{a\sigma_0}{\mu_{La}} \sum_{k^S} \frac{\sin(k^S a)}{k^S} \frac{N_S(k^S)}{D'_S(k^S)} e^{i(k^S x_I - \omega t)} \\ & -\frac{a\sigma_0}{\mu_{La}} \sum_{k^A} \frac{\sin(k^A a)}{k^A} \frac{N_A(k^A)}{D'_A(k^A)} e^{i(k^A x_I - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.74)$$

Mit den Gleichungen (2.73) und (2.74) können nun die Dehnung und die Verschiebung als Funktion der PZT-Größe angegeben werden. Die Dimension der PZTs geht hierbei durch den Parameter a in die Gleichungen ein. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird (2.73) verwendet, um die Dehnungen des Modells mit den experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken zu vergleichen, siehe Abschnitt 5.1.

Das ursprüngliche Modell von [GIURGIUTIU 2005] ist von [RAGHAVAN und CESNIK 2005] auf beliebige PZT-Geometrien mit Hilfe der dreidimensionalen Elastizitätstheorie für isotrope Werkstoffe erweitert worden. Als Spezialfälle werden von den Autoren runde und eckige PZTs vorgestellt und mit experimentellen Messungen validiert. Neuere Untersuchungen betrachten das Anregungsverhalten von PZTs bei anisotropen Faserverbundstrukturen, siehe [SALAS *et al.* 2009].

2.4 Einfluss der Temperatur auf die Wellenausbreitung

Technische Strukturen sind in ihrem praktischen Einsatz veränderlichen Umgebungs- und Betriebsbedingungen ausgesetzt. Um eine Überwachung realer Strukturen durchführen zu können, ist es daher von besonderer Wichtigkeit, die externen Einflussfaktoren zu kennen und sie bei der Schadensdiagnose zu berücksichtigen. Mehrere Komponenten des Überwachungssystems werden durch Temperaturveränderungen negativ beeinflusst. Zunächst sind die Sensoren und die Klebeschicht zu nennen. Durch eine sorgsame Auswahl des Klebstoffs und der eingesetzten Sensoren kann man die Temperaturabhängigkeit dieser beiden Elemente minimieren. Erhalten bleibt der Temperatureffekt hingegen bei der Struktur,

deren Abmaße in Längs- und Dickenrichtung sich proportional zum thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_{th} ändern. Eine Dickenänderung hat – wie aus den Dispersionsdiagrammen in Abbildung 2.8 und Abbildung 2.9 ersichtlich – direkte Konsequenzen für die Wellengeschwindigkeiten. Auch der Elastizitäts- bzw. Schubmodul sowie die Materialdichte sind temperaturabhängig und tragen dazu bei, dass sich die Wellengeschwindigkeiten verändern.

Im Weiteren werden nun auf Basis von [CROXFORD *et al.* 2007a] die Auswirkungen der Temperaturänderung auf die Wellenausbreitung analysiert. Betrachtet man zwei Ultraschallsignale $g_0(t)$ und $g_l(t)$, welche bei den Temperaturen T_0 bzw. T_0+dT aufgenommen sind, so kann man eine zeitabhängige Streckung in den Signalen feststellen. Dieser Effekt wird exemplarisch anhand von Abbildung 2.15 erläutert. Dargestellt sind zwei typische Ultraschallsignale, die bei 12°C bzw. 32°C aufgezeichnet worden sind. Es ist zu erkennen, dass beide Signale den gleichen zeitlichen Ursprung aufweisen und dass sich über die Zeit eine lineare Streckung im Ultraschallsignal, welches bei 32°C gemessen worden ist, einstellt.

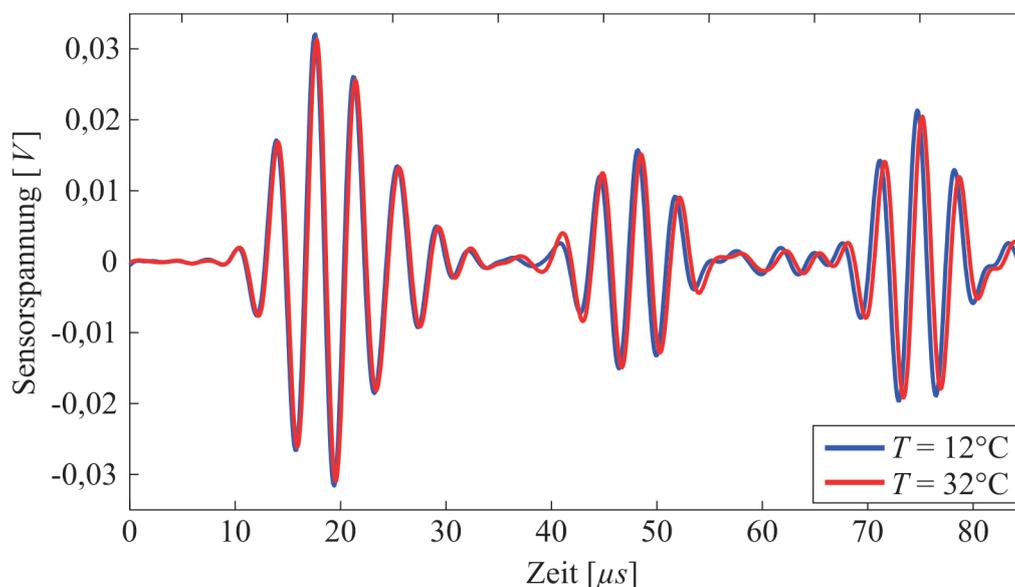


Abbildung 2.15: Beispiel zur Veranschaulichung des Temperatureffekts; Durch den Temperatureinfluss kommt es zu einer linearen, zeitabhängigen Streckung, so dass die rote Kurve der blauen Kurve hinterherläuft.

[CROXFORD *et al.* 2007a] analysieren diese temperaturabhängige Streckung und beginnen mit der grundlegenden Beziehung

$$t_p = d_p c_{Ph}^{-1}. \quad (2.75)$$

In dieser Gleichung steht t_p für die Wellenlaufzeit, d_p für die zurückgelegte Strecke und c_{Ph} für die Phasengeschwindigkeit der Ultraschallwelle. Nun kann die zeitliche Änderung

bezogen auf die Temperatur über partielle Ableitungen nach den beiden Einflussgrößen d_p und c_{Ph} berechnet werden. Als Ergebnis erhält man folgende Differentialgleichung

$$\frac{dt_p}{dT} = \frac{1}{c_{Ph}} \frac{\partial d_p}{\partial T} - \frac{d_p}{c_{Ph}^2} \frac{\partial c_{Ph}}{\partial T}. \quad (2.76)$$

Die Änderung der zurückgelegten Strecke mit der Temperatur ist gerade die thermische Strukturausdehnung, ausgedrückt mit dem Ausdehnungskoeffizienten α_{th}

$$\frac{\partial d_p}{\partial T} = \alpha_{th} d_p. \quad (2.77)$$

Der Ausdehnungskoeffizient besitzt z.B. für Aluminium den Wert $\alpha_{th} = 2,43 \cdot 10^{-5} K^{-1}$. Der zweite differentielle Term in (2.76) beschreibt die sich infolge der Temperaturabhängigkeit der Materialkennwerte einstellende Änderung der Wellengeschwindigkeit mit der Temperatur. Dieser lässt sich im Parameter k_{th} zusammenfassen:

$$\frac{\partial c_{Ph}}{\partial T} = k_{th}. \quad (2.78)$$

Dieser Wert ist abhängig von der betrachteten Wellenmode und liegt in der Größenordnung $k_{th} = -1m \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass die Wellengeschwindigkeit mit steigender Temperatur sinkt. Einsetzen von (2.77) und (2.78) in Gleichung (2.76) führt zu

$$dt_p = \frac{d_p}{c_{Ph}} \left(\alpha_{th} - \frac{k_{th}}{c_{Ph}} \right) dT. \quad (2.79)$$

Man beachte, dass der Ausdruck $k_{th} c_{Ph}^{-1}$ eine bis zwei Größenordnungen größer als α_{th} ist. Damit stellt die Änderung der Wellengeschwindigkeit im Vergleich zur thermischen Ausdehnung der Struktur den bedeutsameren Einflussparameter dar. Weiterhin ist dieser Gleichung zu entnehmen, dass der Einfluss der Temperatur proportional zu der zurückgelegten Strecke ist. D.h., mit größer werdender Distanz steigt der Einfluss der Temperaturänderung an.

2.5 Grundbegriffe der Strukturüberwachung mit geführten Wellen

Die Aufgabe dieses Kapitels besteht darin, einige Grundbegriffe einzuführen, die für das weitere Verständnis der Arbeit wichtig sind. Betrachtet man typische Ultraschallsignale im oberen Teil von Abbildung 2.16, dann bestehen diese aus mehreren sich überlappenden Wellenformen.

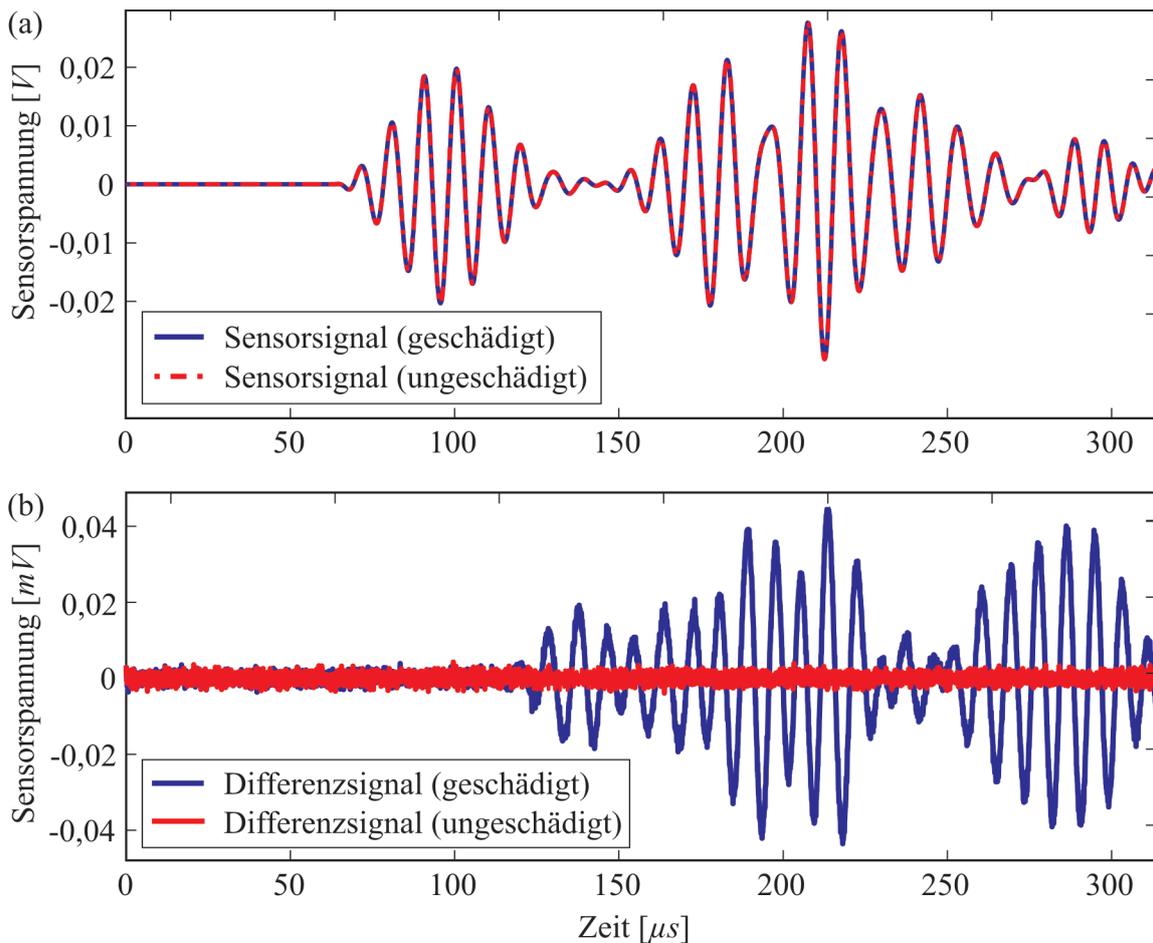


Abbildung 2.16: (a) Sensorsignale einer geschädigten und einer ungeschädigten Struktur;
 (b) Differenzsignal zwischen der geschädigten und der ungeschädigten Struktur
 sowie ein Differenzsignal von zwei Messungen einer intakten Struktur.

Dabei ist es schwierig, die einzelnen Wellenformen speziell im späteren Teil physikalisch zu interpretieren, weil deren Herkunft sehr unterschiedlich sein kann. Während die Wellenformen im vorderen Bereich auf die S_0 - bzw. A_0 -Mode zurückgehen, besteht der hintere Teil hauptsächlich aus Reflexionen, welche durch die Interaktion beider Wellenmoden mit Rändern, Strukturelementen und potenziellen Schäden entstehen. Außerdem ist gerade bei kleinen Schäden eine visuelle Unterscheidung in den Messsignalen zwischen geschädigter und ungeschädigter Struktur oftmals nicht möglich. Ein vielversprechender Ansatz für die Analyse dieser komplexen, nicht-stationären Zeitdaten stellt die Analyse der *Differenzsignale* dar, vergleiche den unteren Teil von Abbildung 2.16. Für die Bildung des Differenzsignals wird das Ultraschallsignal eines als ungeschädigt angenommenen Referenzzustands von der aktuellen Messung subtrahiert. Dadurch können die Reflexionen von Strukturelementen eliminiert werden. Das Differenzsignal ist im Fall einer ungeschädigten Struktur zu jedem Zeitpunkt Null bzw. besteht aus Messrauschen. Kommt es zu einer Schädigung, dann weist das Differenzsignal Wellenformen auf, welche durch die Interaktion der Ultraschallwellen mit

dem Schaden entstehen. Durch die Annahme eines Referenzzustands können Schäden, die bereits in der Struktur vorhanden sind, nicht ermittelt werden.

Die Anwendung von Differenzsignalen weist, wie in Kapitel 5.2.1 ausführlich diskutiert, eine starke Temperaturabhängigkeit auf. Durch den Temperatureinfluss enthält das Differenzsignal auch im ungeschädigten Fall bereits einige Wellenformen, die zu einer Fehlinterpretation der Signale führen kann. Aus diesem Grund ist es für die Analyse der Differenzsignale unerlässlich, den Temperatureffekt im Vorfeld zu kompensieren. Hierfür ist im Rahmen dieser Arbeit eine effiziente Temperaturkompensationsmethodik entwickelt worden, welche in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird. Weiterhin stellt die Systematik der Differenzsignale hohe Anforderungen an die Synchronisation der Messkanäle der eingesetzten Messinstrumente. Ein Zeitversatz unterhalb eines Abtastschrittes kann bereits erhebliche Auswirkungen auf das Differenzsignal haben, siehe Abschnitt 5.3.6 und [KUDELA *et al.* 2009].

Die Positionierung der Sensoren auf der Struktur kann, wie in Abbildung 2.17 zu sehen, entweder in einem *verteilten* oder in einem *konzentrierten Sensornetzwerk* geschehen. In beiden Fällen ist die Anzahl der benötigten Sensoren in etwa gleich. Während die Sensoren in einem verteilten Sensornetzwerk einen relativ großen Abstand zueinander haben, liegen die Sensoren bei einem konzentrierten Sensorverbund sehr nahe beisammen. Letztere Anordnung wird primär für die bereits erwähnte „Phased Array“-Technik verwendet, bei der z.B. zweidimensionale Sensorfelder in Kreuzform zum Einsatz kommen, vergleiche [YU und GIURGIUTIU 2007]. Hierbei muss der Abstand zwischen den Sensoren proportional zur Wellenlänge der emittierten Ultraschallwellen gewählt werden. Daraus folgt die Notwendigkeit, relativ kleine Sensoren einzusetzen, damit bei den recht hohen Frequenzen und damit der relativ kleinen Wellenlänge die entsprechenden Kriterien erfüllt werden.

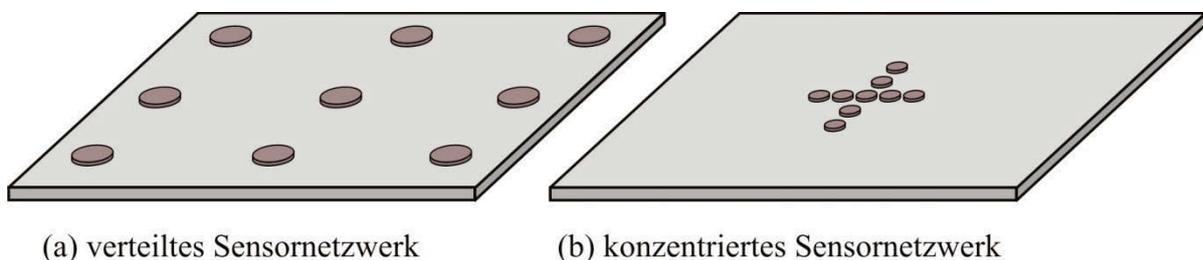


Abbildung 2.17: (a) Verteiltes Sensornetzwerk mit relativ großem Abstand zwischen den Sensoren
(b) konzentriertes Sensorwerk in kreuzförmiger Anordnung, nach [YU und GIURGIUTIU 2007].

Für die praktische Anwendung bietet ein konzentriertes Sensornetzwerk einige Vorteile, weil hier der Sensorverbund bereits als montagefertige Einheit hergestellt werden kann. Dies ermöglicht eine vergleichsweise schnelle Applikation und eine Optimierung der

Kabelführung. Der bedeutsamste Vorteil einer verteilten Sensoranordnung besteht jedoch in der Eigenschaft, dass man theoretisch jeden Schadenstyp erkennen kann. Bei einem konzentrierten Sensornetz kann der Fall eintreten, dass ein parallel zur Wellenausbreitungsrichtung orientierter Riss nicht erkannt werden kann, weil die Wellen an der Risspitze nahezu keine Reflexionen hervorrufen [SCHULTE 2010]. Aufgrund dieses strukturellen Nachteils werden in dieser Arbeit ausschließlich verteilte Sensornetzwerke verwendet. Weiterhin besitzt ein verteiltes Sensornetzwerk den Vorteil eines höheren lateralen Auflösungsvermögens, weil man den Schaden von verschiedenen Seiten betrachtet. Im Umkehrschluss führt das vergleichsweise schlechtere laterale Auflösungsvermögen bei konzentrierten Sensorfeldern zu einer verschmierten Schadensvisualisierung, bei der ein runder Reflektor eine längliche Form bekommt, vergleiche [WILCOX 2003a]. Diese Eigenschaft spricht dafür, dass eine konzentrierte Sensoranordnung für eine möglichst genaue Charakterisierung des Schadens und seiner Größe eher ungeeignet scheint.

Bei den in Abschnitt 1.1 eingeführten aktiven, wellenbasierten SHM-Systemen unterscheidet man bei der Messdatenaufnahme zwischen *Pitch-Catch Methode* und *Pulse-Echo Verfahren*, siehe Abbildung 2.18. Bei Ersterem wird die Ultraschallwelle vom Aktor ausgesendet und von den umliegenden Sensoren gemessen. Hierbei werden die Ultraschallwellen nicht von dem Aktor aufgezeichnet. Im Unterschied dazu erfolgt bei der Pulse-Echo Methode ein unmittelbares Umschalten vom Aktor zum Sensor, sobald die Welle emittiert ist. Damit ist nur ein Sensor für das Aussenden und das Empfangen der Ultraschallwellen zuständig.

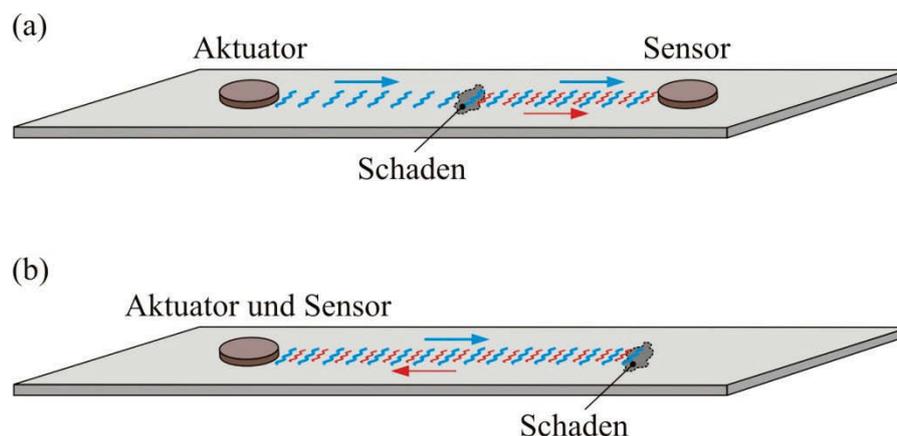


Abbildung 2.18: Messdatenaufnahme mittels (a) *Pitch-Catch Methode* und (b) *Pulse-Echo Methode*.

Dies führt zu drei unterschiedlichen *Konzepten der Datenaufnahme*, die in [DAVIES *et al.* 2006] beschrieben sind. Bei dem im Englischen als „Common Source“ Methode (CSM) beschriebenen Ansatz wird ein Piezoelement als Aktor verwendet, während alle übrigen Elemente als Sensoren dienen. Wie oben beschrieben, handelt es sich hierbei um das Pitch-

Catch Verfahren. Demgegenüber ist beim Konzept der „Synthetic Aperture Focusing“ Technik (SAFT) jedes Piezoelement zunächst als Aktor geschaltet und wird nach dem Aussenden der Ultraschallwelle als Sensor verwendet. Dies entspricht dem Pulse-Echo Konzept. Die „Total Focusing“ Methode (TFM) nutzt schließlich alle möglichen Aktor-Sensor-Kombinationen, wobei aufgrund von Symmetriebedingungen die Kombination der Piezoelemente $i-j$ die gleiche Information liefert wie die des Paares $j-i$. Abbildung 2.19 zeigt für die drei genannten Konzepte bei n_T -Aktoren und n_T -Sensoren alle möglichen Kombinationen. In den Matrizen sind die Indizes der Aktoren horizontal und die der Sensoren vertikal aufgetragen. Die ausgefüllten roten Kreise innerhalb der Matrizen deuten darauf hin, welcher Aktor in dem jeweiligen Messzyklus als solcher verwendet wird. Die ausgefüllten grünen Felder symbolisieren, welche der Sensoren gleichzeitig als Empfänger der Ultraschallsignale agieren.

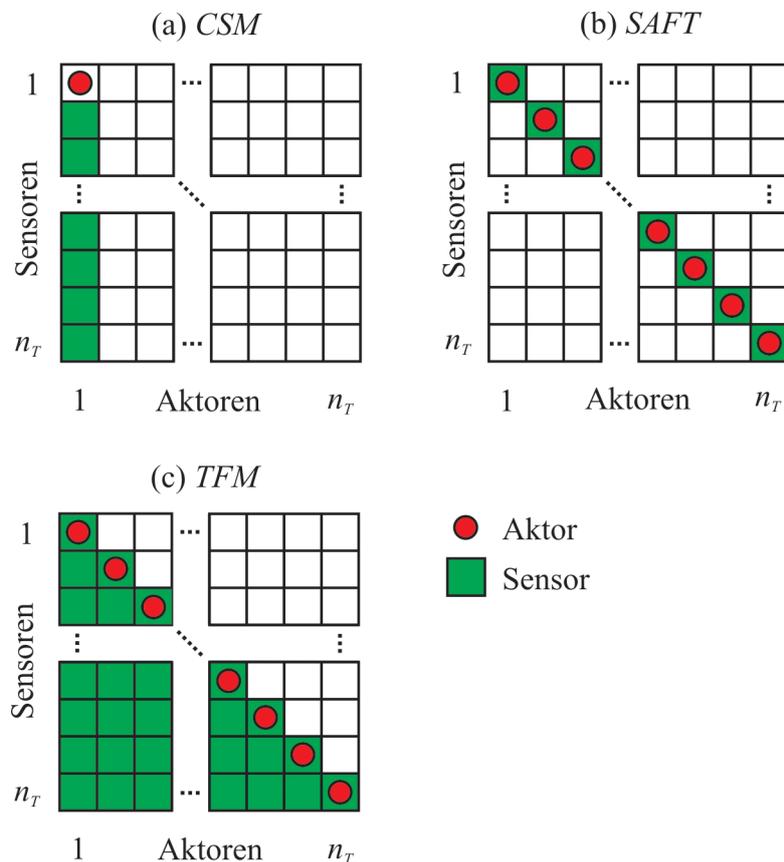


Abbildung 2.19: (a) Datenaufnahme mit Hilfe der „Common Source“ Methode, (b) der „Synthetic Aperture Focusing“ Technik und (c) der „Total Focusing“ Methode.

Jedes dieser Konzepte bietet Vor- und Nachteile. Vorteilhaft bei CSM und SAFT ist, dass nur $n_T - 1$ bzw. n_T Datensätze ausgewertet werden müssen. Dadurch nimmt die benötigte Rechenzeit zur TFM deutlich ab. Auf der anderen Seite bietet TFM die maximal mögliche Information über den Schaden, was gerade in einem verteilten Sensornetzwerk mit einer

möglichst geringen Anzahl an Sensoren bedeutsam ist. In der Praxis erweist sich das direkte Umschalten eines Piezoelements vom Aktor zum Sensor während einer laufenden Messung aufgrund der Kapazität der PZTs als problematisch, weshalb SAFT und TFM in der vorgestellten Form nicht zur Anwendung kommen können. Vielmehr erfolgt die Anwendung einer Variante der CSM und TFM, bei der alle Aktor-Sensor-Kombinationen mit Ausnahme der Pulse-Echo-Signale aufgezeichnet werden, siehe Abbildung 2.20. Durch die enge Verwandtschaft zur CSM soll diese Modifikation im Weiteren als ECSM bezeichnet werden. Diese Abkürzung steht für „Extended Common Source Method“. Dieses Konzept der Datenakquisition stellt die Basis für den eigens entwickelten Umschalter dar, welcher ein elementarer Bestandteil des autonomen Überwachungskonzepts aus Kapitel 3.2 ist.

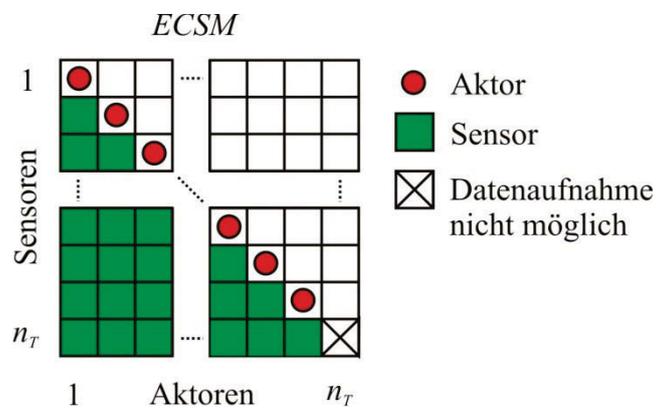


Abbildung 2.20: ECSM-Methode für die Aufnahme aller möglichen Aktor-Sensor-Kombinationen mit Ausnahme der Puls-Echo-Varianten.

3 Entwicklung eines autonomen Überwachungskonzepts für isotrope und anisotrope Strukturen bei veränderlichen Umgebungstemperaturen

Eine Vielzahl moderner Strukturen weist einen hohen Anteil an Faserverbundwerkstoffen auf, um die Vorteile gegenüber klassischen Werkstoffen wie beispielsweise Stahl- oder Aluminiumlegierungen auszunutzen [YE *et al.* 2005]. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um ein vorteilhaftes Verhältnis von Beanspruchbarkeit zu Gewicht, eine höhere Korrosionsbeständigkeit, die Dämmung von Vibrationen sowie eine verbesserte thermische Isolierung. Auf der anderen Seite besitzen diese Kompositstrukturen einige Nachteile, z.B. die vergleichsweise hohen Kosten, ihre Anfälligkeit gegenüber Impaktschäden und die Schwierigkeit, derartige Werkstoffe zu reparieren. In der Praxis werden Faserverbundwerkstoffe meistens aus Glas- oder Kohlefasern gefertigt. Die Fasern sind dabei häufig in eine Epoxyd-Matrix eingebettet und geben der Struktur gewisse Vorzugsrichtungen, die gewinnbringend in der Strukturauslegung genutzt werden können. Demgegenüber erschweren die anisotropen Materialeigenschaften die Strukturüberwachung mit Ultraschallwellen, weil die Wellengeschwindigkeit nun zusätzlich zur Frequenz und der Dicke des Werkstücks noch eine Funktion der Ausbreitungsrichtung ist, vergleiche Abschnitt 2.2. Damit auch moderne, aus Faserverbundwerkstoffen bestehende Strukturen mit Lambwellen überwacht werden können, muss das anisotrope Materialverhalten bei der Schadensdiagnose berücksichtigt werden.

Dieses Kapitel beginnt daher mit der Vorstellung eines Konzepts, mit dem neben isotropen auch anisotrope Plattenstrukturen überwacht werden können. Im darauf folgenden Abschnitt wird anschließend die hardwareseitige Implementierung dieses Überwachungskonzepts erläutert. Damit Schäden auch bei veränderlichen Umgebungstemperaturen zuverlässig detektiert werden können, ist es von besonderer Bedeutung, den Temperatureinfluss für die Schadensdiagnose zu eliminieren. Deshalb widmet sich der dritte Abschnitt einer effizienten Temperaturkompensationsstrategie und der Definition von geeigneten statistischen Schwellwerten, ab der eine Struktur als geschädigt gilt. Im letzten Teil dieses Kapitels liegt der Fokus auf drei Methoden, mit denen man Schäden in anisotropen Plattenstrukturen lokalisieren kann.

3.1 Erläuterung des Überwachungskonzepts

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Überwachungskonzepts für isotrope und anisotrope Plattenstrukturen. Zunächst muss das SHM-System hinsichtlich der betrachteten Struktur ausgelegt werden. Dazu sind geeignete piezoelektrische Sensoren auszuwählen, die eine Anregung der geführten Wellen ermöglichen. Diese werden dann in einem verteilten Sensornetzwerk angeordnet. Es ist hierbei vorteilhaft, wenn die Aktor-Struktur-Kopplung eine Optimierung der Modenverhältnisse zulässt, vergleiche [GIURGIUTIU 2005; RAGHAVAN und CESNIK 2005]. Damit wird nur eine Wellenmode signifikant angeregt, was zu einer Verbesserung der Ergebnisse bei der späteren Signalverarbeitung führt.

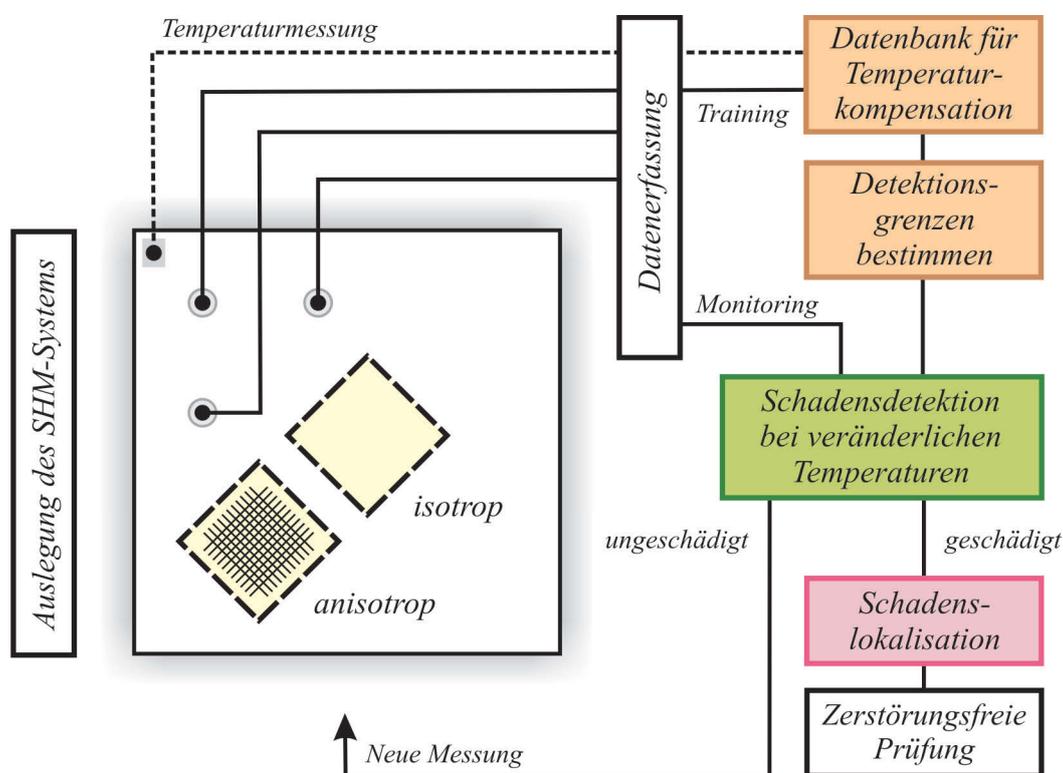


Abbildung 3.1: Überwachungskonzept für isotrope und anisotrope Plattenstrukturen bei veränderlichen Umgebungstemperaturen.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Überwachungskonzepts ist ein geeignetes Datenerfassungssystem. Zu den Anforderungen zählen eine hochpräzise Synchronisation der einzelnen Messkanäle sowie eine ausreichend hohe Abtastrate, vergleiche Kapitel 5.3.6. Des Weiteren bedarf es einer hinreichenden Spannungshöhe des Anregungssignals, um eine Ausbreitung der Ultraschallwellen zu ermöglichen. Hierbei sollte die Materialdämpfung der untersuchten Struktur beachtet werden. Außerdem muss sich die Anzahl der Messkanäle an der Anzahl der verwendeten PZTs orientieren. Die Schnittstelle zwischen dem Datenerfassungssystem und dem Auswertemodul sollte eine gute Infrastruktur aufweisen,

damit sowohl eine kontinuierliche Überwachung als auch gezielte Parameterstudien durchführbar sind. Wie in Kapitel 5.2.2 an experimentellen Beispielen gezeigt, ist es für die automatisierte Schadensdetektion wichtig, die Temperatur an mindestens einer Stelle auf der Oberfläche der Struktur zu messen. Die Genauigkeit des Temperaturmessgeräts sollte dabei höher als $\pm 0,1^\circ\text{C}$ liegen. Sobald die Komponenten des SHM-Systems ausgewählt worden sind, werden die piezoelektrischen Aktoren entweder auf die Oberfläche der Struktur appliziert oder während des Fertigungsprozesses in die Struktur eingebettet. Es ist hierbei leicht ersichtlich, dass die optimale Sensoranordnung eine Funktion der Strukturgeometrie ist. Nach [CROXFORD *et al.* 2009] erscheint eine isometrische Verteilung der Aktoren bei einem verteilten Sensornetzwerk als eine sinnvolle Wahl. Eine Voraussetzung für diese Positionierungsstrategie ist, dass die Materialdämpfung in die unterschiedlichen Raumrichtungen näherungsweise konstant ist.

Im nächsten Schritt erfolgt die Aufnahme von Referenzmessungen für alle Aktor-Sensorkombinationen nach der ECSM-Datenerfassung aus Kapitel 2.5. Vorzugsweise sollte die Anregung an den „sweet spot“-Frequenzen erfolgen, so dass eine hohe Modenreinheit in den Messsignalen vorherrscht. Innerhalb der Trainingsphase wird dabei angenommen, dass die Struktur intakt ist und dass in dieser Phase der gesamte Temperaturbereich abgedeckt wird, welcher über die gesamte Lebensdauer der Struktur auftreten kann. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass es bei der Aufnahme aller Aktor-Sensorkombinationen über verschiedene Temperaturniveaus und Anregungsfrequenzen zu einer hohen Datenmenge kommt. Aus diesem Grund ist darauf zu achten, dass das SHM-System über ausreichende Speicherkapazitäten verfügt. Um eine Optimierung des Speicherbedarfs vorzunehmen, wird in Kapitel 3.3.1 eine Temperaturkompensationsstrategie vorgestellt, welche nur so viele Referenzdaten speichert, wie für eine sensitive Schadensdetektion benötigt werden. Nach Abschluss der Trainingsphase erfolgt die Bildung und Analyse eines Schädigungsindikators für die Schadensdetektion. Im Rahmen dieser Arbeit wird hierzu der Betrag der maximalen Sensorspannung des Differenzsignals zugrundegelegt, siehe Abschnitt 3.3.2. Alternativ können auch andere Detektionsstrategien verwendet werden, wie sie in Kapitel 1.1 vorgestellt worden sind. Die Detektionsgrenzen, ab denen ein Schaden diagnostiziert wird, müssen hierbei sehr sorgfältig definiert werden, um auf der einen Seite Schäden in einem frühen Stadium zuverlässig erkennen zu können und auf der anderen Seite kostenintensive und vertrauensmindernde Fehlalarme zu vermeiden. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Definition der statistischen Schwellwerte in einem zweiten Teil der Trainingsphase, bei der die Struktur immer noch als intakt angenommen wird, vergleiche Abschnitt 3.3.2.

Als Ergebnis des Detektionsmoduls lässt sich eine Aussage treffen, ob die Struktur intakt oder geschädigt ist. Im ungeschädigten Fall wird automatisch die nächste Messung vorgenommen; andernfalls erfolgt die Schadenslokalisierung mit Hilfe der Methoden, die in Abschnitt 3.4 vorgestellt werden. Eine automatisierte Bestimmung der Schadensgröße ist im Rahmen der Strukturüberwachung mit geführten Wellen bisher noch nicht möglich, so dass für diese Aufgabe die klassische zerstörungsfreie Werkstoffprüfung herangezogen wird.

3.2 Vollautomatische Datenerfassung für die Langzeitüberwachung

Das Überwachungskonzept aus Kapitel 3.1 ist in dieser Arbeit experimentell umgesetzt worden und soll im Folgenden anhand von Abbildung 3.2 erläutert werden. Die wesentlichen Hardwarekomponenten umfassen einen Computer, ein bzw. mehrere A/D-Wandler mit Frequenzgenerator, einen Umschalter sowie ein Temperatur-messgerät. Ein weiterer integraler Bestandteil des Überwachungssystems sind mehrere auf die Oberfläche der Struktur aufgeklebte runde piezoelektrische Elemente und mindestens ein Pt-100 Temperatursensor, der ebenfalls auf der Strukturoberfläche appliziert ist.

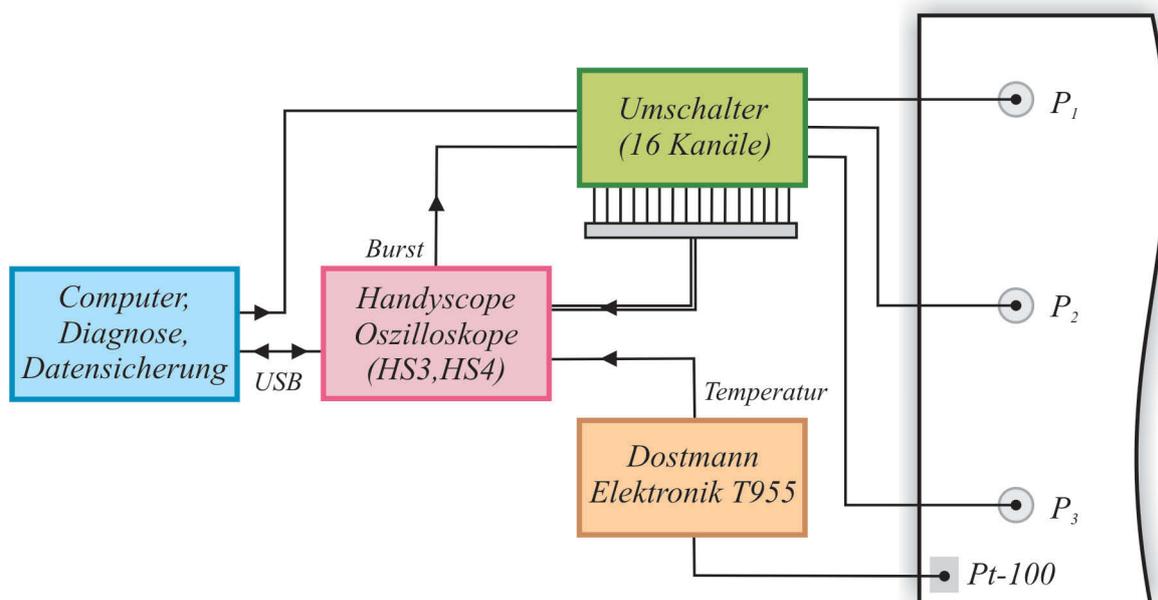


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Datenerfassung für die Langzeitüberwachung.

Bei den Systemkomponenten ist zunächst ein geeigneter A/D-Wandler ausgewählt worden. Die Entscheidung fiel auf Handyscope USB-Oszilloskope HS3 und HS4 der Firma Tiepie Engineering, weil diese Geräte ein kompaktes Design aufweisen, relativ preisgünstig sind und eine hohe Abtastrate von bis zu 50MHz bei einer Auflösung von 12bit besitzen. Der eingebaute Frequenzgenerator, der ein beliebiges Anregungssignal aussenden kann, stellt eine maximale Amplitude von $\pm 12V$ bereit. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, mehrere

Handyscope-Instrumente für ein kombiniertes Gerät zusammenzuschalten. Eine wichtige Eigenschaft des Überwachungssystems besteht darin, dass die Messungen automatisiert durchgeführt und die Messdaten direkt den Diagnosealgorithmen zugeführt werden können. Dies wird bei dem vorliegenden System durch die Kommunikation zwischen PC und Messgeräten über die USB-Schnittstelle gewährleistet. Damit ist es möglich, aus der Programmierumgebung Matlab heraus Messungen zu starten und mit den ebenfalls in Matlab erstellten Diagnosealgorithmen auszuwerten. Damit ergibt sich eine sehr gute Infrastruktur, mit der sowohl Langzeitüberwachungen wie auch gezielte Parameterstudien möglich sind. Ein weiteres Element des Überwachungskonzepts ist ein Temperaturmessgerät. Hierfür ist das T955-Instrument der Firma Dostmann Elektronik ausgewählt worden, welches eine Genauigkeit von $\pm 0,03^\circ\text{C}$ zwischen -100°C und $+150^\circ\text{C}$ aufweist. Ein Pt-100 Temperatursensor, welcher auf der Oberfläche der Struktur aufgeklebt ist und damit die tatsächliche Bauteiltemperatur messen kann, ist mit dem Temperaturmessgerät verbunden. Das aus dem Messgerät kommende analoge Signal wird den Handyscope-Geräten zugeführt, mit deren Hilfe digitalisiert und schließlich an den PC weitergeleitet. Weiterhin umfasst das Überwachungssystem einen im Rahmen dieser Arbeit eigens entwickelten Umschalter. Das für 16 Kanäle ausgelegte Gerät leitet das vom Frequenzgenerator kommende Anregungssignal nacheinander an die verschiedenen Aktoren weiter. Damit kann das in Abschnitt 2.5 eingeführte ECSM-Datenerfassungskonzept experimentell realisiert werden. Der Umschalter enthält einen Microcontroller für die Steuerung der entsprechenden Relais und kann ebenfalls aus Matlab heraus über die USB-Schnittstelle angesteuert werden. Die Aufgabe des Computers besteht darin, den Monitoringprozess zu steuern, die Diagnosealgorithmen auszuführen und ggf. die bei den Messungen anfallenden Daten zu speichern.

Auswahl des Anregungssignals

Aufgrund des dispersiven Charakters von Lambwellen, vergleiche Kapitel 2.1, werden vorwiegend schmalbandige Anregungssignale verwendet. In der vorliegenden Arbeit kommen primär Hann-gefensterte Kosinussignale zum Einsatz. Im Vergleich zu anderen Fensterfunktionen bietet das Hann-Fenster den Vorteil, dass es zu Beginn und am Ende den Wert Null annimmt. Der Kosinusburst $s_0(t)$ ist definiert durch

$$s_0(t) = \frac{1}{2} \cdot \underbrace{\left[1 - \cos\left(2\pi f_c \frac{t}{n_s} \right) \right]}_{\text{Hann-Fenster}} \cdot \underbrace{\cos(2\pi f_c t)}_{\text{Kosinussignal}}. \quad (3.1)$$

Die entscheidenden Einflussgrößen in dieser Gleichung sind die Grundfrequenz f_c und die Anzahl der Schwingspiele n_s . Um eine Trennung der Wellenformen im Zeitbereich zu ermöglichen, sollten die Wellenpakete eine möglichst geringe zeitliche Ausdehnung aufweisen. Das bedeutet nach Abbildung 3.3, in der mehrere Aktorsignale bei einer Grundfrequenz von $f_c=90\text{kHz}$ dargestellt sind, dass die Anzahl der Schwingspiele relativ klein gewählt werden sollte. Auf der anderen Seite führen weniger Schwingspiele zu einer Verbreiterung des Frequenzspektrums, siehe Abbildung 3.4. Sind gleichzeitig eine hohe zeitliche Auflösung und ein schmalbandiges Spektrum gewünscht, kann man die Grundfrequenz erhöhen. In Abschnitt 5.1 wird gezeigt, dass die von den PZT-Aktoren in die Struktur übertragene Dehnung ebenfalls eine Funktion der Anregungsfrequenz und der darin enthaltenen Schwingspiele ist. Oftmals ist daher ein Kompromiss der verschiedenen Anforderungen zu finden.

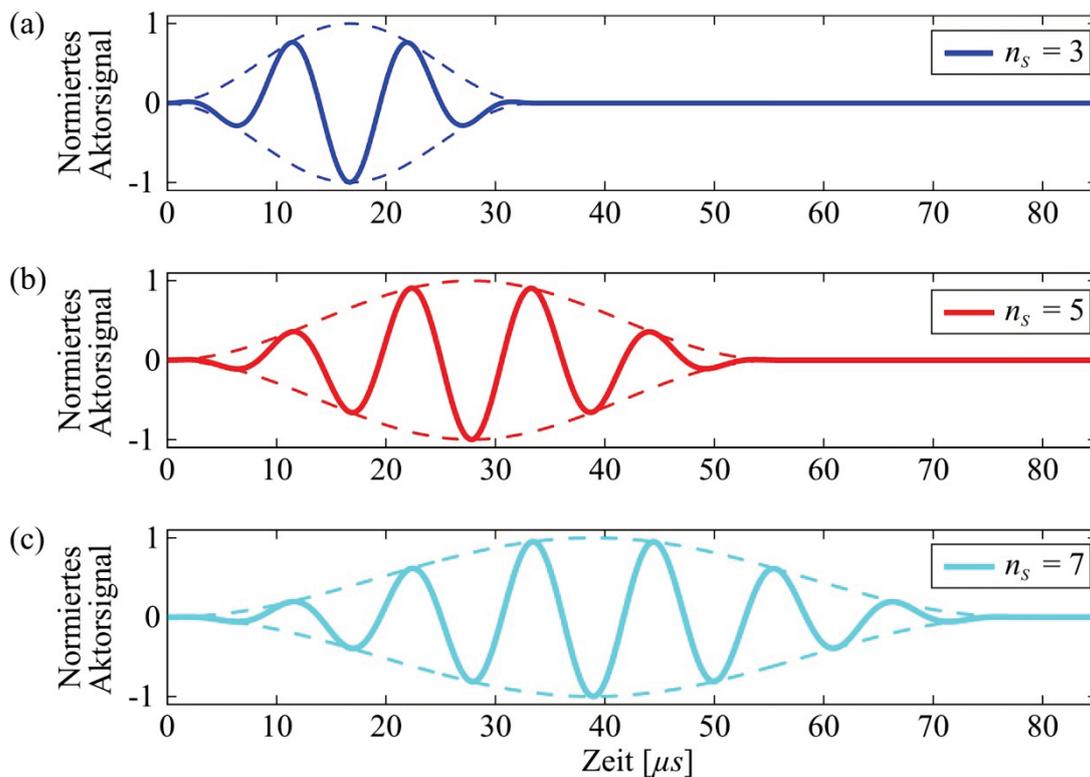


Abbildung 3.3: Verwendete Aktorsignale mit drei, fünf und sieben Schwingspielen; zusätzlich sind die Hüllkurven der jeweiligen Aktorsignale dargestellt.

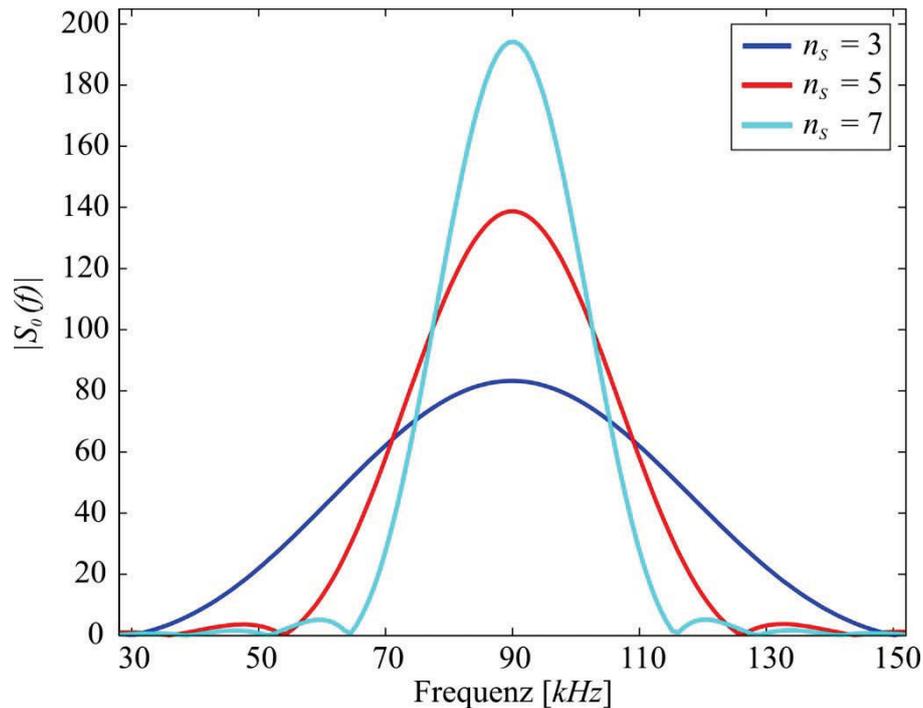


Abbildung 3.4: Frequenzspektren der Aktorsignale mit drei, fünf und sieben Schwingspielen.

3.3 Schadensdetektion bei veränderlichen Umgebungstemperaturen

Damit ein wellenbasiertes SHM-System Schäden bei realen Anwendungen zuverlässig diagnostizieren kann, ist es von entscheidender Bedeutung, die veränderlichen Umgebungs- und Betriebsbedingungen bei der Schadensdetektion zu berücksichtigen. Es hat sich gezeigt, dass beim Einsatz von hochfrequenten Ultraschallwellen überlagerte tieffrequente Vibrationen keinen Einfluss auf die Detektierbarkeit von Schäden haben [QING *et al.* 2008]. Mit Hilfe einer geeigneten Hochpassfilterstrategie können diese betriebsbedingten Effekte ausgeschlossen werden. Außerdem haben [CHEN und WILCOX 2007] gezeigt, dass sich eine betriebsbedingte Vorspannung nur sehr wenig auf hochfrequente Ultraschallwellen auswirkt. Ihr Einfluss hängt aber nach [SCHULTE und FRITZEN 2010] von der Frequenz ab. Demgegenüber zeigen [LU und MICHAELS 2005] sowie [KONSTANTINIDIS *et al.* 2006], dass die Temperatur einen bedeutsamen Einfluss auf die Wellenausbreitung hat und ihre Auswirkungen für die Schadensdiagnose unbedingt eliminiert werden müssen. Sie begründen ihre Aussage damit, dass die Temperatur einen deutlich größeren Einfluss auf die gemessenen Ultraschallsignale besitzt als die Interaktion der einfallenden Ultraschallwelle mit dem Schaden. Der Verfasser hat in Zusammenarbeit mit Dr. Wilcox und Dr. Croxford von der Universität Bristol (UK) sowie Prof. Michaels vom Georgia Institute of Technology in Atlanta (USA) eine Methode entwickelt, mit welcher der Temperatureffekt für eine zuverlässige Schadensdiagnose kompensiert werden kann. Das Verfahren ist in [CROXFORD *et*

al. 2010] dokumentiert und soll im Weiteren erläutert werden. Daran anschließend werden eigene, weiterführende Untersuchungen zur Definition von statistischen Schwellwerten vorgestellt, bei dessen Überschreitung die Struktur als geschädigt gilt.

3.3.1 Effiziente Schadensdetektion durch die Kombination der optimalen Referenzdatenauswahltechnik mit dem Dehnungsverfahren

Ein bei der Temperatur T_0 gemessenes Ultraschallsignal der ungeschädigten Struktur kann als eine Superposition von insgesamt n_w sich überlagernden Wellenpaketen aufgefasst werden. Mathematisch lautet dieser Sachverhalt

$$u(t; T_0) = \sum_{j=1}^{n_w} A_j(T_0) s_j[t - t_j]. \quad (3.2)$$

Hierbei steht t für die Zeit und A_j , s_j sowie t_j für die Amplitude, die Wellenform und die Ankunftszeit des j -ten Wellenpakets. Betrachtet man nun eine Temperatur von $T = T_0 + \delta T$, dann hat dies einen Einfluss auf die Form, die Amplitude und die Ankunftszeit jeder einzelnen Wellenform. In erster Näherung kann davon ausgegangen werden, dass der Temperatureffekt lediglich zu einer Änderung in der Ankunftszeit führt, vergleiche [TAKATSUBO *et al.* 2006] und Abbildung 2.15. Nach der Temperaturänderung um δT lautet das Zeitsignal

$$u(t; T_0 + \delta T) = \sum_{j=1}^{n_w} A_j(T_0 + \delta T) s_j[t - t_j \beta(\delta T)]. \quad (3.3)$$

Hierbei bezeichnet β einen Streckungsparameter, der die Änderung in der Ankunftszeit der Wellenpakete beschreibt. Das einfache Differenzbildungsverfahren subtrahiert die aktuelle Messung $u(t; T_0 + \delta T)$ von jener der Referenzmessung $u(t; T_0)$. Wie in Kapitel 5.2.1 ausführlich gezeigt, ist diese Vorgehensweise für eine zuverlässige Schadensdetektion bei veränderlichen Temperaturen ungeeignet. Daher bedarf es für eine verlässliche Schadensdiagnose einer Temperaturkompensationsstrategie, welche zwei bekannte Verfahren aus der Literatur miteinander kombiniert: die optimale Referenzdatenauswahl, welche im Englischen „Optimal Baseline Selection (OBS)“ lautet [KONSTANTINIDIS *et al.* 2007], und das Dehnungsverfahren, auch als „Baseline Signal Stretch (BSS)“ oder „Optimal Stretch Method (OSM)“ bezeichnet [CLARKE *et al.* 2009].

Das OBS-Verfahren bildet eine Datenbank, bestehend aus M Zeitsignalen der intakten Struktur, die bei verschiedenen Temperaturen $T_m = T_0 + \delta T_m$ aufgenommen worden sind. Das m -te Referenzsignal kann dabei mathematisch ausgedrückt werden als

$$u_m(t; T_m) = \sum_{j=1}^{n_w} A_j^{(m)}(T_m) s_j^{(m)} [t - t_j^{(m)} \beta(\delta T_m)]. \quad (3.4)$$

Um nun in der Monitoringphase ein Zeitsignal aus der Datenbank auszuwählen, welches am Besten zu der aktuellen Messung bei der Temperatur T passt, wird ein Kriterium eingeführt, welches die Ähnlichkeit zwischen den Signalen beurteilt. Dieses ist als die betragsmäßig minimale Sensorspannung des Differenzsignals

$$m_r = \arg \min_m \{ \max_t | u(t; T) - u_m(t; T_m) | \} \quad (3.5)$$

definiert. In dieser Gleichung bezeichnet m_r den Index jener Messung, welche aus der Datenbank ausgewählt worden ist.

Im Unterschied zur OBS-Technik wird beim BSS-Verfahren im einfachsten Fall nur eine Referenzmessung der ungeschädigten Struktur benötigt. Die Zeitachse des Referenzsignals wird mit dem Faktor $\hat{\beta}$ entweder gestreckt oder gestaucht, um das aktuelle Messsignal möglichst gut nachzubilden. Folglich erhält man das modifizierte Referenzsignal

$$\hat{u}(t; T_0; \hat{\beta}) = u(t / \hat{\beta}; T_0) = \sum_{j=1}^{n_w} A_j(T_0) s_j [t / \hat{\beta} - t_j]. \quad (3.6)$$

Wenn $\hat{\beta}$ nun so gewählt wird, dass es dem β der aktuellen Messung entspricht, dann stimmen die Ankunftszeiten der aktuellen Messung mit jener der Referenzmessung überein. Da neben der Zeitachse auch die Wellenpakete s_j gestreckt bzw. gestaucht werden, hat die Streckungsoperation eine Veränderung des Frequenzgehalts in den Zeitsignalen zur Folge.

Der Nachteil der OBS-Methode besteht darin, dass sehr viele Referenzdaten für eine zuverlässige Schadensdetektion gespeichert werden müssen. Dies führt unweigerlich bei großen Strukturen zu einer enormen Datenmenge und damit zu hohem Speicherbedarf. Demgegenüber ist die Temperaturkompensation beim BSS-Verfahren begrenzt, weil mit zunehmender Streckung der Zeitachse die Änderung des Frequenzgehalts im Signal ansteigt, was sich wiederum negativ auf die Qualität der Schadensdetektion auswirkt. Dieser Effekt äußert sich als ein kohärentes Rauschen im Differenzsignal, welches im Englischen als „Frequency Noise“ bezeichnet wird [CROXFORD *et al.* 2008]. Begründet durch die jeweiligen

Limitationen des OBS- und des BSS-Verfahrens ist es nun ein logischer Schritt, die beiden Verfahren für eine effiziente Temperaturkompensation zu kombinieren. Für das m -te Referenzsignal aus der Datenbank, welche nunmehr aus \overline{M} Messungen mit $\overline{M} \leq M$ besteht, gilt

$$\hat{u}_m(t; T_m; \hat{\beta}) = u(t / \hat{\beta}; T_m) = \sum_{j=1}^{n_w} A_j^m(T_m) s_j^m [t / \hat{\beta} - t_j^m]. \quad (3.7)$$

Damit möglichst wenige Referenzmessdaten gespeichert werden müssen, sollte die Temperaturschrittweite für den Aufbau der Datenbank so groß gewählt werden, dass man mit Hilfe des BSS-Verfahrens noch eine zuverlässige Temperaturkompensation für alle Messungen erreichen kann, die bei Temperaturen aufgenommen worden sind, welche sich zwischen zwei Referenzmessungen befinden.

Implementierung des BSS-Verfahrens

Betrachtet man zunächst eine zeitkontinuierliche Funktion $u(t)$, welche mit der Zeitschrittweite Δt_1 abgetastet worden ist, dann führt dies zu einer zeitdiskreten Schreibweise des Signals mit $u_1[n] = u(n\Delta t_1)$, wobei n eine ganze Zahl definiert. Für die Transformation in den Frequenzbereich mittels einer schnellen Fourier-Transformation erfolgt zunächst eine Verlängerung des Zeitsignals mit Nullen, so dass das Signal insgesamt m_1 Werte aufweist. Das aus m_1 Werten bestehende Spektrum $U_1[n]$ besitzt eine Frequenzauflösung von $\Delta f = 1/(m_1\Delta t_1)$. Führt man nun die gleiche Transformation mit insgesamt m_2 Werten durch, in dem man mehr oder weniger Nullen hinzufügt, so entsteht ein neues Spektrum $U_2[n]$. Das modifizierte Spektrum wird anschließend mit einer inversen Fourier-Transformation in den Zeitbereich zurücktransformiert. Das sich ergebende Signal $u_2[n] = u(n\Delta t_2)$ enthält insgesamt m_2 Punkte und hat eine Zeitschrittweite von $\Delta t_2 = 1/(m_2\Delta f) = (m_1/m_2)\Delta t_1$. Diese Operation hat bisher lediglich dazu geführt, dass das ursprüngliche Signal $u_1(n\Delta t_1)$ mit der Zeitschrittweite Δt_2 neu abgetastet worden ist. Wenn man nun ein zweites zeitkontinuierliches Signal $u_2(t) = u(t / \hat{\beta})$ mit $\hat{\beta} = m_2 / m_1$ über die beschriebene Systematik modifiziert, dann entsteht ein neues zeitdiskretes Signal von $u_2(t)$, welches mit der ursprünglichen Zeitschrittweite Δt_1 abgetastet worden ist. Das bedeutet, dass Messung $u_2(t)$ eine Streckung bzw. Stauchung mit dem Faktor $\hat{\beta}$ bezogen auf das ursprüngliche Referenzsignal erfährt. Es ist leicht ersichtlich, dass der Streckfaktor $\hat{\beta}$ auf ganzzahlige Werte von m_1 bzw. m_2

beschränkt ist. Dies führt zu einer zweiten Einflussgröße des kohärenten Rauschens im Differenzsignal, welche als „Granularization Noise“ bezeichnet wird, siehe [CROXFORD *et al.* 2008]. Den Einfluss dieses Rauschanteils kann man leicht eliminieren, indem man m_1 bzw. m_2 ausreichend groß wählt.

Üblicherweise erfolgt die Bestimmung von $\hat{\beta}$ durch eine Optimierungsschleife unter Anwendung von Standardverfahren wie z.B. den Nelder-Mead-Algorithmus aus [NELDER und MEAD 1965], wodurch das Kriterium aus (3.5) minimiert wird. Mit angepasster Notation ergibt sich der Ausdruck

$$\hat{\beta}_{opt} = \arg \min_{\hat{\beta}} \{ \max_t |u(t, T) - \hat{u}_m(t, T_m, \hat{\beta})| \}. \quad (3.8)$$

Hierbei wird das m -te Signal aus der kombinierten Temperaturkompensationsstrategie $\hat{u}_m(t, T_m, \hat{\beta})$ für den Differenzbildungsprozess zugrundegelegt.

Abbildung 3.5 zeigt die Temperaturkompensation bei einer Frequenz von $f_c = 380\text{kHz}$. In Abbildung 3.5a werden zwei Ultraschallsignale verglichen, die bei einer Referenztemperatur T_0 bzw. bei einer Temperatur von $T_0 + \delta T$ gemessen worden sind.

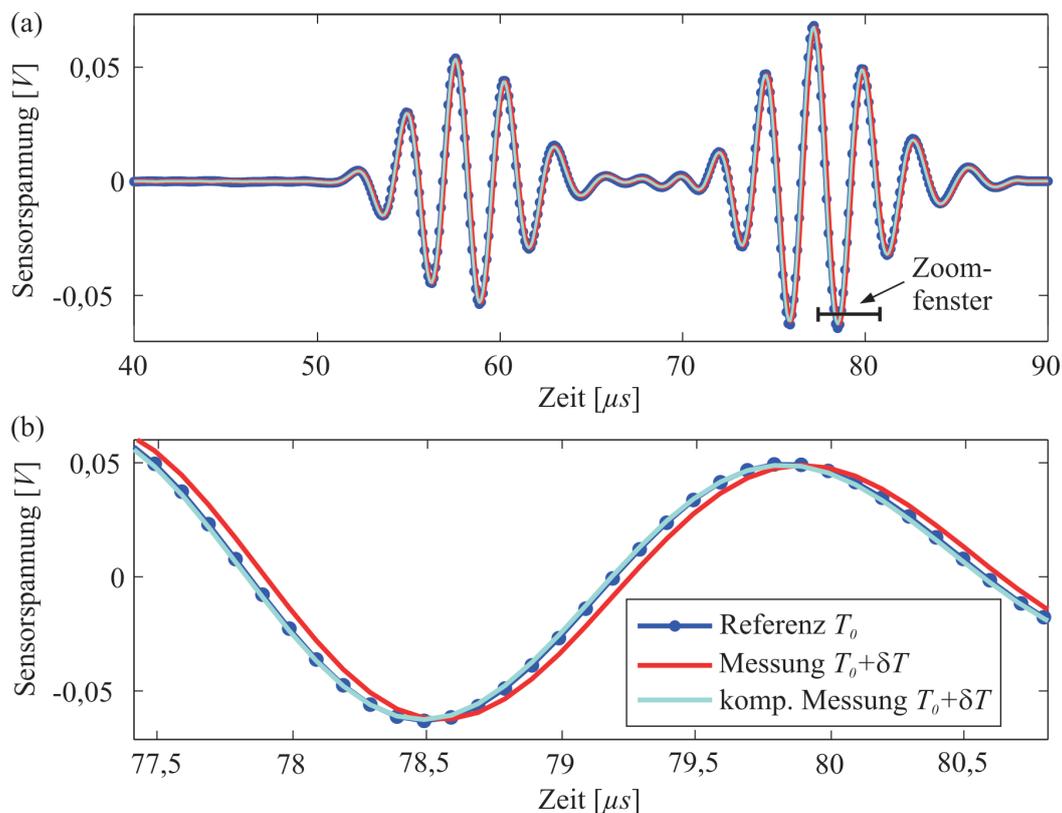


Abbildung 3.5: (a) Gemessene Ultraschallsignale bei den Temperaturen T_0 bzw. $T_0 + \delta T$ einschließlich der temperaturkompensierten Messung bei $T_0 + \delta T$; (b) Zoomfenster der gleichen Messsignale.

Außerdem ist das temperaturkompensierte Ultraschallsignal dargestellt. Die Temperaturkompensation bewirkt eine Stauchung der Zeitachse, so dass die Messung bei $T_0 + \delta T$ möglichst gut mit der Referenzmessung übereinstimmt, vergleiche hierzu das Zoomfenster in Abbildung 3.5b.

3.3.2 Definition statistischer Schwellwerte als Grundlage für die autonome Schadensdetektion

Im vorstehenden Abschnitt ist eine Strategie erläutert worden, mit deren Hilfe die Kompensation des Temperatureffekts erreicht werden kann. Für die Schadensdetektion wird nun ein Indikator eingeführt, welcher den Schädigungsgrad der Struktur repräsentiert. Dieser basiert erneut auf dem betragsmäßigen Maximum des Differenzsignals. Er lautet für die kombinierte Temperaturkompensationsmethode, bei der das m -te Signal als Referenz dient:

$$\zeta = \frac{\max_t |u(t; T) - \hat{u}_m(t; T_m; \hat{\beta})|}{u^{(A)}}. \quad (3.9)$$

In dieser Gleichung stellt $u^{(A)}$ die Höhe des ersten Wellenpakets in $u(t; T)$ dar. Mit diesem Schritt erfolgt eine Normierung, so dass die Schädigungsindikatoren bei den verschiedenen Aktor-Sensorpaaren vergleichbar werden. An einigen Stellen des Ergebnisteils wird der Schädigungsindikator auch in der logarithmischen Variante verwendet. In dem Fall lautet er:

$$\bar{\zeta} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\max_t |u(t; T) - \hat{u}_m(t; T_m; \hat{\beta})|}{u^{(A)}} \right). \quad (3.10)$$

Als Grundlage für eine automatisierte Schadensdetektion ist es wichtig, statistische Schwellwerte für den Schadensindikator ζ zu definieren. Sobald es zu einer Überschreitung dieses Schwellwertes kommt, wird die Struktur als geschädigt betrachtet und die Lokalisationsalgorithmen aus Abschnitt 3.4 werden ausgeführt. Hierbei ist es wichtig, jede Aktor-Sensorkombination separat zu betrachten und die Detektionsgrenzen für jedes Aktor-Sensorpaar individuell festzusetzen, weil jede Paarung einzigartige Informationen über die Interaktion der einfallenden Ultraschallwelle mit dem Schaden aufweist. Gemäß dem Überwachungskonzept aus Sektion 3.1 erfolgt die Definition der statistischen Schwellwerte im zweiten Teil der Trainingsphase. Der Grund für eine zweite Trainingsphase liegt darin, dass der OBS-Ansatz nahezu alle Messungen für den Aufbau der Datenbank benötigt, weil die Temperaturschrittweite für eine zuverlässige Schadensdiagnose recht klein gewählt werden muss. Damit verbleiben keine Datensätze mehr, um die Schwellwerte zu definieren.

Als Ergebnis erhält man für jede Aktor-Sensorkombination eine Zahlenmenge, welche aus insgesamt n_b Indikatoren besteht:

$$\Xi_{ij} = [\xi_{ij,1} \quad \xi_{ij,2} \quad \cdots \quad \xi_{ij,n_b}]^T. \quad (3.11)$$

Auf der Basis von Ξ_{ij} können nun die Schwellwerte definiert werden. Da die Werte von Ξ_{ij} keiner bekannten Verteilungsfunktion folgen, besteht ein allgemeinerer Weg darin, die empirische kumulative Verteilungsfunktion $F(x)$ zu berechnen (im Englischen: „cumulative distribution function (CDF)“). Diese ist für Variablen x mit

$$F(x) = P(X \leq x) \quad (3.12)$$

definiert. Diese Gleichung repräsentiert die Wahrscheinlichkeit P , mit der eine Variable X den Wert kleiner oder gleich x annimmt. Zu den Eigenschaften von $F(x)$ zählt, dass sie monoton steigend ist. In der vorliegenden Anwendung besteht x aus positiven und diskreten Werten von Ξ_{ij} . Für die Definition der Schwellwerte ist allerdings die inverse kumulative Verteilungsfunktion $F^{-1}(x)$ notwendig. Nimmt man eine 99%-Wahrscheinlichkeit an, welche oftmals auch als Quantil bezeichnet wird, dann folgt daraus der Schwellwert γ_{ij} . Das 99%-Quantil sagt aus, dass einer von insgesamt 100 Werten den Schwellwert überschreiten darf. In der Praxis ist das statistische Überschreiten dieses Schwellwerts bei der intakten Struktur ungewünscht. Stellt man sich z.B. eine Offshore-Windenergieanlage oder ein Passagierflugzeug vor, dann muss man unbedingt vermeiden, dass ein Alarm durch einen statistischen Ausreißer ausgelöst wird, weil dadurch zum einen hohe Kosten entstehen und zum anderen das Vertrauen in die Technik abnimmt. Aus diesem Grund erfolgt innerhalb der Monitoringphase eine Gewichtung der Schadensindikatoren durch einen gleitenden Mittelwert (englisch: „Moving Average (MA)“). Jeder Datenpunkt wird um den Faktor $1/n_M$ gewichtet, wobei n_M die Anzahl der Daten für den gleitenden Mittelwert darstellt. Der gleitende Mittelwert nach k Messungen ist definiert als

$$x(k) = \frac{1}{n_M} \sum_{l=k-n_M+1}^k x(l) \text{ mit } k \geq n_M. \quad (3.13)$$

Alle Daten mit $x(k \leq n_M)$ werden für die Schadensdiagnose verworfen. Durch diese Vorgehensweise nimmt die Varianz der Datenverteilung ab. Diese Eigenschaft wird beispielsweise im Aktienhandel für eine Trendanalyse eingesetzt und unterstützt damit die Entscheidungsfindung der Handelsteilnehmer [GUNASEKARAGEA und POWER 2001]. Hier stellt die Wahl von n_M einen Kompromiss dar zwischen der Sensitivität, einen Schaden zu

diagnostizieren und der Gewichtung von statistischen Ausreißern. Außerdem spielt die Messfrequenz eine nicht unerhebliche Rolle. Für den Fall, dass das Zeitintervall zwischen zwei Messungen relativ klein ist, kann die Länge des gleitenden Mittelwertes vergleichsweise höher gewählt werden, als wenn mehr Zeit zwischen den Messungen liegt. Der Grund hierfür ist, dass bei der gleichen Überwachungsdauer mehr Daten zur Verfügung stehen.

Für die Detektion werden nun die geglätteten Daten mit dem entsprechenden statistischen Schwellwert aus den ursprünglichen, fluktuierenden Daten verglichen. Im Grenzwert, wenn die Varianz in den Daten gegen Null strebt, nähern sich die ursprünglichen Daten den mit dem gleitenden Mittelwert gewichteten Daten an. Um die beschriebene Systematik zu verdeutlichen, werden in Abbildung 3.6a 100 positive Zufallszahlen betrachtet, welche die Schädigungsindikatoren ξ_S in der zweiten Trainingsphase des vorgestellten Überwachungskonzepts darstellen. Abbildung 3.6b zeigt die dazugehörige inverse kumulative Verteilungsfunktion. Das 99%-Quantil definiert hierbei einen statistischen Schwellwert, der auch bereits in Abbildung 3.6a eingezeichnet ist. Damit wird in diesem Beispiel einem Datenpunkt erlaubt, den statistischen Schwellwert zu überschreiten, siehe Messung 36.

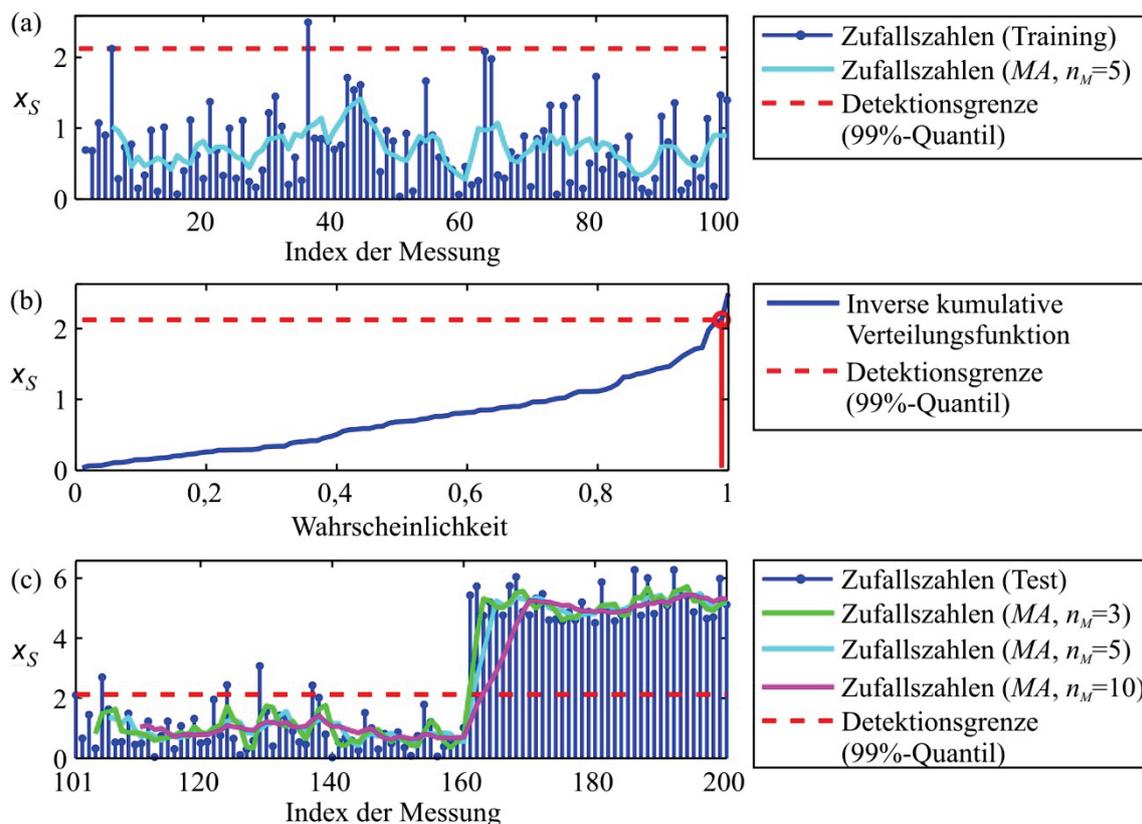


Abbildung 3.6: (a) Trainingsdaten mit 100 positiven Zufallszahlen. Die Kurve des gleitenden Mittelwertes (MA) überschreitet den Schwellwert nicht. (b) Inverse kumulative Verteilungsfunktion, bei der das 99%-Quantil die Detektionsgrenze markiert. (c) Monitoringphase mit 100 weiteren positiven Zufallszahlen. Die Kurven des gleitenden Mittelwertes (MA) folgen dem Trend der Sequenz und steigen ab dem simulierten Schadenseintritt beim Datenpunkt 160 an.

Die Kurve des gleitenden Mittelwertes mit $n_M = 5$ startet bei der sechsten Messung. Es kommt hierbei zu keinem statistischen Überschreiten der Detektionsgrenze. Für einen numerischen Test werden nun 100 weitere Zufallszahlen in Abbildung 3.6c betrachtet. Der gleitende Mittelwert folgt dem Trend der Sequenz und kreuzt den Schwellwert unmittelbar am simulierten Schadenseintritt bei Messung 160. Würde man nicht den gleitenden Mittelwert heranziehen, dann käme es in diesem Beispiel bei den Messungen 105, 124, 129 und 137 jeweils zu einer unzulässigen Überschreitung der Detektionsgrenze. Der angesprochene Kompromiss bei der Wahl der Länge des gleitenden Mittelwerts wird in Abbildung 3.6c deutlich. Je kleiner n_M gewählt wird, desto weniger werden die Ausreißer gewichtet und desto steiler ist der Anstieg der Kurve beim simulierten Schadenseinsatzpunkt. Im Gegensatz dazu kommt es zu einer leicht verzögerten Detektion, wenn n_M größer gewählt wird.

3.4 Herleitung der mathematischen Beziehungen zur Identifikation der Schadensposition in isotropen und anisotropen Strukturen

Nach dem heutigen Stand der Technik basieren viele Schadenslokalisationsverfahren auf der Annahme, dass die Wellenausbreitung homogen in alle Plattenrichtungen verläuft. Dies ist eine legitime Hypothese für quasi-isotrope Werkstoffe, weil man näherungsweise davon ausgehen kann, dass der vielschichtige Lagenaufbau den anisotropen Einfluss jeder einzelnen Lage abschwächt. Bei der Betrachtung allgemeiner, anisotroper Strukturen ist die Isotropieannahme nicht mehr gültig, so dass bei Nichtberücksichtigung ein systematischer Fehler entsteht. Dies motiviert die Entwicklung neuer Schadenslokalisationsalgorithmen, welche die anisotropen Materialeigenschaften in Form eines richtungsabhängigen Geschwindigkeitsmodells berücksichtigen. Um ein solches Geschwindigkeitsmodell zu ermitteln, gibt es mehrere Wege. Bei bekannten Materialparametern kann man einen theoretischen Ansatz z.B. über die in Abschnitt 2.2 bzw. im Anhang vorgestellte Methode heranziehen. Wenn man keine Materialparameter zur Verfügung hat und auf Experimente angewiesen ist, lässt sich ein Modell der Gruppengeschwindigkeiten auf Basis von gemessenen Gruppengeschwindigkeiten schätzen, siehe [HARTMANN *et al.* 2010b] und [MOLL *et al.* 2010b]. Eine dritte Möglichkeit besteht darin, direkt mit den gemessenen Gruppengeschwindigkeiten zu arbeiten.

3.4.1 Stützstellenfreies Lokalisationsverfahren

Im Folgenden werden die mathematischen Beziehungen für die stützstellenfreie Schadenslokalisierung in anisotropen Materialien hergeleitet, die in [MOLL *et al.* 2009; MOLL *et al.* 2010b] dokumentiert sind. Der Ansatz beinhaltet dabei keine Einschränkung bezüglich

des anisotropen Materialverhaltens. Allerdings enthält die Formulierung die Annahme, dass der Schaden ein punktförmiges Reflexionsverhalten aufweist. Das bedeutet, dass das Abstrahlverhalten in alle Raumrichtungen ähnlich ist und dass keine Modenkonversionseffekte bei der Interaktion zwischen der einfallenden Welle und dem Schaden entstehen. Die Methode basiert auf der Anwendung von Differenzsignalen zwischen der intakten und der geschädigten Struktur. Für den praktischen Einsatz ist es deshalb von besonderer Bedeutung, den Temperatureinfluss mit den in Abschnitt 3.3 vorgestellten Methoden zu kompensieren. Des Weiteren liegt dem Algorithmus ein aus wenigen Sensoren bestehendes verteiltes Sensornetzwerk zugrunde. Für die Maximierung des Informationsgehalts über den Schaden werden alle Aktor-Sensorkombinationen nach der ECSM-Datenerfassung aus Abschnitt 2.5 betrachtet. Abbildung 3.7 zeigt ein Aktor-Sensorpaar mit den Koordinaten x_i für den Aktor und x_j für den Sensor. Der euklidische Abstand zwischen dem Aktor und dem Sensor hat die Länge L . Der Winkel der Verbindungslinie zwischen Aktor und Sensor mit der Horizontalen wird mit τ bezeichnet.

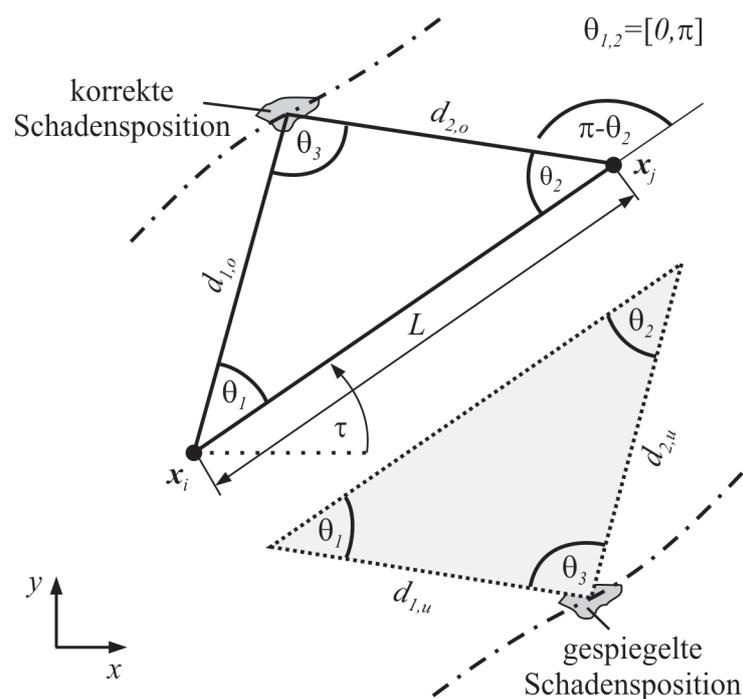


Abbildung 3.7: Darstellung zur Herleitung der mathematischen Gleichungen für die stützstellenfreie Schadenslokalisierung in anisotropen Strukturen.

Die Strecke $d_{1,o}$ vom Aktor zum Schaden entspricht gerade der Laufzeit der Welle TOF_1 (aus dem Englischen: „Time of Flight“), multipliziert mit der Gruppengeschwindigkeit c_{Gr} in diese Raumrichtung. Die Gruppengeschwindigkeit ist hierbei eine Funktion der Anregungsfrequenz f , der Dicke der Struktur d , der Ausbreitungsrichtung θ bzw. τ sowie den veränderlichen

Umgebungs- und Betriebsbedingungen (im Englischen als „environmental and operational conditions (EOC)“ bezeichnet):

$$d_{1,o} = TOF_1 \cdot c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC). \quad (3.14)$$

Analog dazu lassen sich die Distanzen $d_{2,o}$, $d_{1,u}$ und $d_{2,u}$ ausdrücken mit

$$d_{2,o} = TOF_2 \cdot c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC); \quad (3.15)$$

$$d_{1,u} = TOF_1 \cdot c_{Gr}(fd, -\theta_1 + \tau, EOC); \quad (3.16)$$

$$d_{2,u} = TOF_2 \cdot c_{Gr}(fd, \pi + \theta_2 + \tau, EOC). \quad (3.17)$$

In diesen Gleichungen repräsentieren TOF_1 und TOF_2 die anteilige Wellenlaufzeit in θ_1 - bzw. θ_2 -Richtung. Die Indizes o bzw. u stehen für das obere bzw. das untere Dreieck aus Abbildung 3.7. Auf Basis dieser Größen und durch die Anwendung des Sinussatzes ergeben sich folgende geometrischen Beziehungen:

$$\frac{\sin(\theta_2)}{TOF_1 \cdot c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)} = \frac{\sin(\theta_3)}{L}; \quad (3.18)$$

$$\frac{\sin(\theta_1)}{TOF_2 \cdot c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)} = \frac{\sin(\theta_3)}{L}. \quad (3.19)$$

Da die Winkelsumme in einem Dreieck gerade gleich π ist, lässt sich die Variable θ_3 ausdrücken durch

$$\theta_3 = \pi - \theta_1 - \theta_2. \quad (3.20)$$

Das bereits in Abschnitt 2.5 eingeführte Differenzsignal enthält die Summenlaufzeit vom Aktor über den Schaden zum Sensor:

$$TOF = TOF_1 + TOF_2. \quad (3.21)$$

Gleichung (3.20) lässt sich in (3.18) und (3.19) einsetzen. Eine Umstellung dieser Gleichungen und anschließendes Einsetzen in (3.21) ergibt die Lösung für das obere Dreieck:

$$TOF \cdot \sin(\pi - \theta_1 - \theta_2) = \frac{L \sin(\theta_2)}{c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)} + \frac{L \sin(\theta_1)}{c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)}. \quad (3.22)$$

Diese transzendente Gleichung enthält zwei Variablen θ_1 und θ_2 und kann nicht analytisch gelöst werden. Es lässt sich aus (3.22) ableiten, dass sich die Welle anteilig in θ_1 -Richtung mit

der Geschwindigkeit $c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)$ und in Richtung θ_2 mit der Geschwindigkeit $c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)$ ausbreitet. Darüber hinaus lässt sich festhalten, dass (3.22) die gleiche TOF-Information wie beim klassischen Ellipsenverfahren in [TUA *et al.* 2004] beinhaltet. Das ist die grundlegende Voraussetzung dafür, dass diese generalisierte Lokalisationsformulierung den isotropen Fall enthält. Analog lassen sich geometrische Beziehungen für das untere Dreieck herleiten. Als Endergebnis erhält man:

$$TOF \cdot \sin(\pi - \theta_1 - \theta_2) = \frac{L \sin(\theta_2)}{c_{Gr}(fd, -\theta_1 + \tau, EOC)} + \frac{L \sin(\theta_1)}{c_{Gr}(fd, \pi + \theta_2 + \tau, EOC)}. \quad (3.23)$$

Aus Symmetriegründen entstehen unendlich viele Lösungen für die Schadensposition auf beiden Seiten des Aktor-Sensorpaares, siehe Abbildung 3.7. Begründet durch diese Ambiguität ist es mathematisch zulässig, dass sich der Schaden potenziell auf der einen oder der anderen Seiten befindet. Die fehlerhafteste Lösung wird als gespiegelte Schadensposition (im Englischen: „mirror damage position“) bezeichnet.

Implementierung des Algorithmus

Für die Implementierung ist es sinnvoll, die Gleichungen (3.22) und (3.23) in die nachstehenden Formen zu überführen, damit eine numerische Lösung mit Standardverfahren wie beispielsweise dem Newton- oder Gradientenverfahren möglich ist. Als Ergebnis der Umformung erhält man:

$$J_1 = TOF \cdot \sin(\pi - \theta_1 - \theta_2) - \frac{L \sin(\theta_2)}{c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)} - \frac{L \sin(\theta_1)}{c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)}; \quad (3.24)$$

$$J_2 = TOF \cdot \sin(\pi - \theta_1 - \theta_2) - \frac{L \sin(\theta_2)}{c_{Gr}(fd, -\theta_1 + \tau, EOC)} - \frac{L \sin(\theta_1)}{c_{Gr}(fd, \pi + \theta_2 + \tau, EOC)}. \quad (3.25)$$

Beide Gleichungen enthalten dieselbe TOF-Information, welche aus dem Differenzsignal automatisch gewonnen werden kann. Für diese Aufgabe lassen sich prinzipiell mehrere Verfahren einsetzen, z.B. eine Überwachung eines zuvor festgelegten Schwellwerts [SEYDEL und CHANG 2001] oder die Betrachtung der Signalenergie [GROSSE und REINHARDT 1999]. Die Anwendung der Kreuzkorrelation ist, wie in [MOLL *et al.* 2010a] gezeigt, an dieser Stelle nicht zu empfehlen. Begründet durch komplexe geometrische Verhältnisse ist es hilfreich, eine Koordinatentransformation bezüglich des Koordinatensystems $x^{(d)}$ - $y^{(d)}$ mit dem Winkel τ vorzunehmen, siehe Abbildung 3.8. Dadurch befindet sich der Aktor x_i stets auf der linken Seite der rotierten Sensorkoordinate ${}_R x_j$.

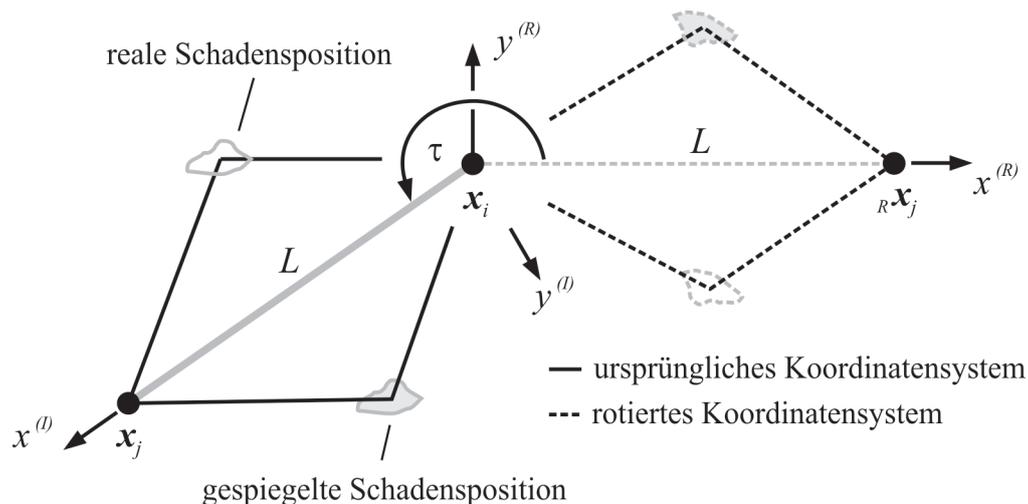


Abbildung 3.8: Veranschaulichung der Koordinatentransformation für eine erleichterte Interpretation der geometrischen Verhältnisse.

Die Lösungsstrategie für die beiden Fehlerfunktionen ist identisch. Daher wird im Weiteren die Implementierung am Beispiel von Gleichung (3.24) vorgestellt. Diese Gleichung ist ausschließlich für das obere Dreieck aus Abbildung 3.7 gültig. Es ist für die Lösung notwendig, einen der Parameter, θ_1 bzw. θ_2 , a-priori festzulegen, um den zugehörigen Wert der anderen Variablen bestimmen zu können. Der Wertebereich beider Variablen ist durch die Winkelsumme im Dreieck $[0, \pi]$ begrenzt. Die Implementierung sieht nun vor, dass θ_1 in äquidistanten Schritten $\Delta\theta_1$ verändert wird, um jeweils den zugehörigen Wert für θ_2 zu ermitteln. Eine akkurate Lösung erfordert eine Interpolation der Wellengeschwindigkeit, welche oftmals in Form diskreter Werte zur Verfügung steht. Nun, da die Werte θ_1 , θ_2 , $c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)$ und $c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)$ bekannt sind, lassen sich die anteiligen Streckenabschnitte $d_{1,o}$ und $d_{2,o}$ berechnen. Diese Strecken entsprechen den Distanzen, welche die Ultraschallwelle in die jeweilige Raumrichtung zurücklegt. Das Ziel besteht nun darin, den Punkt zu finden, an denen sich die beiden Strecken schneiden. Diese Fragestellung entspricht einem Schnittproblem zweier Kreise mit den Radien $d_{1,o}$ und $d_{2,o}$. Im Allgemeinen entstehen hierbei zwei Lösungen, eine davon auf jeder Seite des Aktor-Sensorpfads, siehe Abbildung 3.9. An dieser Stelle ist es wichtig zu betonen, dass nur eine der beiden Lösungen zulässig ist. Für das obere Dreieck aus Abbildung 3.7 liegt die gültige Lösung auf der rechten Seite zwischen Aktor und Sensor, weil sich dort der Gültigkeitsbereich von Gleichung (3.24) befindet. Die gespiegelte Lösung auf der anderen Seite des Aktor-Sensorpfads ist unzulässig, weil dort ausschließlich Gleichung (3.25) gültig ist. Abbildung 3.9 illustriert die zulässige Lösung für das obere Dreieck in roter Farbe. Analog kann nun auch die Lösung für das untere Dreieck aus Abbildung 3.7 unter Berücksichtigung von Gleichung (3.25) ermittelt werden.

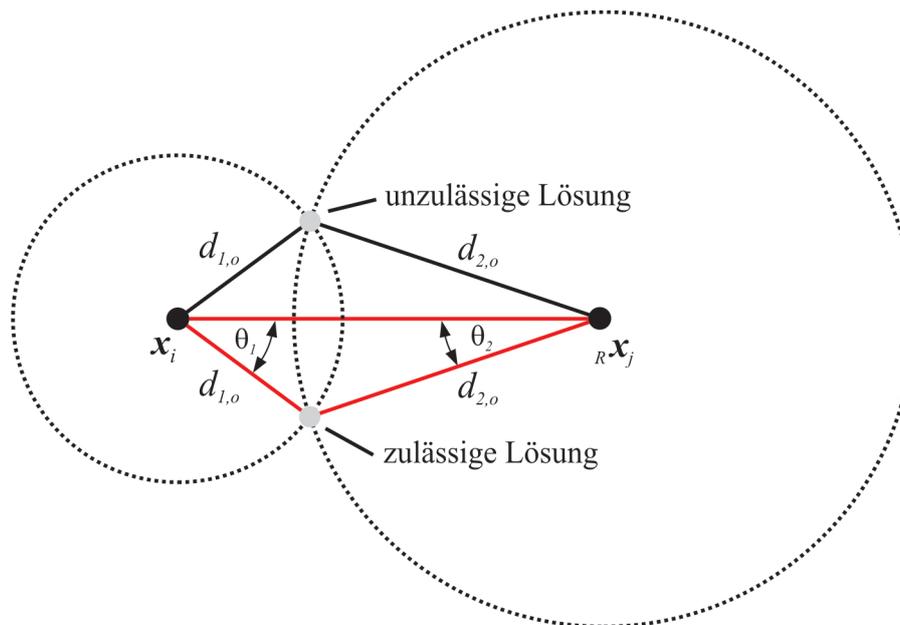


Abbildung 3.9: Schnittproblem zweier Kreise mit den Radien $d_{1,o}$ und $d_{2,o}$.

Das vorgestellte Schnittproblem muss für jeden Winkel θ_1 gelöst werden. Als Ergebnis erhält man einen geschlossenen Kurvenzug, der im Fall der isotropen Struktur eine elliptische Form und ansonsten eine nicht-elliptische Form aufweist. Die Bezeichnung nicht-elliptisch soll dabei den Unterschied zum klassischen Ellipsenverfahren aus [TUA *et al.* 2004] verdeutlichen. Zuletzt muss der Kurvenzug durch eine Rotation um den Winkel τ in sein ursprüngliches Koordinatensystem zurücktransformiert werden.

In bestimmten Fällen kann es vorkommen, dass die äquidistante Diskretisierung von θ_1 eine inhomogene Verteilung der Stützstellen auf dem nicht-elliptischen Kurvenzug bedingt, siehe Abbildung 3.10. Daraus resultieren unterschiedlich lange Kurvenabschnitte, welche Fehler in Bereichen von zu grober Diskretisierung und gleichzeitig hohen Krümmungen hervorrufen. Dieser Effekt führt dazu, dass $\Delta\theta_1$ relativ klein gewählt werden muss.

Für eine eindeutige Lokalisierung des Schadens ist es notwendig, weitere Aktor-Sensorpaare zu betrachten. Die dadurch entstehenden $n_T(n_T - 1)/2$ nicht-elliptischen Kurven schneiden sich gerade am Punkt des realen Schadensortes, siehe Abbildung 3.10. Für die automatische Extraktion der Schnittpunkte werden die nicht-elliptischen Kurven in jeweils stückweise lineare Kurvenabschnitte unterteilt. Jedes Kurvensegment der einen Kurve wird mit allen anderen Kurvensegmenten der anderen Kurve verglichen. Ein gültiger Schnittpunkt liegt dann vor, wenn sich der Schnittpunkt zwischen den benachbarten Stützstellen und gleichzeitig innerhalb der Plattengeometrie befindet. Alle anderen Schnittstellen werden verworfen. Es ist

leicht ersichtlich, dass die numerische Rechenzeit von dem Auflösungsgrad der nicht-elliptischen Kurven abhängt.

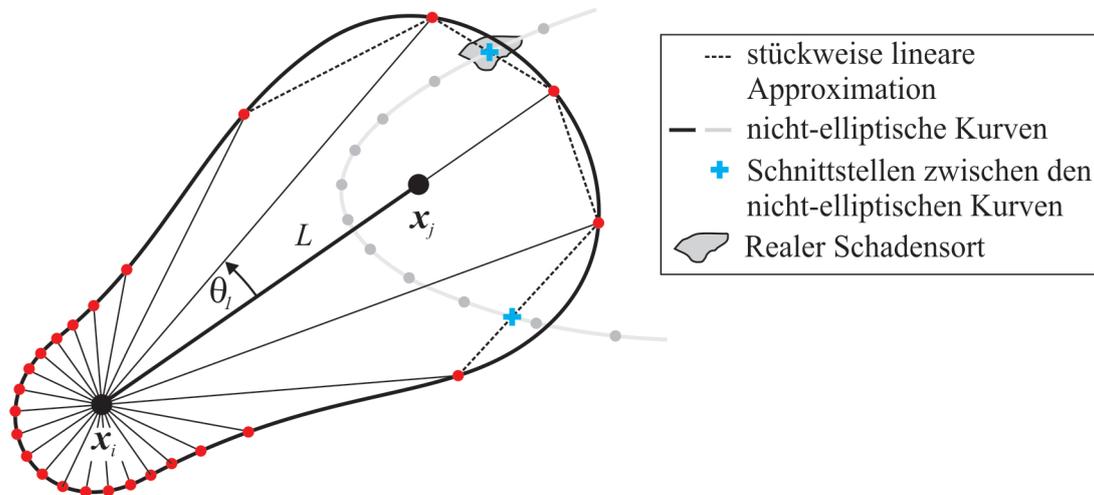


Abbildung 3.10: Äquidistante Diskretisierung von θ_1 mit einer Schrittweite von $\Delta\theta_1 = \pi/12$.
Als Ergebnis erhält man Kurvenabschnitte mit unterschiedlichen Längen.

Das Ergebnis ist eine Punktwolke, wobei sich die höchste Punktdichte im Bereich der realen Schadensposition befindet. Um diesen Bereich automatisch zu extrahieren, sind mehrere Vorgehensweisen denkbar. Ein möglicher Ansatz basiert auf einer zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichte $f(x_1, x_2)$. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der die Kurvenschnittpunkte an der Stelle x_1 bzw. x_2 gemeinsam auftreten. In dieser Arbeit wird eine histogrammbasierte Schätzung von $f(x_1, x_2)$ vorgenommen, vergleiche [WALTERS-WILLIAMS und LI 2009]. Die Verbundwahrscheinlichkeitsdichte besitzt ein oder mehrere Maxima, welche den Schadensort bzw. die Schadensorte anzeigen. Durch Anwendung des „Expectation-Maximization“ Algorithmus aus [NABNEY 2001] kann die in der Regel verrauschte Verbundwahrscheinlichkeitsdichte mit Hilfe von zweidimensionalen Gauß-Funktionen modelliert werden. Durch das Ausnutzen der Regressionseigenschaften kommt es zu einer Glättung, so dass der Einfluss der gespiegelten Schadenspositionen, welche das Rauschen hervorrufen, minimiert wird. An dieser Stelle erfolgt keine detaillierte Beschreibung des „Expectation-Maximization“ Algorithmus, weil ihm keine zentrale Rolle im Rahmen dieser Arbeit zukommt. Stattdessen sei auf Kapitel 3.9 in [DUDA *et al.* 2001] verwiesen.

3.4.2 Stützstellenbasiertes Laufzeitverfahren

Im nun folgenden Abschnitt wird ein stützstellenbasiertes Verfahren für die Schadensvisualisierung vorgestellt. Das Laufzeitverfahren, welches im Englischen als „Time

of Arrival (TOA)“-Algorithmus bezeichnet wird, betrachtet jeweils ein Aktor-Sensorpaar in einem verteilten Sensornetzwerk. Der bedeutsamste Unterschied zum stützstellenfreien Lokalisationsverfahren, der sich unmittelbar auf die Beschreibung des Verfahrens auswirkt, liegt darin, dass die betrachtete Struktur räumlich diskretisiert werden muss. Das heißt, dass durch die räumliche Diskretisierung die Lage des Bildpunkts $P(x,y)$ und die des gespiegelten Bildpunkts $\bar{P}(x,y)$ vorgegeben wird, vergleiche Abbildung 3.11.

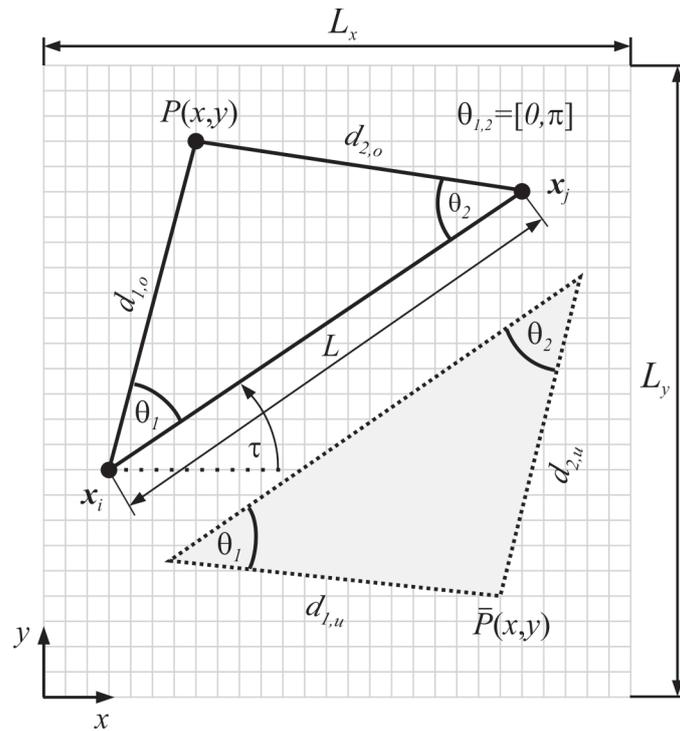


Abbildung 3.11: Stützstellenbasierte Schadensvisualisierung durch das Laufzeitverfahren und Andeutung der räumlichen Diskretisierung durch das Gitterverfahren.

Die Intensität am Bildpunkt $P(x,y)$ kann folglich ausgedrückt werden durch

$$I_P^{TOA}(x,y) = \sum_{i=1}^{n_T-1} \sum_{j=i+1}^{n_T} e_{ij}(t_{ij}(x,y)). \quad (3.26)$$

In dieser Gleichung beschreibt n_T die Anzahl der verwendeten Sensoren und $e_{ij}(t)$ das Differenzsignal zwischen Aktor i und Sensor j . In vielen Fällen wird nicht das Differenzsignal direkt, sondern seine Hüllkurve verwendet, um destruktive Interferenzeffekte zu unterbinden. Die verwendeten Indizes der Doppelsumme berücksichtigen die Symmetrie bei der ECSM-Datenerfassung, vergleiche Kapitel 2.5. Für die Bestimmung der Intensität am Bildpunkt $P(x,y)$ bzw. $\bar{P}(x,y)$ wird aus dem Differenzsignal jener Spannungswert ausgelesen, der zu der zurückgelegten Wellenlaufzeit $t_{ij}(x,y)$ korrespondiert, vergleiche Abbildung 3.12. Liegt an der Stelle $P(x,y)$ ein Schaden vor, dann besitzt das Differenzsignal an dieser Stelle eine

erhöhte Sensorspannung. Dies äußert sich bei der Schadenskarte in Form einer Intensitätserhöhung.

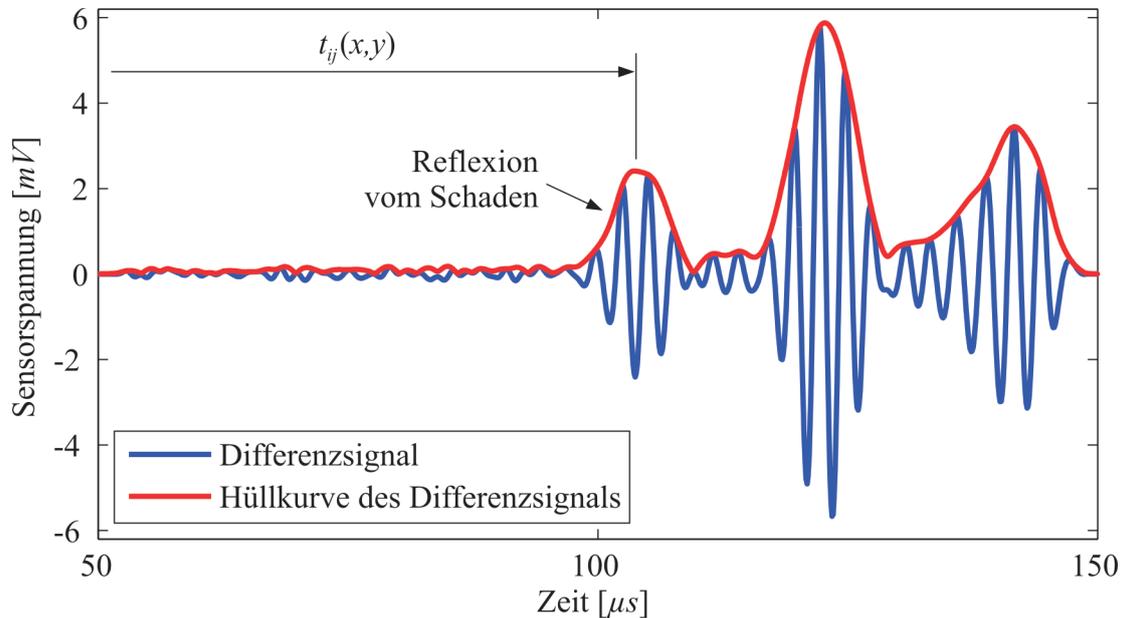


Abbildung 3.12: Aus dem Differenzsignal wird jener Spannungswert ausgelesen, der zu der zurückgelegten Wellenlaufzeit $t_{ij}(x,y)$ korrespondiert.

Für das obere Dreieck aus Abbildung 3.11 gilt der folgende Ausdruck für die Wellenlaufzeit:

$$t_{ij}(x,y) = \frac{d_{1,o}}{c_{Gr}(fd, \theta_1 + \tau, EOC)} + \frac{d_{2,o}}{c_{Gr}(fd, \pi - \theta_2 + \tau, EOC)}. \quad (3.27)$$

Analog berechnet sich die Wellenlaufzeit für das untere Dreieck mit

$$t_{ij}(x,y) = \frac{d_{1,u}}{c_{Gr}(fd, -\theta_1 + \tau, EOC)} + \frac{d_{2,u}}{c_{Gr}(fd, \pi + \theta_2 + \tau, EOC)}. \quad (3.28)$$

In dieser Gleichung bezeichnen $d_{1,o}$, $d_{2,o}$, $d_{1,u}$ und $d_{2,u}$ die Wegstrecken in den Dreiecken aus Abbildung 3.11. Diese können recht einfach über die euklidische Distanz bestimmt werden. Die Gruppengeschwindigkeit c_{Gr} ist weiterhin eine Funktion der Frequenz f , der Strukturdicke d , der Ausbreitungsrichtung θ_1 bzw. θ_2 , dem Winkel zur Horizontalen τ zwischen Aktor i und Sensor j sowie den Umgebungs- und Betriebsbedingungen EOC . Wie man anhand der Gleichungen (3.27) und (3.28) leicht sehen kann, ist die mathematische Beschreibung des Laufzeitverfahrens mit der des stützstellenfreien Lokalisationsverfahrens identisch. Allerdings gibt es einige strukturelle Unterschiede zwischen den beiden Ansätzen, die in Abschnitt 3.4.4 ausführlich diskutiert werden.

3.4.3 Stützstellenbasiertes Laufzeitdifferenzverfahren

Im Unterschied zum Laufzeitverfahren ist das Laufzeitdifferenzverfahren, welches im Englischen „Time Difference of Arrival (TDOA)“ Algorithmus genannt wird, für einen Aktor und zwei Sensoren in einem verteilten Sensornetzwerk formuliert, vergleiche Abbildung 3.13. Das Verfahren analysiert ebenfalls Differenzsignale zwischen der ungeschädigten und geschädigten Struktur, so dass eine geeignete Temperaturkompensation notwendig ist, vergleiche Abschnitt 3.3. Es kommt hierbei erneut zu einer räumlichen Diskretisierung der Struktur, so dass die Strecken zwischen Aktor, Bildpunkt und Sensoren bekannt sind. Die Intensität am Bildpunkt $P(x,y)$ lässt sich mit Hilfe von

$$I_P^{TDOA}(x,y) = \sum_{i=1}^{n_T} \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{n_T-1} \sum_{\substack{k=j+1 \\ i \neq k}}^{n_T} e_{ij,ik}^* (\Delta t_{jk}(x,y)) \quad (3.29)$$

bestimmen. In der verwendeten Indizierung liegt erneut die ECSM-Datenerfassung zugrunde, so dass insgesamt $n_T(n_T-1)(n_T-2)/2$ Aktor-Sensor-Sensorkombinationen entstehen. In (3.29) bezeichnet n_T die Anzahl der verwendeten Aktoren bzw. Sensoren und $e_{ij,ik}^*$ die Kreuzkorrelationsfunktion, welche aus den Differenzsignalen zwischen Aktor i und den Sensoren j bzw. k gebildet wird:

$$e_{ij,ik}^*(l) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e_{ij}(k) e_{ik}(k+l). \quad (3.30)$$

Die Kreuzkorrelation besitzt ein Maximum, wenn proportional zur Laufzeitdifferenz

$$\Delta t_{jk}(x,y) = \frac{d_1}{c_{Gr}(fd, \theta_1^*, EOC)} - \frac{d_2}{c_{Gr}(fd, \theta_2^*, EOC)}. \quad (3.31)$$

ein Schaden vorliegt. Analog zum stützstellenbasierten Laufzeitverfahren aus dem vorangegangenen Abschnitt, wird nun aus der Kreuzkorrelationsfunktion ein der Laufzeitdifferenz proportionaler Wert ausgelesen und der Schadenskarte an der betrachteten Stelle zugewiesen. Hierbei bezeichnen θ_1^* und θ_2^* die mit der x -Achse gebildeten Winkel.

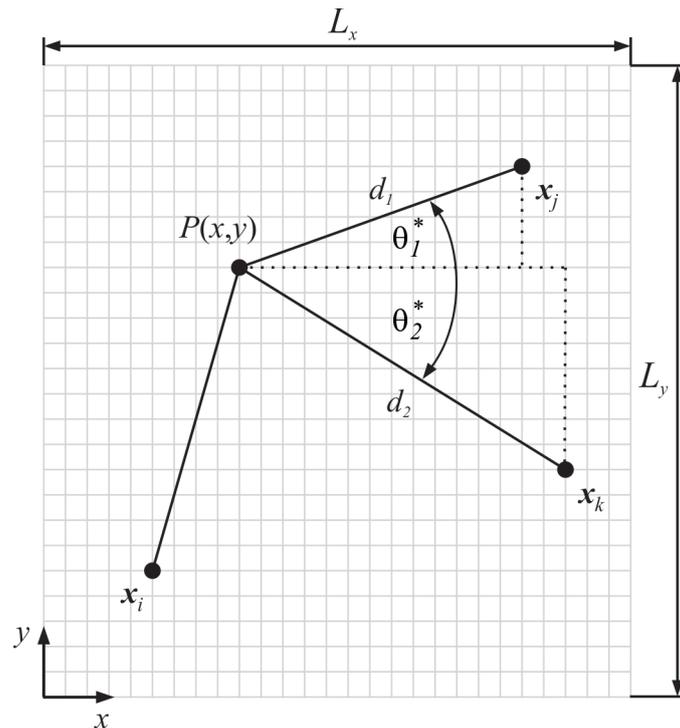


Abbildung 3.13: Stützstellenbasierte Schadensvisualisierung durch das Laufzeitdifferenzverfahren und Andeutung der räumlichen Diskretisierung durch das Gitterverfahren.

3.4.4 Diskussion der strukturellen Unterschiede zwischen stützstellenfreien und stützstellenbasierten Lokalisationsverfahren

Der Hauptunterschied zwischen dem stützstellenfreien und den stützstellenbehafteten Verfahren besteht darin, dass man bei letzteren die Geometrie der zu untersuchenden Struktur möglichst effizient diskretisieren muss, um dann an jeder Stützstelle $P(x,y)$ eine Auswertung vornehmen zu können, vergleiche Abbildung 3.11 und Abbildung 3.13. Als Standardverfahren für die Diskretisierung wird in der Regel ein Gitterverfahren verwendet. Ein neuer Ansatz für eine intelligente Stützstellenverteilung wird in Kapitel 4.2 vorgestellt und basiert auf einem Verfahren der statistischen Versuchsplanung. Mit dessen Hilfe kann man von der starren, äquidistanten Stützstellenverteilung des Gitteransatzes abrücken und nur dort Stützstellen platzieren, wo die größten Nichtlinearitäten des Prozessverlaufs vorhanden sind, d.h. typischerweise im Bereich des Schadensortes.

Ein weiterer struktureller Unterschied der Verfahren liegt in der Art, wie die Schadensposition identifiziert wird. Beim stützstellenfreien Verfahren aus Kapitel 3.4.1 entsteht für jedes Aktor-Sensorpaar ein nicht-elliptischer Kurvenzug. Betrachtet man nun alle denkbaren Aktor-Sensorkombinationen nach der ECSM-Datenerfassungsstrategie, dann entstehen insgesamt $n_T(n_T - 1)/2$ Kurvenzüge. Eine Berechnung aller Schnittpunkte zwischen den Kurven führt letztlich zu einer Punktwolke, bei der die höchste Punktdichte den

Schadensort repräsentiert. Diese kann über eine statistische Auswertung unter Einsatz der zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichte ermittelt werden. Im Unterschied dazu entstehen bei den Visualisierungsalgorithmen für jedes Aktor-Sensorpaar bzw. jede Aktor-Sensor-Sensorkombination ein Einzelbild, siehe Abbildung 3.14. Mit Hilfe einer geeigneten Datenfusionsstrategie kann aus den $n_T(n_T - 1)/2$ -Einzelbildern des TOA-Algorithmus bzw. den $n_T(n_T - 1)(n_T - 2)/2$ -Einzelbildern des TDOA-Algorithmus ein einziges zusammengesetztes Bild errechnet werden.

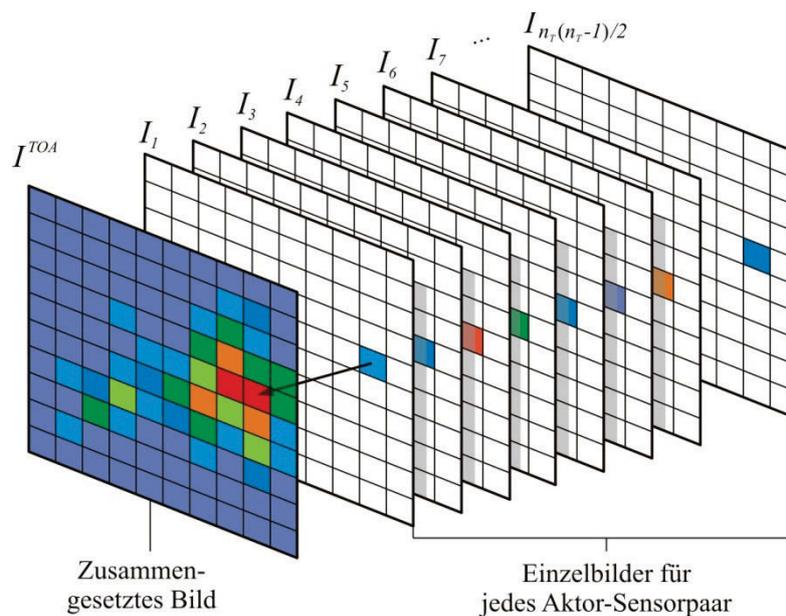


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Datenfusionsprozesses bei dem Laufzeitverfahren mit insgesamt $n_T(n_T - 1)/2$ Einzelbilder unter der Annahme der ECSM-Datenerfassung.

In der Literatur werden in diesem Zusammenhang vier Datenfusionskonzepte diskutiert. Bei dem ersten und in dieser Arbeit verwendeten Konzept werden alle Einzelbilder aufsummiert, siehe Gleichungen (3.26) bzw. (3.29) sowie [IHN und CHANG 2008]. Im Gegensatz dazu multiplizieren [MALINOWSKI *et al.* 2007] die entsprechenden Einzelbilder. Dieser Ansatz kann unter Umständen problematisch sein und zu einer fehlerhaften Schadenslokalisierung führen, sobald ein Bildpunkt eines Einzelbildes den Wert Null aufweist. Damit würde diesem Bildpunkt der Wert Null zugewiesen, auch wenn sich dort der Schaden befände. Ferner verwenden [MICHAELS *et al.* 2008b] ein adaptives Datenfusionskonzept aus der Radar- bzw. Sonartechnik, bei dem jeder einzelne Bildpunkt vor der Summation gewichtet wird. Mit Hilfe dieser Vorgehensweise scheint es möglich, Vorwissen über den Schaden bei der Berechnung der Schadenskarten einzubinden, vergleiche [MICHAELS *et al.* 2009]. Ein viertes Verfahren geht auf [SU *et al.* 2009] zurück, welche die Einzelbilder mit Hilfe der Booleschen Algebra entweder konjunktiv oder disjunktiv zusammenführen. Unabhängig vom gewählten

Datenfusionskonzept repräsentiert die höchste Intensität in der zusammengesetzten Schadenskarte den Schadensort.

Ein weiterer struktureller Unterschied zwischen den Verfahren besteht darin, dass die stützstellenfreie Formulierung einen Algorithmus benötigt, um die Ersteinsatzzeit im Differenzsignal automatisch und akkurat bestimmen zu können. Die sich dadurch ergebende Größe geht als TOF in die Gleichungen (3.22) bzw. (3.23) ein und bewirkt eine ungleichförmige Streckung bzw. Stauchung der nicht-elliptischen Kurven, vergleiche hierzu Kapitel 5.3.2. Solch ein Algorithmus ist für die Visualisierungsalgorithmen nur bedingt von Bedeutung. Die Ersteinsatzbestimmung wird hier angewendet, um das Differenzsignal mit einem exponentiellen Fenster $w(t)$ zu gewichten und so den Einfluss sekundärer Reflexionen für die Schadenskarten zu reduzieren [MICHAELS *et al.* 2008a]. Die Definition des exponentiellen Fensters lautet:

$$w(t) = \exp\left(-\frac{t-t_0}{\varepsilon}\right) \text{ mit } t \geq t_0. \quad (3.32)$$

Die in (3.32) enthaltene Größe t_0 beschreibt die automatisch ermittelte Ersteinsatzzeit im Differenzsignal. Weiterhin ist die Abklingrate mit ε definiert. Um die Gewichtung der sekundären Reflexionen zu verdeutlichen, wird ein beispielhaftes Differenzsignal mit einer Frequenz von $f_c=100kHz$ in Abbildung 3.15 dargestellt. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Sensorspannungen im hinteren Bereich des Differenzsignals reduziert sind. In diesem Beispiel liegt eine Abklingrate von $\varepsilon = 20\mu s$ zugrunde.

Während beim stützstellenlosen Verfahren das Differenzsignal direkt analysiert wird, kommt bei den Visualisierungsverfahren die Einhüllende des Differenzsignals bzw. das entfaltete Differenzsignal aus Kapitel 4.1 zum Einsatz. Damit können destruktive Interferenzeffekte, welche zu einer fehlerbehafteten Schadenslokalisierung führen, vermieden werden [MICHAELS und MICHAELS 2006].

Abschließend ist anzumerken, dass alle drei beschriebenen Lokalisationsalgorithmen das Wissen darüber voraussetzen, welche Wellenmode analysiert werden muss. Dahinter steckt implizit die Annahme, dass es nicht zu einer vollständigen Modenkonzersion bei der Interaktion der einfallenden Ultraschallwelle mit einem unbekanntem Schaden kommen darf.

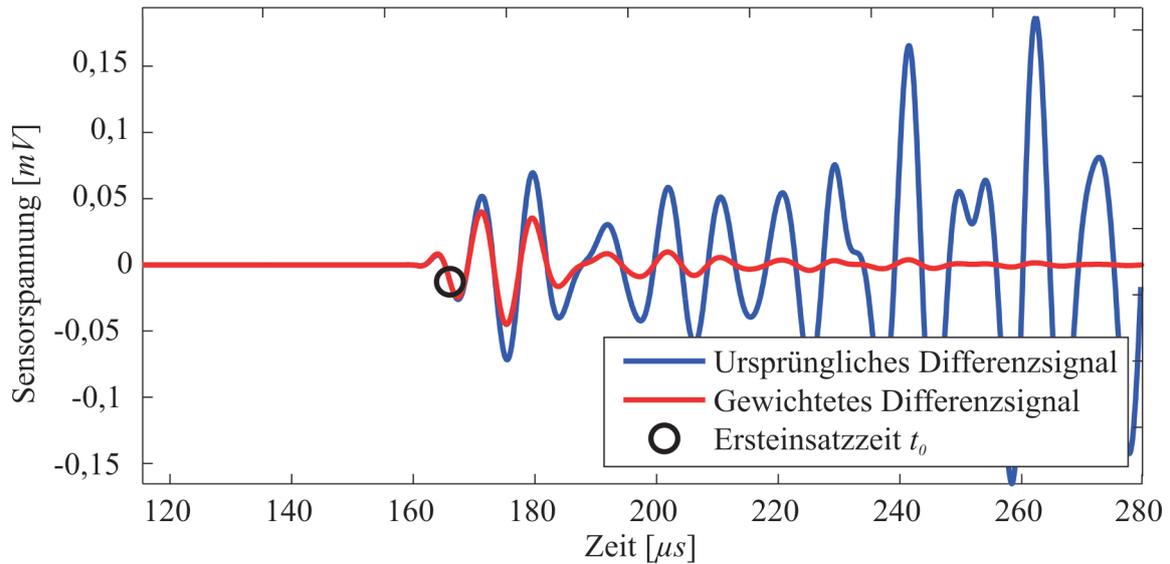


Abbildung 3.15: Illustration der exponentiellen Fensterung bei einem beispielhaften Differenzsignal von $f_c=100\text{kHz}$. Die Wellenformen im hinteren Teil des Signals, die sekundären Reflexionen, unterliegen einer Gewichtung mit dem exponentiellen Fenster bei einer Abklingrate von $\varepsilon=20\mu\text{s}$.

Um diese Annahme aufzulösen, ist kürzlich von [LI *et al.* 2009a] eine Methode entwickelt worden, welches auf Basis eines gemessenen Ultraschallsignals die im Signal enthaltenen Wellenformen den entsprechenden Moden zuordnen kann. Das Verfahren basiert auf der Beobachtung, dass die Steigung der A_0 -Mode im Bereich kleiner fd -Produkte im Dispersionsdiagramm aus Abbildung 2.3 positiv und die Steigung der S_0 -Mode negativ ist. Das Verfahren ist bislang auf isotrope Strukturen begrenzt.

4 Signalverarbeitungsverfahren zur Verbesserung der Schadenslokalisierung

4.1 Entwicklung eines zeitveränderlichen inversen Filters für die Entfaltung nicht-stationärer schmalbandiger Ultraschallsignale

Bei der Strukturüberwachung mittels geführter Ultraschallwellen werden in der Regel schmalbandige Anregungssignale verwendet, um den Einfluss von Dispersion zu minimieren. Betrachtet man nun ein typisches Sensorsignal, wie es beispielhaft in Abbildung 4.1 dargestellt ist, dann ist die zeitliche Auflösung der Wellenpakete relativ gering. Wünschenswert wäre es daher, wenn man durch geeignete Nachbearbeitung der gemessenen Signale die zeitliche Auflösung der Wellenformen erhöhen könnte. Dies ist exemplarisch durch die pulsartige Signalrepräsentation in Abbildung 4.1 motiviert. Eine solche Erhöhung der zeitlichen Auflösung verspricht eine qualitative Verbesserung der Schadenskarten im Rahmen der stützstellenbasierten Schadensvisualisierung, siehe Kapitel 3.4.2 und 3.4.3.

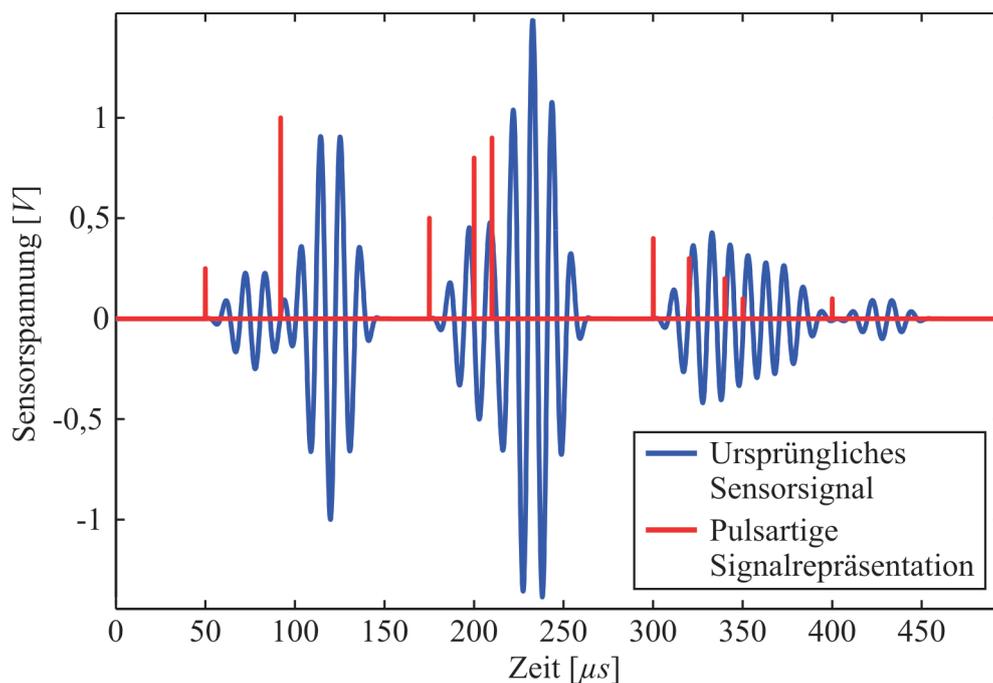


Abbildung 4.1: Gegenüberstellung eines typischen schmalbandigen Ultraschallsignals und einer pulsartigen Signalrepräsentation.

Die Idee, das Sensorsignal nachträglich zu verarbeiten, um eine möglichst pulsartige Repräsentation des Messsignals zu bekommen, geht auf [CICERO *et al.* 2009] zurück. Die Autoren schlagen eine zeit-invariante Entfaltungsstrategie mit Hilfe des Wiener Filters vor, um benachbarte Reflektoren voneinander trennen zu können. Als Ergebnis müssen [CICERO *et al.* 2009] allerdings feststellen, dass sowohl Rauschen als auch relative Phasenverschiebungen

zwischen den einzelnen Wellenpaketen einen bedeutsamen Einfluss auf die Qualität des Wiener Filters haben, so dass die Verbesserung durch die Entfaltung bei nicht-stationären Ultraschallsignalen gering ausfällt.

Das im nächsten Teil vorgestellte zeitveränderliche inverse Filter stellt eine systematische Erweiterung dieses Ansatzes auf nicht-stationäre Zeitsignale dar. Der Ansatz beruht auf dem Signalrekonstruktionsalgorithmus, der im Englischen als „Matching Pursuit Decomposition Algorithm“ (MP-Algorithmus) bezeichnet wird. Als Ergebnis erhält man zunächst eine rauschfreie Rekonstruktion des Sensorsignals, auf deren einzelne Bestandteile dann das inverse Filter angewendet wird. Die Theorie zu diesem Ansatz ist in [MOLL und FRITZEN 2010b; MOLL *et al.* 2010a] dokumentiert. Der folgende Abschnitt stellt zunächst die Grundlagen des Wiener und des inversen Filters vor. Im Unterschied zum inversen Filter kann das Wiener Filter Messrauschen bei der Entfaltung berücksichtigen. Anschließend wird an einem simulierten Beispielsignal gezeigt, dass dieser Ansatz nicht für instationäre Signale, bei denen sich wesentliche Signalmerkmale über die Zeit ändern, geeignet ist. Ferner erfolgt die Einführung des MP-Algorithmus, ehe zuletzt das zeitveränderliche inverse Filter vorgestellt wird.

4.1.1 Mathematische Grundlagen des Wiener Filters

Das Sensorsignal $s(t)$ kann man als Ergebnis eines Faltungsprozesses verstehen, wie er schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Hierbei wird das Anregungssignal $s_0(t)$ mit der so genannten Reflektivitätsfunktion $g(t)$ gefaltet und zusätzlich noch weißes Rauschen $n(t)$ hinzu addiert. Die Reflektivitätsfunktion symbolisiert Strukturelemente wie beispielsweise eine Versteifungsrippe, eine Strukturkante oder einen potenziellen Schaden, an dem die einfallende Ultraschallwelle reflektiert wird.

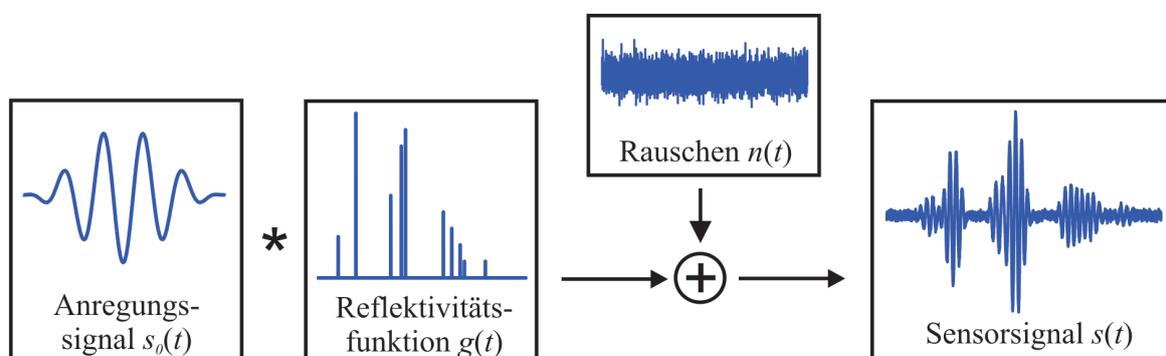


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Faltungsprozesses.

Mathematisch kann der Faltungsprozess geschrieben werden als

$$s_0(t) * g(t) + n(t) = s(t), \quad (4.1)$$

wobei (*) den Faltungsoperator darstellt. In den Frequenzbereich transformiert, ergibt sich der äquivalente Ausdruck

$$S_0(f)G(f) + N(f) = S(f). \quad (4.2)$$

Das Ziel besteht nun darin, diese Gleichung nach $G(f)$ umzustellen. Nach einigen Rechenschritten, die ausführlich in [KIENCKE und EGER 2008] nachzulesen sind, erhält man unter Berücksichtigung des Wiener Filters $W(f)$ die Beziehung

$$G(f) = W(f)S(f) = \frac{S_0^*(f)}{|S_0(f)|^2 + \frac{P_N(f)}{P_G(f)}} S(f). \quad (4.3)$$

Hierbei stellt $S_0^*(f)$ die konjugiert komplexe Form von $S_0(f)$ dar. $P_N(f)$ und $P_G(f)$ sind die spektralen Leistungsdichten des Rauschens bzw. der Reflektivitätsfunktion. Letztere kann nach [CICERO *et al.* 2009] iterativ bestimmt werden. Für den Sonderfall $P_N(f) = 0$ vereinfacht sich (4.3) zum inversen Filter $I(f)$. In diesem Fall wird $G(f)$ mit Hilfe von

$$G(f) = I(f)S(f) = \frac{1}{S_0(f)} S(f) \quad (4.4)$$

berechnet. Die inverse Fouriertransformation ergibt die gesuchte Reflektivitätsfunktion $g(t)$.

4.1.2 Einfluss von Messrauschen und relativen Phasenverschiebungen in den Wellenpaketen auf das Wiener Filter

Um den Einfluss von Rauschen und relativen Phasenänderungen in den Wellenpaketen auf die Qualität des Wiener Filters zu untersuchen, wird ein simuliertes Testsignal der Dauer T_S mit 90kHz und fünf Schwingungen untersucht. Beide Einflussgrößen werden separat voneinander betrachtet. Die Studie über den Einfluss des Rauschens verwendet die Kenngröße des Signal-Rauschen-Verhältnisses SNR. Hierbei wird der RMS-Wert (im Englischen: „root mean square“) des Sensorsignals durch den RMS-Wert des normalverteilten Rauschens dividiert und das Ergebnis logarithmiert:

$$SNR = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{RMS(s(t))}{RMS(n(t))} \right) \text{ mit} \quad (4.5)$$

$$RMS(s(t)) = \sqrt{\frac{1}{T_E} \int_0^{T_E} [s(t)]^2 dt} \text{ und } RMS(n(t)) = \sqrt{\frac{1}{T_E} \int_0^{T_E} [n(t)]^2 dt}. \quad (4.6)$$

Diese Definition des Rauschens ist möglich, weil bei dem simulierten Signal das Rauschen bekannt ist. Die Vorgehensweise besteht nun darin, dass zunächst die spektralen Leistungsdichten $P_N(f)$ und $P_G(f)$ entsprechend [CICERO *et al.* 2009] geschätzt werden. Anschließend erfolgt die Entfaltung des verrauschten Signals mit Hilfe des Wiener Filters.

Betrachtet man Abbildung 4.3, dann hat das Rauschen einen bedeutsamen Einfluss auf den Spannungsverlauf des entfalteten Signals $g(t)$. In dieser Studie werden 40 verschiedene SNR-Niveaus analysiert. Jedes Experiment wird insgesamt 50 Mal wiederholt. Schon bei einem SNR von 120dB erhält man nach Abbildung 4.3a nur noch ca. 50% der ursprünglichen Sensorspannung.

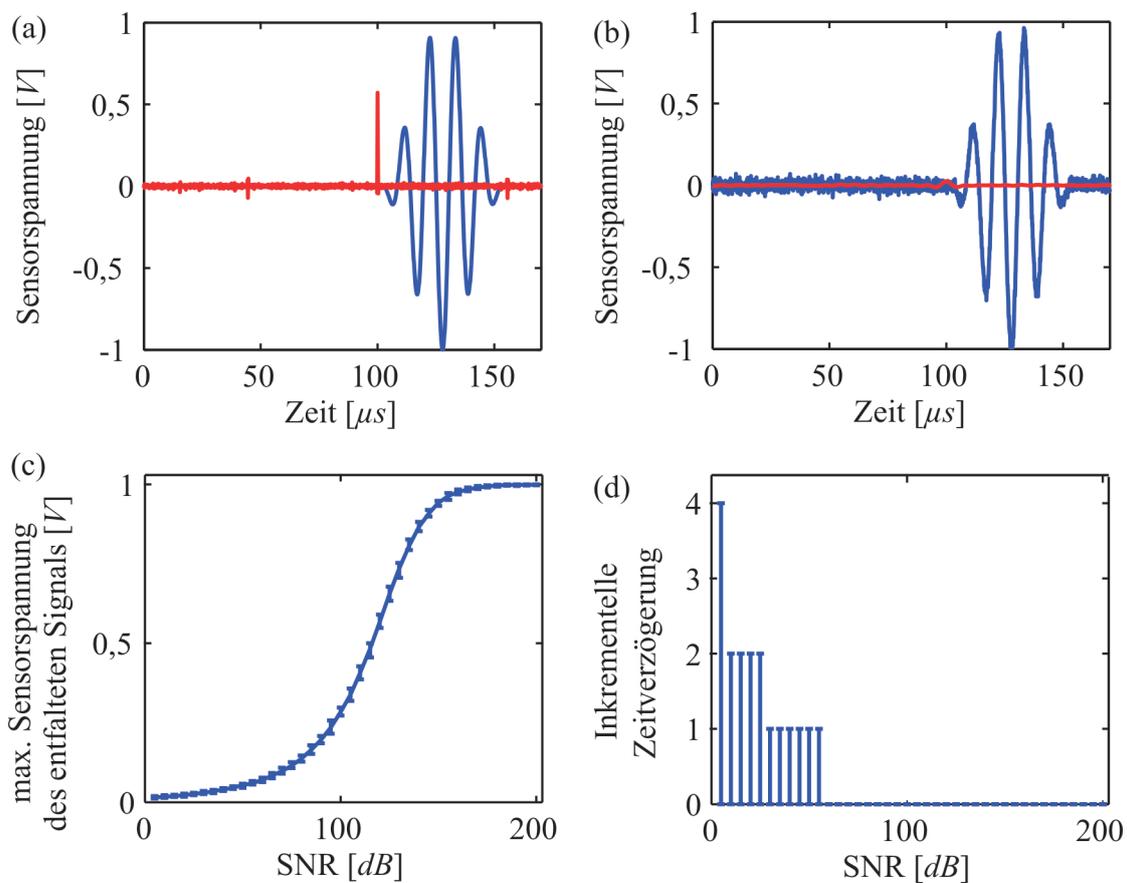


Abbildung 4.3: Analyse des Wiener Filters für unterschiedliche Signal-Rauschen-Verhältnisse (SNR):
 (a) Zeitsignale bei SNR=120dB; (b) Zeitsignale bei SNR=20dB; (c) maximale Sensorspannung der entfalteten Signale vs. SNR; (d) Genauigkeit der Ersteintrittszeit als Funktion des SNR.

Eine weitere Reduzierung auf 20dB führt dazu, dass die Sensorspannung kaum mehr wahrnehmbar ist, siehe Abbildung 4.3b. Abbildung 4.3c zeigt, dass ein SNR-Niveau von 160dB erforderlich ist, um einen Verlust in der Sensorspannung zu vermeiden. Dies entspricht annähernd einem rauschfreien Signal. Aus Abbildung 4.3d geht hervor, dass die Bestimmung der Ersteinsatzzeit umso besser ausfällt, je höher das SNR-Verhältnis ist. Bei etwa 50dB sinkt der Fehler in der Bestimmung der korrekten Ersteinsatzzeit von ursprünglich vier Abtastschritten auf Null ab. Eine positive Eigenschaft des MP-Algorithmus offenbart sich gerade an dieser Stelle, weil die Signalrekonstruktion auf Basis analytischer Funktionen stattfindet. Dadurch wird das SNR unendlich groß und die negative Einflussnahme durch das Rauschen kann systematisch vermieden werden.

Der größte Einfluss durch Phasenverschiebungen entsteht, wenn der Unterschied zwischen Anregungssignal und gemessenem Signal $\pi/2$ beträgt, siehe Abbildung 4.4. In diesem Fall handelt es sich bei dem entfalteten Signal um reine Oszillationen und eine aussagekräftige Analyse des Signals ist nicht mehr möglich. Ein Lösungsansatz hierfür besteht darin, die Phase des Aktorsignals um die Phase des Sensorsignals zu verändern. Diese Idee entstammt einer Veröffentlichung aus der Seismologie, bei der die Phase in dem Sensorsignal durch die Maximierung der Kurtosis ermittelt werden kann [VAN DER BAAN 2009]. Im Falle des MP-Algorithmus wird die Phasenlage im Sensorsignal adaptiv bestimmt, siehe Kapitel 4.1.3. Dadurch enthält die rekonstruierte Wellenform die optimale Phaseninformation und relative Phasenänderungen haben keinen Einfluss mehr auf das entfaltete Signal.

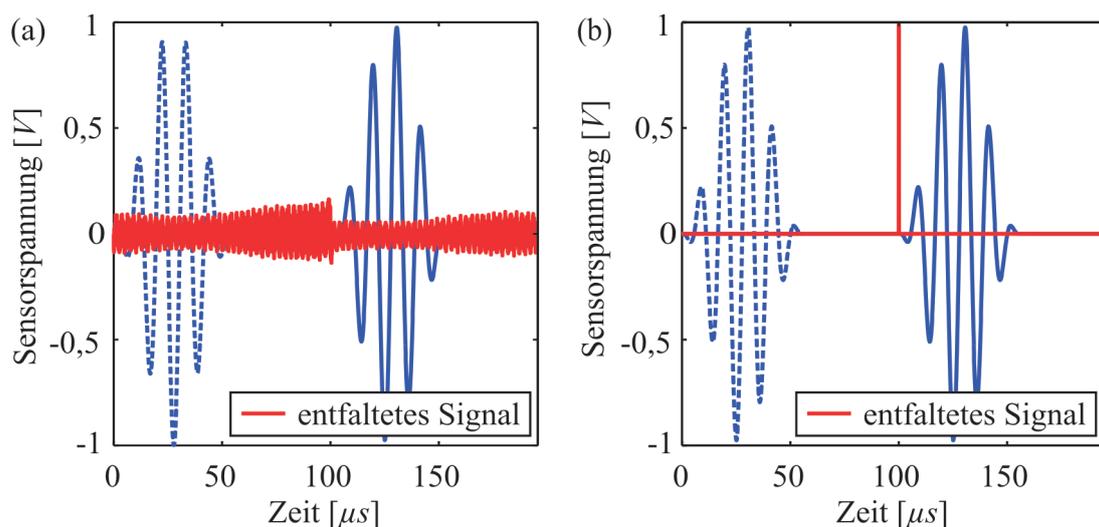


Abbildung 4.4: Einfluss der relativen Phasenänderung auf die Qualität des Wiener Filters: (a) das entfaltete Signal oszilliert und eine aussagekräftige Bestimmung der Einsatzzeit ist nicht möglich; (b) Eine Veränderung des Referenzsignals $s_0(t)$ um die Phasenlage des Sensorsignals führt wiederum zur idealen inversen Lösung.

4.1.3 Signalrekonstruktionsalgorithmus

Der MP-Algorithmus geht auf [MALLAT und ZHANG 1993] zurück und konnte bereits erfolgreich von [RAGHAVAN und CESNIK 2007] und [LU und MICHAELS 2008] im Rahmen der wellenbasierten Strukturüberwachung eingesetzt werden. Er zerlegt das Ultraschallsignal in eine Linearkombination analytischer Funktionen, welche in der Terminologie des MP-Algorithmus als Atome bezeichnet werden. Diese sind in einer redundanten Datenbank, dem so genannten Signalbuch, zusammengefasst, bei der die Signale keine orthogonalen Eigenschaften zueinander aufweisen. Jenes Atom des Signalbuchs, welches am besten mit dem betrachteten Signal korreliert, wird für die Rekonstruktion ausgewählt. Der Algorithmus terminiert automatisch, sobald die Signalenergie des Residuums $r_{n+1}(t)$ nach n Iterationen unter einen bestimmten Schwellwert fällt oder die maximale Anzahl an Iterationen erreicht ist. Mathematisch kann diese Prozedur mit den folgenden fünf Schritten beschrieben werden, wobei das Residuum $r_0(t)$ in der ersten Iteration dem Sensorsignal $s(t)$ entspricht. Das rekonstruierte Signal $s'(t)$ ist vor der ersten Iteration Null.

Schritt 1: Erzeuge ein redundantes Signalbuch D , das entweder aus normierten Gabor- oder Chirpletatomen besteht, siehe Gleichungen (4.11) bzw. (4.12).

Schritt 2: Wähle das Atom $y_m(t)$ aus der Datenbank aus, welches die größte absolute Korrelation mit dem Residuum $r_n(t)$ in Iteration n aufweist.

$$y_{m,n}(t) = \arg \max_{y_m \in D} |\langle r_n(t), y_m(t) \rangle|. \quad (4.7)$$

Der Operator $\langle \cdot, \cdot \rangle$ bezeichnet in obiger Gleichung das Skalarprodukt, welches analog zu [MALLAT und ZHANG 1993] definiert ist als

$$\langle r_n(t), y_m(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} r_n(t) \bar{y}_m(t) dt, \quad (4.8)$$

wobei $\bar{y}_m(t)$ die konjugiert komplexe Form von $y_m(t)$ darstellt.

Schritt 3: Subtrahiere nun das mit dem Skalarprodukt gewichtete Atom $y_{m,n}(t)$ von dem Residuum $r_n(t)$

$$r_{n+1}(t) = r_n(t) - \langle r_n(t), y_{m,n}(t) \rangle y_{m,n}(t). \quad (4.9)$$

Schritt 4: Füge den gleichen Signalanteil der Rekonstruktion $s'_{n+1}(t)$ hinzu

$$s'(t)_{n+1} = s'_n(t) + \langle r_n(t), y_{m,n}(t) \rangle y_{m,n}(t). \quad (4.10)$$

Schritt 5: Wiederhole die Schritte 2 → 5, bis der festgelegte Schwellwert oder die maximale Anzahl an Iterationen erreicht ist.

Das m -te Gaboratom besitzt vier Parameter $[s_m, u_m, \omega_m, \varphi_m]$ und ist analog zu [RAGHAVAN und CESNIK 2007] definiert mit

$$y_{G,m}(t) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\sqrt{s_m}} 2^{\frac{1}{4}} \exp \left(-\pi \left(\frac{t-u_m}{s_m} \right)^2 \right) \exp(i\omega_m t) \exp(i\varphi_m) \right\}, \quad (4.11)$$

wobei s_m einen Skalierungsparameter, u_m die zeitliche Lage, ω_m die Winkelgeschwindigkeit und φ_m die Phase darstellt. Durch eine einfache Multiplikation kann das Gaboratom in ein Chirpletatom mit der linearen Chirprate c_m überführt werden

$$y_{C,m}(t) = \operatorname{Re} \left\{ y_{G,m}(t) \exp \left(i \frac{c_m}{2} t^2 \right) \right\}. \quad (4.12)$$

Es kann experimentell gezeigt werden, dass das Chirpletatom eine bessere Konvergenz als das Gaboratom aufweist. Dies liegt primär an der höheren Flexibilität des Chirpletatoms durch den zusätzlichen Parameter c_m . Die Wahl des Signalbuchs stellt hierbei einen Kompromiss zwischen benötigter Rechenzeit und Rekonstruktionsqualität dar. Im Vergleich zu anderen Implementierungen des MP-Algorithmus besteht das Signalbuch in der hier vorliegenden Form aus einer relativ geringen Anzahl an Atomen. Dabei wird ausgenutzt, dass die Parameter des Anregungssignals bekannt sind. Damit kann das Signalbuch effizient gestaltet werden. Die Winkelgeschwindigkeit entspricht jener des Anregungssignals, und der Parameterraum von s_m und u_m wird hinsichtlich der Form des Aktorsignals definiert. Eine Optimierung der Parameter φ_m und c_m erfolgt in jedem Iterationsschritt.

Bei der Rekonstruktion eines gemessenen Ultraschallsignals verwirft der MP-Algorithmus das überlagerte Messrauschen. Außerdem ist jedes Atom nur durch wenige Parameter charakterisiert. Speichert man ausschließlich die Parameter und nicht die Zeitdaten selbst, so lässt sich der benötigte Speicherplatz reduzieren. Ein Vorteil dieser Datenkompression liegt primär im Bereich der Funkdatenübertragung, welche zunehmend in SHM-Systemen Anwendung findet, siehe [LIU und YUAN 2008; ZHANG *et al.* 2007]. Dadurch, dass weniger Daten per Funk übertragen werden müssen, kann ein Beitrag zum Energiehaushalt bei autarken SHM-Einheiten geleistet werden.

4.1.4 Formulierung des zeitveränderlichen inversen Filters

Basierend auf den vorangegangenen Abschnitten soll im Folgenden der Entwurf eines zeitveränderlichen inversen Filters auf Basis des MP-Algorithmus vorgestellt werden. Dadurch, dass das rekonstruierte Signal per Definition rauschfrei ist, kann das inverse Filter aus (4.4) anstatt des Wiener Filters aus (4.3) auf jedes der Atome angewendet werden. Die Reflektivitätsfunktion $g(t)$ kann damit als eine Überlagerung aus K einzelnen Reflektivitätsfunktionen berechnet werden:

$$g(t) = \sum_{j=1}^K \left| \text{IFFT} \{ G_j(f) \} \right| = \sum_{j=1}^K \left| \text{IFFT} \left\{ \frac{1}{S_{0,j}(f)} S_j(f) \right\} \right|. \quad (4.13)$$

Die Wahl von K geht auf eine Eigenschaft des MP-Algorithmus zurück, mit der die Anzahl der physikalisch im Messsignal enthaltenen Wellenpakete approximiert werden kann. Dies ist möglich, weil das Messsignal aus einer Superposition von zeit- und phasenverschobenen Anregungssignalen besteht. Nachstehender iterativer Algorithmus ermöglicht diese Approximation, so dass nur diejenigen Wellenformen in der Rekonstruktion verbleiben, die eine bedeutsame Sensorspannung aufweisen. Den Ausgangspunkt stellt das Atom mit der größten Sensorspannung A_{max} dar. Dieses Atom hat die zeitliche Ausdehnung T_S . Befinden sich weitere Atome zwischen $-T_S/2$ und $+T_S/2$ bezogen auf das Referenzatom, dann werden alle diejenigen Atome verworfen, deren Sensorspannung kleiner als ein Schwellwert ist, z.B. 5% von A_{max} . Dieser Selektionsvorgang ist notwendig, um eine Überanpassung zu vermeiden. In den meisten Anwendungsfällen, z.B. bei der Analyse des Differenzsignals, gehen dadurch keine Informationen über den Schaden verloren. Im nächsten Schritt wird das Atom mit der zweitgrößten Sensorspannung als Referenz gewählt usw. Mit Hilfe dieser Strategie werden automatisch die K dominanten Atome im Signal ausgewählt.

In Gleichung (4.13) sind $S_{0,j}(f)$ und $S_j(f)$ die Fouriertransformierten des j -ten Atoms mit dem Unterschied, dass der zeitliche Ursprung bei $S_{0,j}(f)$ bei $t = 0$ liegt. Die sich ergebenden Spektren haben zwar das gleiche Amplitudenspektrum, unterscheiden sich aber im Phasenspektrum. Die spektrale Division in (4.13) positioniert den Dirac-Puls entsprechend der zeitlichen Position des Atoms. Damit ist es sehr einfach möglich, den Ersteinsatzpunkt des Signals zu ermitteln. Weiterhin wird ohne Einschränkung der Allgemeinheit der Betrag von $g_j(t)$ verwendet, vergleiche hierzu den Betrag der Einhüllenden bei der Hilbert-Transformation.

4.2 Statistische Versuchsplanung für die systematische Bestimmung von Stützstellen im Rahmen der Schadensvisualisierung

Die statistische Versuchsplanung (im Englischen „Design of Experiments (DoE)“) stellt als Teilgebiet der Statistik ein Werkzeug zur Generierung von Messdaten mit möglichst geringem Versuchsaufwand dar, bzw. macht eine sinnvolle Vermessung hochdimensionaler Prozesse, wie z.B. bei der Motorenentwicklung, überhaupt erst möglich. Ihr Ziel ist die systematische Untersuchung von Zusammenhängen zwischen Einflussgrößen und interessierenden Zielgrößen [ISERMANN 2003]. Abbildung 4.5 zeigt die typische Vorgehensweise für das Beispiel der datenbasierten Erstellung eines adaptiven Steuerkennfelds, siehe [HARTMANN *et al.* 2010a]. Es ist ersichtlich, dass die gesamte Prozesskette mit experimentell sinnvoll ermittelten Messdaten steht und fällt. Üblicherweise verfügt man aus Zeit- und/oder Kostengründen über ein beschränktes Kontingent an Messaufwand. Ist man in der Lage, die vorhandenen Messressourcen möglichst effektiv für die Modellbildung zu nutzen, so hat dies einen enorm positiven Einfluss auf alle nachfolgenden Prozessschritte. Eine iterative Abstimmung von Experiment und Modellbildung während der Messung ermöglicht es, die Messpunkte dem zugrunde liegenden Prozess anzupassen.

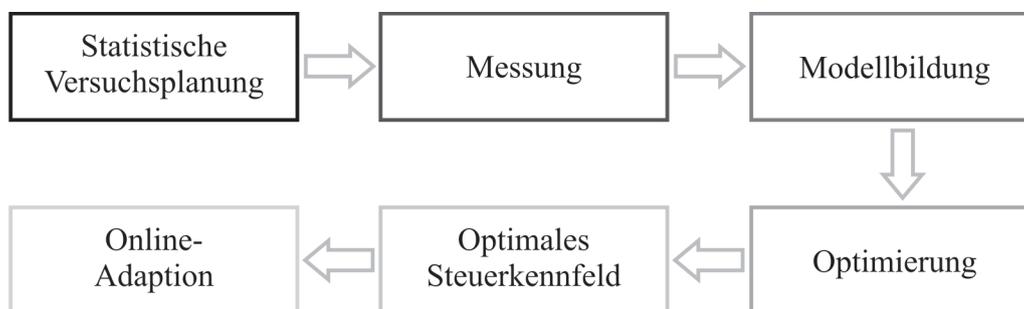


Abbildung 4.5: Prozesskette einer typischen Anwendung: Erstellung von adaptiven Steuerkennfeldern, nach [HARTMANN *et al.* 2010a].

Die systematische Verteilung der Messpunkte motiviert die Anwendung der statistischen Versuchsplanung im Rahmen der stützstellenbasierten Schadensvisualisierung, siehe Kapitel 3.4.2 und 3.4.3. Bislang findet die Berechnung der Schadenskarten an vordefinierten Stellen statt, die typischerweise mit Hilfe eines Gitteransatzes generiert werden. Damit sind die Datenpunkte im Eingangsraum, also die x - und y -Koordinaten der Platte, ohne das Wissen um die Ausgangsgröße, die Intensität $I(x,y)$, platziert. Durch den Einsatz der statistischen Versuchsplanung soll die Verteilung der Stützstellen optimiert werden, was eine Reduzierung der benötigten Anzahl an Stützstellen bei der gleichen Güte der Schadenskarte bedeutet.

Gleichzeitig wird eine Minimierung der benötigten Rechenzeit bei der Erstellung der Schadenskarten angestrebt.

Einteilung der DoE-Verfahren

Nach [ISERMANN 2003] können die DoE-Methoden in zwei Kategorien eingeteilt werden: klassische, geometrische Versuchspläne und optimale Versuchspläne. Im ersteren Fall erfolgt die Verteilung der Daten im Eingangsraum nach einem vorgegebenen Muster ohne jede Berücksichtigung des Ausgangswertes. Bekannte Strategien sind z.B. unter den Stichworten *vollständige faktorielle*, *fraktionell faktorielle* oder *zentral-zusammengesetzte Versuchspläne* bekannt. Bei den optimalen Versuchsplänen folgt die Datenverteilung der Minimierung der Varianz des Modellausgangs, der Modellparameter oder ähnlichen Größen. Dafür muss eine Modellstruktur angenommen werden, die den Zusammenhang zwischen den Eingangsgrößen und dem Ausgang korrekt beschreibt. Typische Verfahren sind beispielsweise unter den Begriffen *D-*, bzw. *V-Optimalität* bekannt. Die klassischen, geometrischen Versuchspläne sind universell einsetzbar. Die Daten werden problemunabhängig nach einem bestimmten Schema, z.B. bei dem vollständig faktoriellen Versuchsplan mit einem Gitteransatz, im Eingangsraum verteilt. Weil sie keinerlei Strukturinformationen über den (vermuteten) Zusammenhang zwischen den Eingangsgrößen und dem Ausgang in die Versuchsplanung einfließen lassen, können sie auch nicht besonders effektiv sein. Dieser Nachteil soll durch optimale Versuchspläne vermieden werden. Wichtigster Vertreter ist hierbei der *D*-optimale Versuchsplan, welcher in mehreren Veröffentlichungen favorisiert wird, siehe z.B. [KUDER und KRUSE 2000; WASCHATZ *et al.* 2000]. Bei diesem Verfahren wird zunächst die Regressionsmatrix \mathbf{X} in Gestalt eines Polynommodells aufgestellt und dann die Determinante der Kovarianzmatrix als approximatives Maß der Modellvarianz minimiert:

$$\det((\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1}) \rightarrow \min. \quad (4.14)$$

Eine Vielzahl der optimalen DoE-Techniken haben gemeinsam, dass durch eine geeignete Wahl der Messdaten, der Varianzfehler entweder bei den Modellparametern oder bei dem Prozessausgang minimiert wird. Der Biasfehler, welcher die Modellierung der Nichtlinearitäten bewertet, bleibt an dieser Stelle unberücksichtigt, vergleiche Kapitel 7 in [NELLES 2001]. Daher sind die optimalen Versuchspläne nur dann sinnvoll, wenn der Varianzfehleranteil am gesamten Modellfehler groß und der Biasfehleranteil vernachlässigbar klein ist. Eine weitere Unterteilung kann in *aktive* und *passive* Verfahren erfolgen, siehe Abbildung 4.6. Während die Modellbildung bei den passiven Verfahren über den gesamten

Trainingsdatensatz verfügt, kommt es bei den aktiven Verfahren zu einer iterativen Interaktion mit dem zugrundeliegenden Prozess, was ein kontinuierliches Lernen bedeutet.

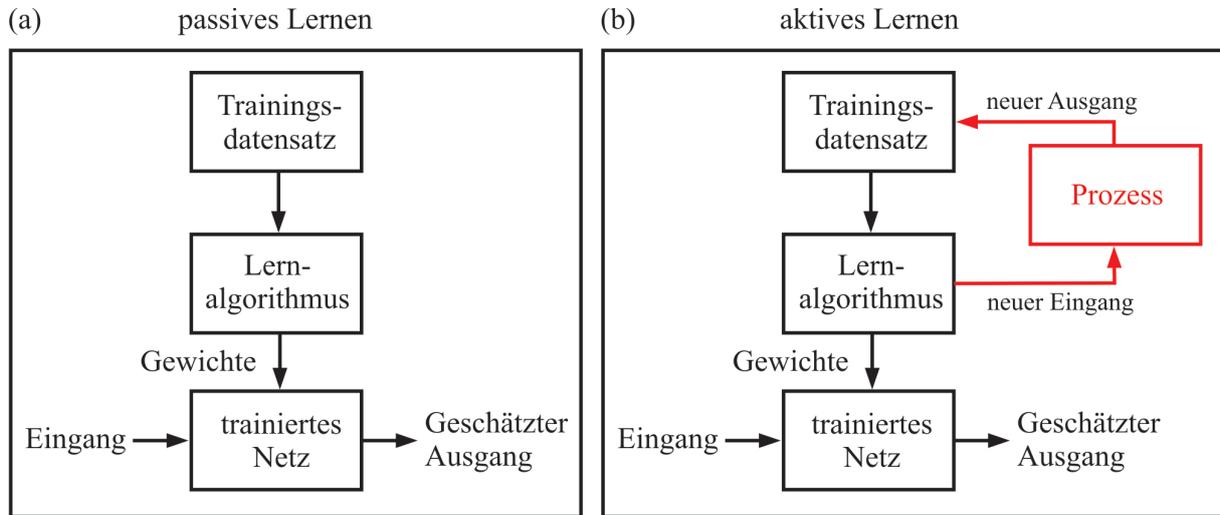


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen (a) passiven und (b) aktiven Modellierungsstrategien. Während beim passiven Verfahren alle Messdaten bereits zu Beginn verfügbar sind, kommt es bei den aktiven Verfahren zu einer iterativen Interaktion zwischen dem Lernalgorithmus und dem Prozess.

Modellbasierte Versuchsplanung mit dem HilomotDoE-Algorithmus

Die Abkürzung HilomotDoE steht für „Hierarchical Local Model Tree for Design of Experiments“. Es bildet ein aktives, modellbasiertes und inkrementelles Verfahren für die statistische Versuchsplanung, welches den Biasfehler des Modells minimiert. Hierbei kommen für die Modellierung lokale Modellnetze (LMN) zum Einsatz. Der geschätzte Ausgang \hat{y} des LMN mit p Eingängen $\mathbf{u} = [u_1 \ u_2 \ \dots \ u_p]$ kann mit Hilfe von n_m lokalen Modellausgängen $\hat{y}_i(\cdot)$ berechnet werden mit

$$\hat{y} = \sum_{i=1}^{n_m} \hat{y}_i(\mathbf{u}) \Phi_i(\mathbf{u}), \quad (4.15)$$

wobei $\Phi_i(\cdot)$ als Gültigkeitsfunktionen bezeichnet werden. Sie beschreiben den Bereich, in dem ein lokales Modell gültig ist und bestimmen den Anteil mit dem ein lokales Modell am Prozessausgang beteiligt ist, vergleiche Abbildung 4.7. Damit es zu einem glatten Übergang zwischen den lokalen Modellen kommt, handelt es sich bei den Gültigkeitsfunktionen um glatte Funktionen zwischen den Werten 0 und 1. Für die Interpretation der LMN ist es wichtig, dass die Gültigkeitsfunktionen in Summe 100% ergeben:

$$\sum_{i=1}^{n_m} \Phi_i(\mathbf{u}) = 1. \quad (4.16)$$

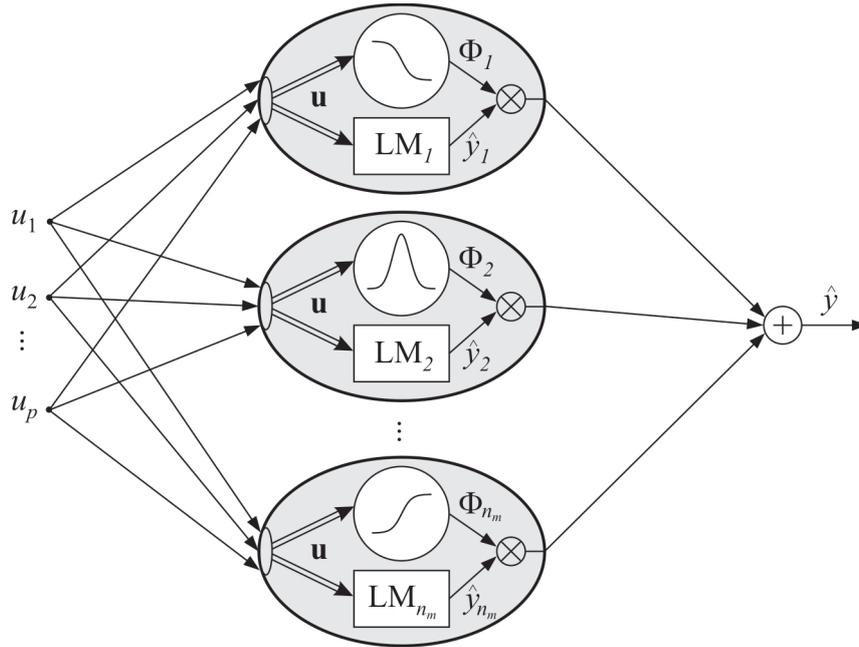


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung eines lokalen Modellnetzes. Die Ausgänge \hat{y}_i sind mit den Gültigkeitsfunktionen Φ_i gewichtet und werden anschließend aufsummiert, siehe [MOLL et al. 2010b].

Prinzipiell kann die Struktur der lokalen Modelle $\hat{y}_i(\cdot)$ beliebig gewählt werden. Da kein Vorwissen über den Prozess der Schadenskarte existiert, kommen im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich lineare Modelle zum Einsatz:

$$\hat{y}_i(\mathbf{u}) = w_{i,0} + w_{i,1}u_1 + w_{i,2}u_2 + \dots + w_{i,p}u_p, \quad (4.17)$$

wobei \mathbf{w}_i den Parametervektor der Gewichtungsfaktoren für jedes lokale Modell darstellt.

Beim HilomotDoE-Ansatz laufen zwei Prozesse gleichzeitig ab. Zunächst findet eine inkrementelle achsenschräge Teilung des Eingangsraums statt, siehe [NELLES 2006]. Das bedeutet, dass in jedem Iterationsschritt ein lokales Modell zu den bereits vorhandenen lokalen Modellen ergänzt wird und es zu einer kontinuierlichen Verfeinerung des Modells kommt. In einem zweiten Schritt werden auf Basis der jeweils vorangegangenen Teilung eine vordefinierte Anzahl neuer Messpunkte generiert. Hierbei kommt eine Pseudo-Monte-Carlo-Technik zum Einsatz. Der Ablauf des HilomotDoE-Algorithmus kann nach [HARTMANN et al. 2010a] in drei Hauptschritten beschrieben werden:

Schritt 1: Schätze ein erstes Modell auf Basis einer relativ geringen Anzahl an Datenpunkten D_H , die möglichst homogen im Eingangsraum verteilt sind. Die Anzahl der Initialisierungspunkte ist problemspezifisch und speziell auch von der Dimension des Eingangsraums abhängig.

- Schritt 2: Teile das erste Modell und ergänze so viele neue Datenpunkte, dass jedes lokale Modell die gleiche Anzahl an Datenpunkten n_{LM} aufweist. Berücksichtige hierbei die Lage der bereits im lokalen Modell enthaltenen Datenpunkte.
- Schritt 3: Führe die Partitionierung und die Ergänzung neuer Messpunkte so lange fort, bis ein Stopkriterium erreicht worden ist. Dieses kann z.B. eine vorgegebene maximale Anzahl an Messpunkten sein. Auf diese Weise wird das Modell sukzessive verfeinert.

Ein wichtiges Element des HilomotDoE-Algorithmus stellt die Pseudo-Monte-Carlo-Methode für die Generierung von möglichst gleichverteilten Messpunkten dar. Hierbei kann relativ leicht auch Vorwissen über die Grenzen des Messraums eingebunden werden. Das Ziel dieses Ansatzes besteht darin, die Messpunkte möglichst gleichmäßig über den gesamten Messbereich hinweg zu verteilen - im ersten Schritt im gesamten Eingangsraum und dann in dem jeweiligen lokalen Modell. Der Algorithmus besitzt drei wesentliche Schritte:

- Schritt 1: Erzeuge eine Menge an gleichverteilten Kandidatenpunkten $Z \in \mathbb{R}^p$, wobei p die Anzahl der betrachteten Eingangsgrößen repräsentiert. Für den Fall von bekannten Versuchsraumgrenzen werden die Kandidatenpunkte nur innerhalb des Versuchsraums generiert, so dass keine Punkte außerhalb der Versuchsraumgrenzen liegen können.
- Schritt 2: Berechne eine Distanzmatrix $\mathbf{D} = \{d_{mn}\} \in \mathbb{R}^{N_k \times N_c}$ mit der Mahalanobisdistanz zwischen allen N_k Kandidatenpunkten \mathbf{z}_m und den N_c existierenden Messpunkten \mathbf{u}_n unter Verwendung der Kovarianzmatrix Σ .
- Schritt 3: Für jeden Kandidatenpunkt ist nun der Abstand zu allen existierenden Messpunkten bekannt. Wähle nun denjenigen Kandidatenpunkt als neuen Messpunkt aus, der von allen Kandidatenpunkten den maximalen Abstand zu seinem nächsten existierenden Messpunkt aufweist.

Abbildung 4.8a zeigt eine gleichverteilte Anordnung der Kandidatenpunkte. Auf diese Weise kann es unter Umständen zu nicht gewünschten statistischen Anhäufungen innerhalb des Versuchsraums kommen. Ein weiterer Nachteil dieser Methode besteht darin, dass die bereits existierenden Datenpunkte bei der Definition der neuen Messpunkte nicht berücksichtigt werden. Dieser strukturelle Nachteil kann durch das Pseudo-Monte-Carlo-Verfahren aufgelöst werden. Durch die Distanzberechnung der Kandidatenpunkte zu den vorhandenen

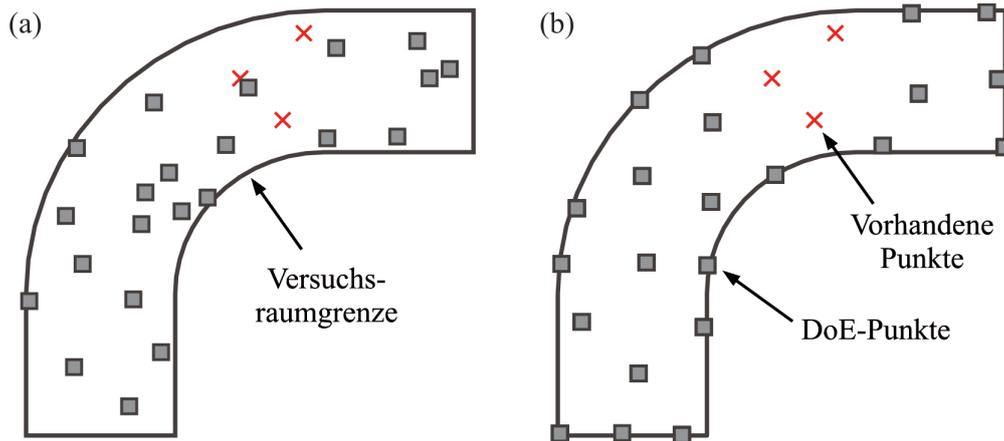


Abbildung 4.8: (a) Gleichverteilte Kandidatenpunkte; (b) Homogene Verteilung der Kandidatenpunkte über das Pseudo-Monte-Carlo-Verfahren.

Datenpunkten und das anschließende Selektionsverfahren, kann eine möglichst homogene Verteilung der Messpunkte erzielt werden. Nun wird die beschriebene Systematik anhand eines Testbeispiels demonstriert. Hierbei soll die zweidimensionale Testfunktion aus Abbildung 4.9a, die den realen Prozess simuliert, möglichst effizient modelliert werden. Sie ist mathematisch definiert durch

$$y = \frac{0,1}{0,1 + 0,5(1-u_1) + 0,5(1-u_2)}. \quad (4.18)$$

Abbildung 4.9b zeigt, dass mit Hilfe des HilomotDoE-Ansatzes die meisten Stützstellen in den Bereichen der höchsten Nichtlinearitäten platziert werden. Hierbei erfolgt die Versuchsplanung mit sechs Punkten pro lokalem Modell und 90 Messpunkten. Ein Vergleich des realen Prozesses (transparent) und des HilomotDoE-Modells (farbig) in Abbildung 4.9a zeigt, dass das Modell den realen Prozess gut abbildet.

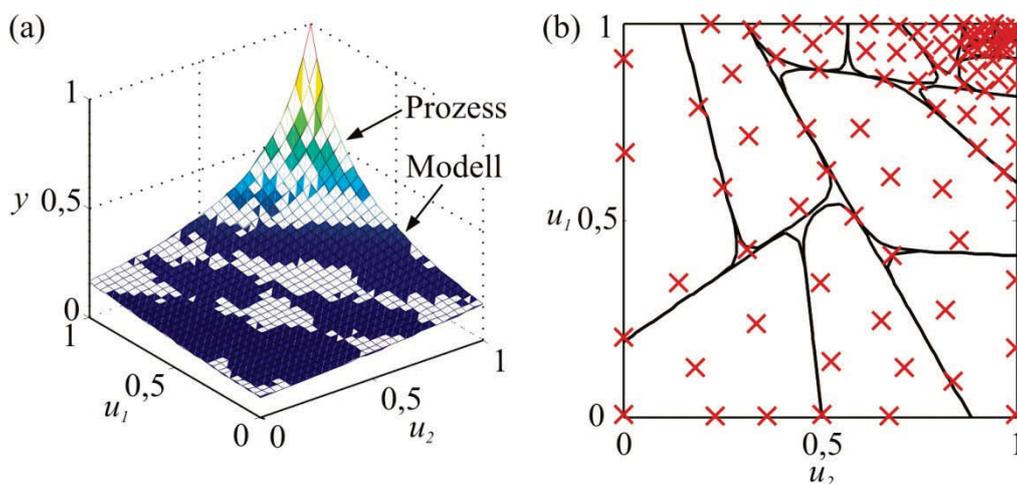


Abbildung 4.9: Beispiel mit zwei Eingangsgrößen und einer Ausgangsgröße; (a) Vergleich zwischen dem Prozess (transparent) und dem Modell (farbig); (b) Partitionierung mit sechs Datenpunkten pro lokalem Modell bei insgesamt 90 Messpunkten.

5 Anwendungsbeispiele und Ergebnisse

Im nun folgenden Ergebnisteil wird die Leistungsfähigkeit der vorgestellten Algorithmen aus den Kapiteln 3 und 4 für die Schadensdiagnose bei isotropen und anisotropen Plattenstrukturen analysiert.

Im ersten Teil werden die Eigenschaften mehrerer runder piezoelektrischer Aktoren quantitativ untersucht und ihre Anwendbarkeit im Rahmen der aktiven Strukturüberwachung mit Lambwellen geprüft. Die unterschiedlichen Abmaße der Aktoren sowie die Anregungsfrequenz haben hierbei einen signifikanten Einfluss auf die resultierenden Dehnungscharakteristiken der S_0 - und A_0 -Mode. Die Kenntnis über die Dehnungscharakteristiken ermöglicht eine modenselektive Anregung, was sich positiv auf die Signalverarbeitung auswirkt.

Im Anschluss daran erfolgt zunächst die Analyse einer Aluminiumstruktur, welche über einen längeren Zeitraum veränderlichen Umgebungstemperaturen ausgesetzt ist. An diesem Beispiel soll gezeigt werden, dass mit der Verwendung geeigneter Temperaturkompensationsmethoden eine zuverlässige und automatische Schadensdetektion möglich ist. Dieser Abschnitt enthält ferner eine Studie über die Lokalisierbarkeit eines Schadens bei veränderlichen Umgebungstemperaturen sowie die automatische Identifikation eines Schlagschadens bei einer anisotropen Faserverbundstruktur, welche ebenfalls schwankenden Temperaturen ausgesetzt ist.

Ein weiterer Abschnitt demonstriert die Güte von drei Schadenslokalisationsalgorithmen in anisotropen Faserverbundstrukturen. Hierzu wird die Wellenausbreitung durch die Spektralelementemethode simuliert. Es soll gezeigt werden, dass es trotz des anisotropen Materialcharakters möglich ist, gleichzeitig den Schadensort von mehreren Schäden zu bestimmen. Dies stellt eine wichtige Eigenschaft vor allem bei größeren Strukturen dar, weil es in diesem Fall möglich ist, dass mehr als ein Schaden gleichzeitig existiert.

Der Einsatz des zeitveränderlichen inversen Filters ist Gegenstand des vierten Abschnitts. Zunächst erfolgt seine Anwendung auf gemessene Pitch-Catch Signale für unterschiedliche Anregungsfrequenzen. Anschließend wird gezeigt, dass durch diesen Ansatz auch Differenzsignale entfaltet werden können. Den Abschluss bildet die Anwendung der entfaltenen Differenzsignale auf die Schadensvisualisierung, mit deren Hilfe eine verbesserte Auflösung der resultierenden Schadenskarten möglich wird.

Im fünften und letzten Abschnitt wird eine nicht-konvexe isotrope Struktur betrachtet, bei der Schäden trotz der komplexen Geometrie zuverlässig lokalisiert werden können. Dieser Abschnitt demonstriert die statistische Versuchsplanung im Rahmen der Schadensvisualisierung, bei der die Stützstellen auf systematische Weise nur dort platziert werden, wo die größten Nichtlinearitäten auftreten.

5.1 Systematische Untersuchung mehrerer runder piezoelektrischer Aktoren für die Anregbarkeit geführter Wellen

Im Vorfeld der experimentellen Untersuchungen ist es von besonderer Bedeutung, die Eigenschaften der piezoelektrischen Elemente im Detail zu untersuchen. Diese hängen stark von der Geometrie der eingesetzten PZTs ab. Bei der Auswahl der Sensoren für die nachstehenden Experimente liegen die folgenden drei Kriterien zugrunde:

- Einleiten einer möglichst großen Dehnung, so dass sich die Ultraschallwellen über eine große Distanz ausbreiten und so einen weiten Bereich überwachen können,
- Anstreben einer hohen Modenreinheit in den Sensorsignalen, um die Qualität der Ergebnisse bei den eingesetzten Signalverarbeitungsalgorithmen zu optimieren,
- Ein möglichst günstiger Preis.

Um die im zweiten Kriterium angesprochene Modenreinheit zu erreichen, sind prinzipiell mehrere Strategien denkbar. Beispielsweise können für die Erzeugung von Ultraschallwellen interdigitale Sensoren eingesetzt werden, bei denen der Abstand zwischen den fingerförmigen Elektroden auf die Wellenlänge der Ultraschallwellen abgestimmt ist, siehe [QUEK *et al.* 2007]. Der Nachteil dieser Sensoren besteht darin, dass das resultierende Wellenfeld eine hohe Richtungsabhängigkeit aufweist, die einen Einsatz bei einem verteilten Sensornetzwerk einschränken. Des Weiteren können piezoelektrische Sensoren mit einer zusätzlichen Masse versehen werden, so dass die Anregung der S_0 -Mode weitestgehend unterbunden wird [CLARKE und CAWLEY 2008]. Eine dritte Strategie besteht darin, die Sensoren auf beiden Seiten der Struktur aufzukleben. Durch eine geeignete Polarisierung wird entweder die A_0 -Mode oder die S_0 -Mode verstärkt [KIM und SOHN 2007]. Dieser Versuchsaufbau ist vor allem dann schwierig, wenn die Sensoren aus technischen Gründen, z.B. bei der Außenhaut eines Flugzeugs, nur von einer Seite appliziert werden können.

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse einer umfangreichen Parameterstudie erläutert, bei der die Eigenschaften von insgesamt sechs runden PZTs gegenübergestellt werden, siehe auch [MOLL und FRITZEN 2010a]. Hierbei werden zwei Aluminiumstrukturen der Größe

$1m \times 1m$ betrachtet. Die Platten unterscheiden sich in ihrer Dicke, die einmal $1,5mm$ und einmal $3mm$ beträgt, vergleiche Abbildung 5.1.

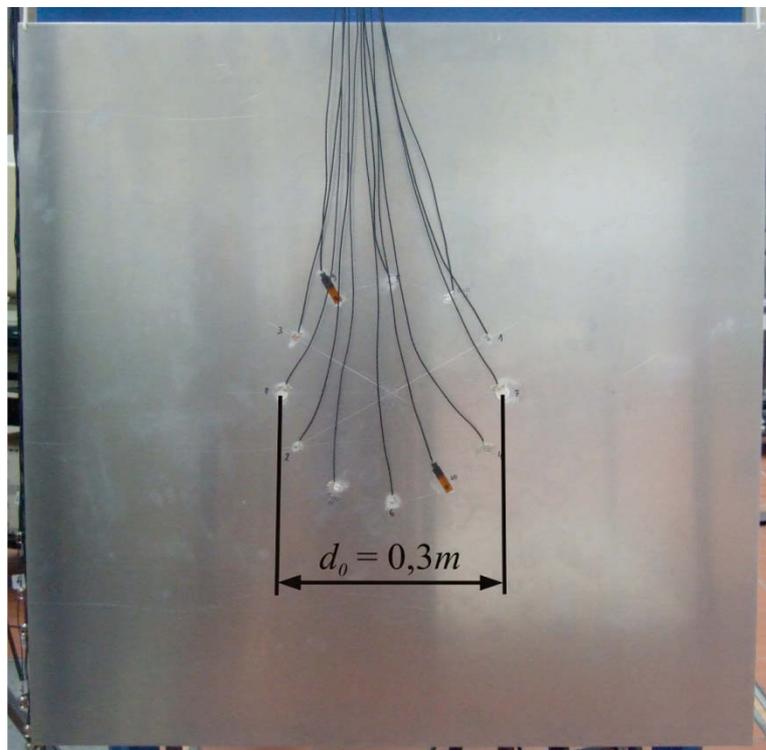


Abbildung 5.1: Für die Analyse der piezoelektrischen Aktoreigenschaften werden insgesamt sechs runde PZTs jeweils paarweise gegenüber auf einer $1,5mm$ bzw. $3mm$ dicken Aluminiumplatte im Abstand $d_0=0,3m$ angeordnet.

Eine Herausforderung bei der Gestaltung des Experiments besteht darin, den Abstand d_0 zwischen den paarweise angeordneten Sensoren derart zu definieren, dass sich die Wellenformen nicht überlappen. Wird der Abstand zu groß gewählt, dann interferiert die an den Plattenrändern reflektierte und schnellere S_0 -Mode mit der einfallenden A_0 -Mode. Im umgekehrten Fall kommt es durch die zu geringe Distanz und die damit verbundene zu geringe Laufzeit noch nicht zu einer vollständigen Separation der Wellenmoden. Mit Hilfe der Spektralelementemethode aus [SCHULTE 2010] ist die Wellenausbreitung in dieser Struktur bereits vor dem experimentellen Aufbau für mehrere Anregungsfrequenzen simuliert worden. Daraus hat sich ein geeigneter Abstand von $d_0 = 0,3m$ herausgestellt.

Die Spezifikationen der untersuchten Sensoren sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Es ist erwähnenswert, dass drei der Sensoren vom Typ PIC151 der Firma PI Ceramic sind und somit identische piezoelektrische Eigenschaften, aber unterschiedliche geometrische Abmessungen aufweisen. Unter der Annahme einer identischen Klebung kann damit alleine der Einfluss der Sensorgeometrie auf die Dehnungscharakteristik beurteilt werden. Des

Weiteren kommen kommerziell verfügbare SMART Layer Sensoren der Fa. Acellent zum Einsatz, die bereits in SHM-Systemen Anwendung gefunden haben, vergleiche beispielsweise [QING *et al.* 2006].

Tabelle 5.1: Spezifikationen der untersuchten piezoelektrischen Aktoren.

Beschreibung der Aktoren	\varnothing [mm]	t_a [mm]
(1) PI Ceramic / PIC151	5	1
(2) PI Ceramic / PIC151	10	0,25
(3) PI Ceramic / PIC151	20	0,25
(4) PI Ceramic / PIC255	10	0,2
(5) Noliac Ceramics / PCM-51	3	3
(6) Fa. Acellent / SMART Layer Sensor	6,35	0,254

Unter Einsatz der automatischen Datenerfassung aus Abschnitt 3.2 werden Ultraschallwellen mit einer Frequenz von 20kHz bis 500kHz bei einem Inkrement von 5kHz vom jeweiligen Aktor ausgesendet und anschließend vom baugleichen Sensor gemessen. Die Anzahl der Schwingspiele variiert ganzzahlig zwischen drei und sieben. Jede Messung wird insgesamt 30 Mal wiederholt, um das Signal-Rauschen-Verhältnis zu verbessern. Durch die sehr große Datenmenge ist ein Algorithmus entwickelt worden, welcher die Dehnungscharakteristiken automatisch aus den gemessenen Ultraschallsignalen extrahiert. Dabei stellt sich der dispersive Charakter der Lambwellen als Schwierigkeit heraus, weil sich die Wellengeschwindigkeit mit der Anregungsfrequenz verändert und die automatische Extraktion der Dehnungscharakteristik erschwert. Die Grundidee des Algorithmus besteht darin, dass die erwartete Ankunftszeit der A_0 -Mode über deren Gruppengeschwindigkeit $c_{Gr,A_0}(fd, \omega)$ abgeschätzt werden kann. Dadurch, dass der Abstand zwischen den Sensorpaaren d_0 bekannt ist, lautet der erwartete Startpunkt für das Wellenpaket der A_0 -Mode:

$$t_1(\omega) = \frac{d_0}{c_{Gr,A_0}(fd, \omega)}. \quad (5.1)$$

Ferner kann das Ende dieser Wellenform geschätzt werden durch

$$t_2(\omega) = t_1(\omega) + \kappa(\omega) \frac{2\pi n_S}{\omega}. \quad (5.2)$$

Als Ergebnis der Gleichungen (5.1) und (5.2) liegt das Wellenpaket der A_0 -Mode in einem zeitlichen Fenster zwischen $t_1(\omega)$ und $t_2(\omega)$. Hierbei bezeichnet n_S die Anzahl der Schwingspiele und $\kappa(\omega)$ einen dimensionslosen Faktor, der linear mit der Frequenz ansteigt und die Verbreiterung des Wellenpakets durch den Einfluss von Dispersion und

Resonanzeffekten berücksichtigt. Das absolute Maximum der A_0 -Mode, welches für die Dehnungscharakteristik benötigt wird, liegt somit in dem erwähnten Zeitfenster. Mit dem Wissen, dass die S_0 -Mode durch die höhere Wellengeschwindigkeit vor der A_0 -Mode am Sensor ankommen muss, kann die maximale Sensorspannung der S_0 -Mode vor $t_1(\omega)$ ermittelt werden. Mit Hilfe eines Algorithmus zur Bestimmung der Ersteinsatzzeit, siehe [GROSSE und REINHARDT 1999], kann weiterhin der Beginn der S_0 -Mode und jener der A_0 -Mode automatisch ermittelt werden.

Abbildung 5.2 zeigt eine Seismogrammdarstellung mehrerer Ultraschallsignale für unterschiedliche Anregungsfrequenzen. Die Daten entstammen der 3mm dicken Aluminiumstruktur, bei der das Anregungssignal drei Schwingenspiele aufweist. Die Wellenpakete im vorderen Bereich der Ultraschallsignale sind die direkt einfallenden fundamentalen Wellenmoden, während die Wellenformen im hinteren Teil auf Reflexionen von den Strukturkanten zurückgehen.

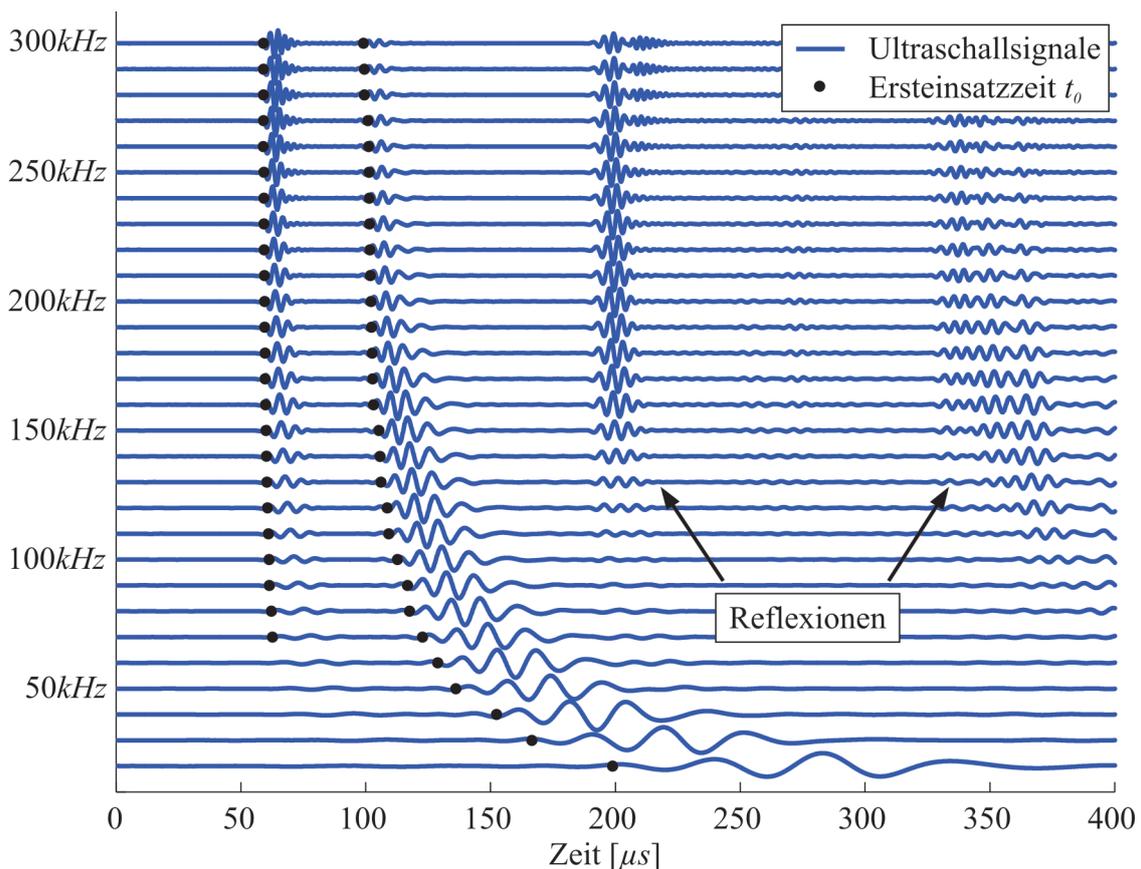


Abbildung 5.2: Seismogrammdarstellung bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen unter Verwendung des PIC151-Aktors ($\varnothing=10\text{mm}$, $t_a=0,25\text{mm}$) und der 3mm dicken Struktur. Die automatisch extrahierten Ersteinsatzzeiten der S_0 -Mode und der A_0 -Mode sind ebenfalls eingezeichnet.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Ersteinsatzzeiten der S_0 -Mode und jene der A_0 -Mode korrekt identifiziert werden können. Dies wird speziell in Abbildung 5.3 deutlich, in der die

theoretisch ermittelten Gruppengeschwindigkeiten durch die Rayleigh-Lamb-Gleichung aus Abschnitt 2.1 mit den experimentell bestimmten Gruppengeschwindigkeiten verglichen werden. Im Bereich kleiner fd -Produkte lässt sich die Ersteinsatzzeit und damit auch die Gruppengeschwindigkeit für die S_0 -Mode nicht bestimmen, weil die Wellenmode in diesem Bereich nicht signifikant angeregt wird. Dieser Effekt ist auf die frequenzabhängige Dehnungscharakteristik zurückzuführen, welche im Weiteren analysiert werden soll. Die Abweichungen zwischen der theoretischen Vorhersage und den experimentell ermittelten Gruppengeschwindigkeiten können primär auf den für die Ermittlung der Ersteinsatzzeit verwendeten Algorithmus nach [GROSSE und REINHARDT 1999] zurückgeführt werden.

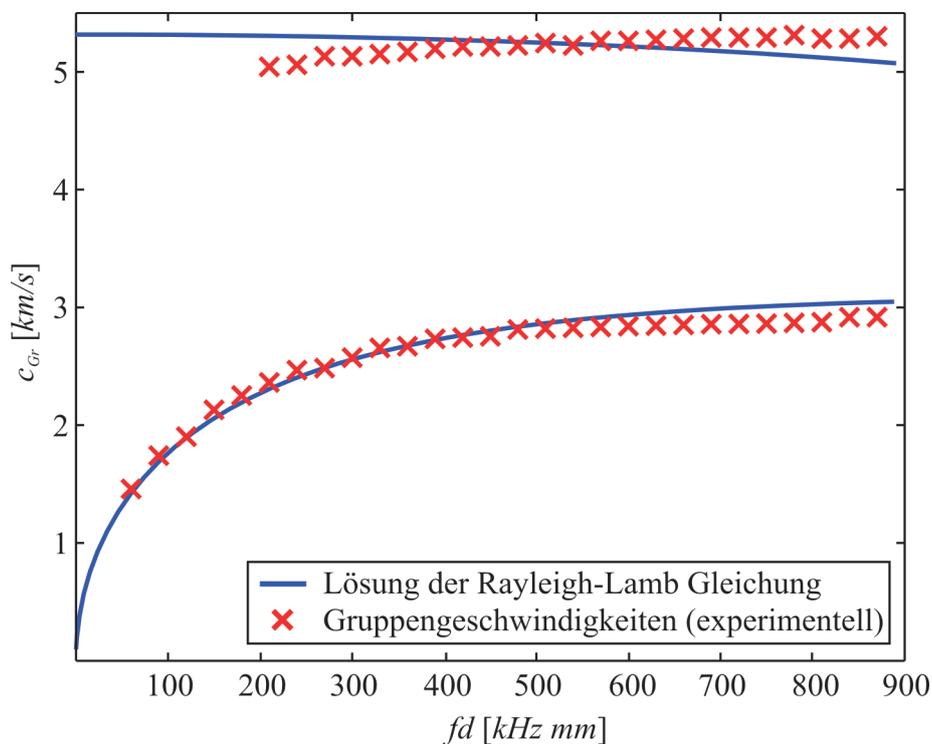


Abbildung 5.3: Quantitativer Vergleich zwischen der analytischen Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung und den experimentell ermittelten Gruppengeschwindigkeiten. Bei relativ geringen fd -Produkten kann die Geschwindigkeit der S_0 -Mode nicht bestimmt werden, weil diese Wellenmode dort kaum angeregt werden kann, vergleiche Abbildung 5.2.

Vergleich der theoretischen mit den experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken

In Abbildung 5.4 wird die theoretische Lösung für die Dehnungscharakteristik, welche auf Gleichung (2.73) basiert, mit den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Hierbei wird zunächst der SMART Layer Sensor der Fa. Acellent für die 1,5mm dicke Aluminiumstruktur betrachtet. Das Anregungssignal beinhaltet in dieser Studie fünf Schwingspiele. Anhand von Abbildung 5.4a und Abbildung 5.4b ist zu erkennen, dass die theoretischen Berechnungen für die symmetrische und antisymmetrische Wellenmode qualitativ mit den experimentellen Messungen übereinstimmen. Daraus lässt sich folgern,

dass die A_0 -Mode im niedrigen fd -Bereich eine hohe Sensorantwort aufweist und mit zunehmender Frequenz deutlich absinkt. Demgegenüber ist die Sensorantwort der S_0 -Mode zunächst gering und steigt anschließend merklich an. Diese Erkenntnis deckt sich mit dem, was andere Forscher beobachtet haben [GIURGIUTIU 2005; STASZEWSKI *et al.* 2004]. Der anteilige Anstieg der Dehnungscharakteristik bei der experimentell ermittelten S_0 -Mode und relativ niedrigen Frequenzen lässt sich auf elektromagnetisches Übersprechen zurückführen. [SANTONI *et al.* 2007] diskutieren die effektive Sensorlänge, welche die Autoren bei der Berechnung des betrachteten Kopplungsmodells berücksichtigen. Aufgrund der Schubspannungsübertragung, welche vornehmlich an den Rändern des Aktors stattfindet, darf die Sensorlänge nicht komplett in das Modell eingehen. In dieser Arbeit kann für eine effektive Sensorlänge von 83% der ursprünglichen Sensorlänge eine qualitative Übereinstimmung zwischen Messdaten und Modell erreicht werden. Die Wahl dieses Modellparameters deckt sich mit Werten aus der Literatur [SANTONI *et al.* 2007].

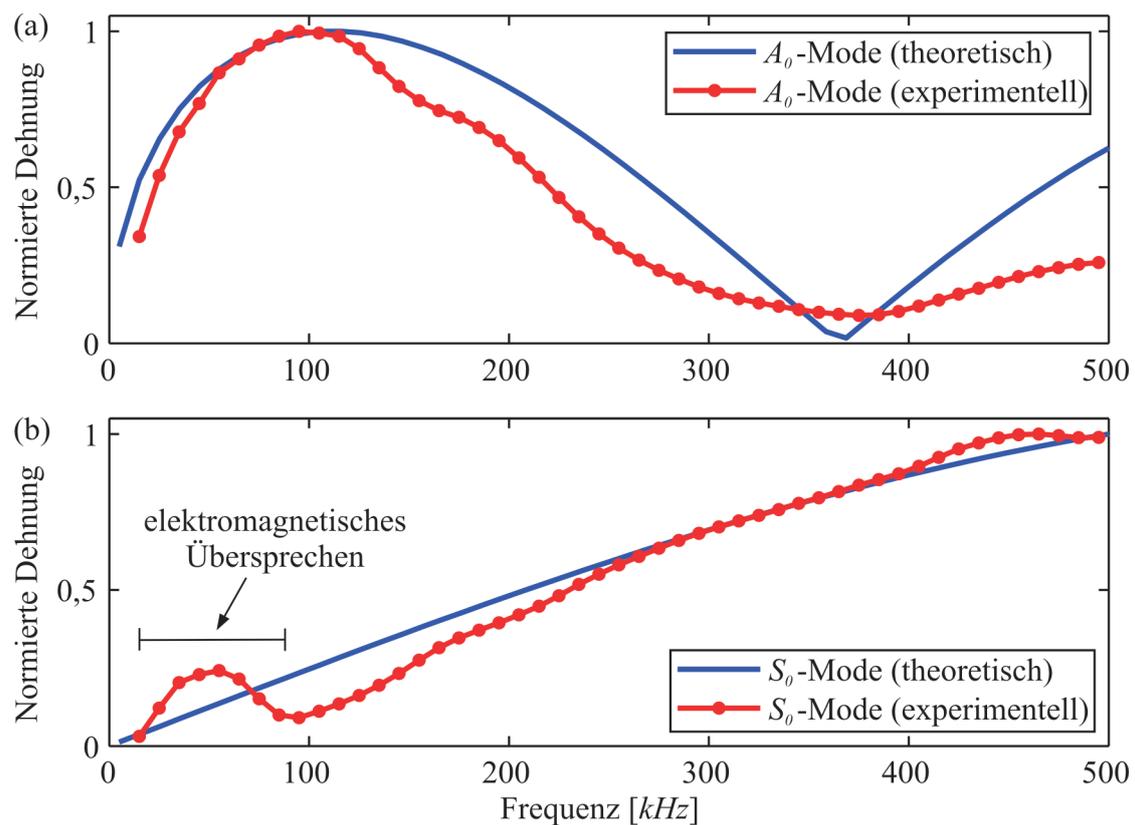


Abbildung 5.4: Ein Vergleich zwischen den theoretisch berechneten und den experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken (a) für die A_0 -Mode und (b) für die S_0 -Mode.

Abbildung 5.5 illustriert die Verhältnisse der A_0 - zur S_0 -Mode und vice versa bei dem SMART Layer Sensor. Der erste Quotient erreicht sein Maximum bei einer Frequenz von $f_c=90\text{kHz}$, was bedeutet, dass bei dieser Frequenz die A_0 -Mode im Verhältnis zur S_0 -Mode am

stärksten angeregt wird. Demgegenüber ist bei einer Frequenz von $f_c=380\text{kHz}$ zu beobachten, dass das Modenverhältnis S_0/A_0 maximal wird. Diese beiden ausgezeichneten Punkte werden als „sweet spot“-Frequenzen bezeichnet [GIURGIUTIU 2005].

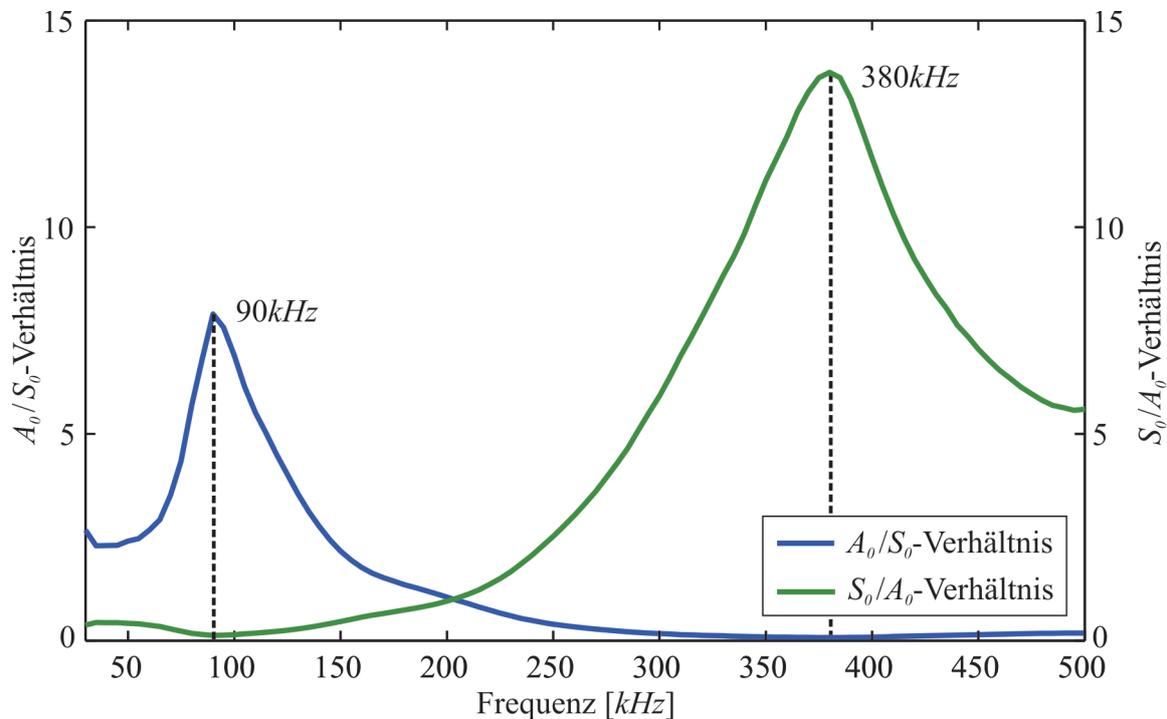


Abbildung 5.5: Die Modenverhältnisse von A_0/S_0 -Mode werden bei 90kHz maximal. Demgegenüber ist das Verhältnis von S_0/A_0 -Mode bei 380kHz maximal.

Die Veränderlichkeit der induzierten Dehnung mit der Anregungsfrequenz hat bedeutsame Auswirkungen auf die Signalkomplexität der Ultraschallwellen. Das in Abbildung 5.6a dargestellte Sensorsignal der 1,5mm dicken Aluminiumplatte beinhaltet eine Grundfrequenz von $f_c=200\text{kHz}$. In diesem Fall sind beide Wellenmoden gleichermaßen enthalten, was die Signalkomplexität erhöht. Im Unterschied dazu zeigt Abbildung 5.6b ein Sensorsignal, das bei der „sweet spot“-Frequenz der A_0 -Mode von $f_c=90\text{kHz}$ gemessen worden ist. Hier fällt die Sensorantwort der S_0 -Mode relativ gering aus und die A_0 -Mode dominiert. Eine weitaus höhere Modenreinheit ist bei dem in Abbildung 5.6c dargestellten Ultraschallsignal zu erkennen. Bei der „sweet spot“-Frequenz der S_0 -Mode von $f_c=380\text{kHz}$ ist die Sensorspannung der A_0 -Mode kaum mehr visuell wahrnehmbar. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bereits durch Veränderung der Anregungsfrequenz die Modenverhältnisse umgekehrt werden können. Damit ist es nicht mehr unbedingt notwendig, die Aktoren wie in [KIM und SOHN 2007] auf beiden der Seiten der Struktur zu platzieren.

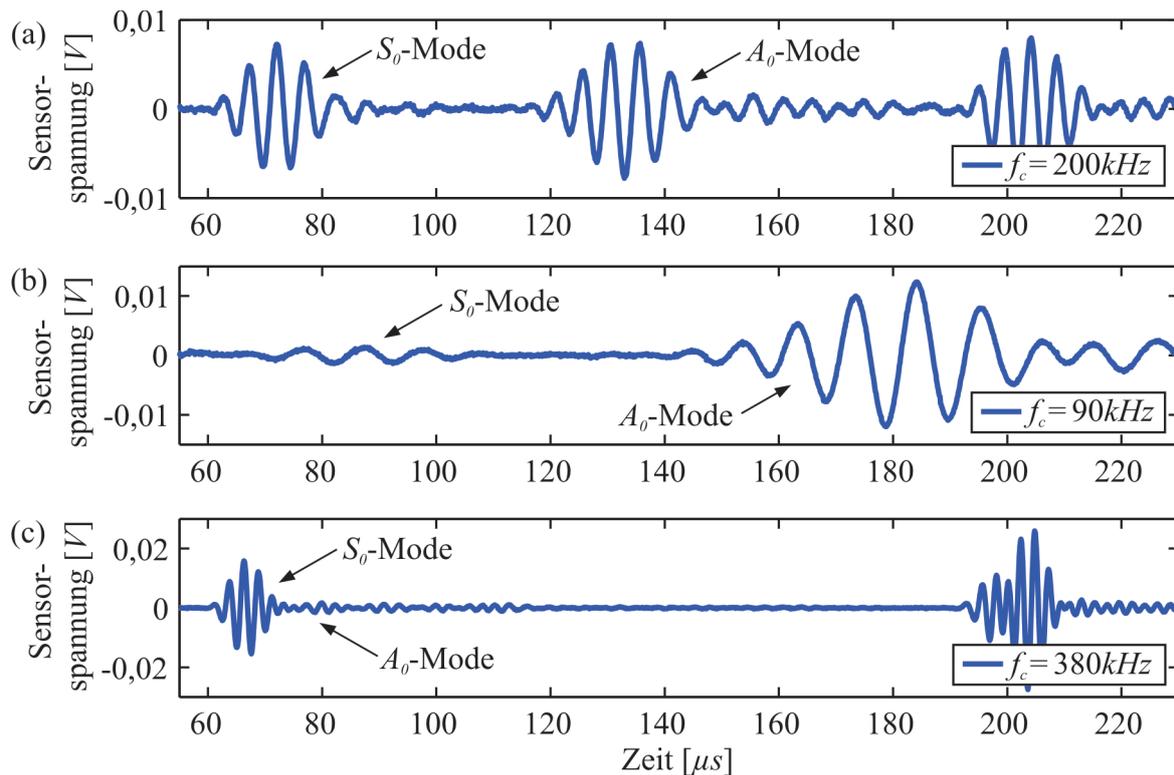


Abbildung 5.6: (a) Ultraschallsignal bei der Frequenz $f_c=200\text{kHz}$ mit einer vergleichsweise hohen Signalkomplexität, weil sowohl S_0 - wie auch A_0 -Mode gleichermaßen vertreten sind;
 (b) Ultraschallsignal bei der „sweet spot“-Frequenz der A_0 -Mode bei $f_c=90\text{kHz}$;
 (c) Ultraschallsignal bei der „sweet spot“-Frequenz der S_0 -Mode bei $f_c=380\text{kHz}$.

Gegenüberstellung der Dehnungscharakteristiken unterschiedlicher PZTs

In einem nächsten Schritt werden die Dehnungscharakteristiken verschiedener piezoelektrischer Aktoren gegenübergestellt. Abbildung 5.7 zeigt die Dehnungscharakteristiken für die beiden fundamentalen Wellenmoden bei der 1,5mm dicken Aluminiumplatte und fünf Schwingspielen im Anregungssignal. Es lässt sich beobachten, dass sich die Ergebnisse der PIC151 Sensoren deutlich voneinander unterscheiden, obwohl sie aus dem gleichen Werkstoff bestehen. Der Aktor mit einem Durchmesser von 5mm und einer Dicke von $t_a=1\text{mm}$ weist keine „sweet spots“ auf, wie sie für die SMART Layer-Sensoren in Abbildung 5.4 zu sehen sind. Es entsteht jeweils ein ausgeprägtes Maximum für beide Wellenmoden im höheren Frequenzbereich. Eine Veränderung der Aktorgeometrie auf $\varnothing=10\text{mm}$ und eine Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ zeigt, bezogen auf die Dehnungscharakteristiken, ein gänzlich anderes Verhalten. Es gibt in diesem Fall eine hohe Sensorantwort der A_0 -Mode bei niedrigen Frequenzen und ein ausgewiesenes Maximum der S_0 -Mode bei höheren Frequenzen. Der Überlappungsbereich der entsprechenden Kurven ist relativ klein. Damit ist diese Dehnungscharakteristik jener der SMART Layer Sensoren ähnlich. Die Kurven des PIC255-Sensors ähneln jener des PIC151-Sensors mit einem Durchmesser von 10mm und

einer Dicke von $t_a=0,25mm$, allerdings mit einer etwas reduzierten Sensorspannung und leicht verschobenen Maxima. Ferner ist zu beachten, dass die Sensorantwort der A_0 -Mode bei $320kHz$ ein zweites Maximum aufweist. Beim PIC151-Sensor mit einem Durchmesser von $20mm$ und einer Dicke von $t_a=0,25mm$ kommt es ab einer Frequenz von $250kHz$ durch Resonanzeffekte zu starken Verzerrungen des Sensorsignals. Aus diesem Grund wird dieser Sensor nicht gesondert betrachtet.

Eine interessante Beobachtung lässt sich beim PCM-51-Sensor der Fa. Noliac Ceramics machen. Die Dehnungscharakteristik der A_0 -Mode weist ein ausgeprägtes Maximum bei etwa $320kHz$ auf. Auf der anderen Seite regt dieser Sensor kaum die S_0 -Mode an, wodurch über den gesamten betrachteten Frequenzbereich ein hohes A_0/S_0 -Modenverhältnis herrscht. Eine modenselektive Anregung der S_0 -Mode ist demnach mit diesem Sensor nicht möglich.

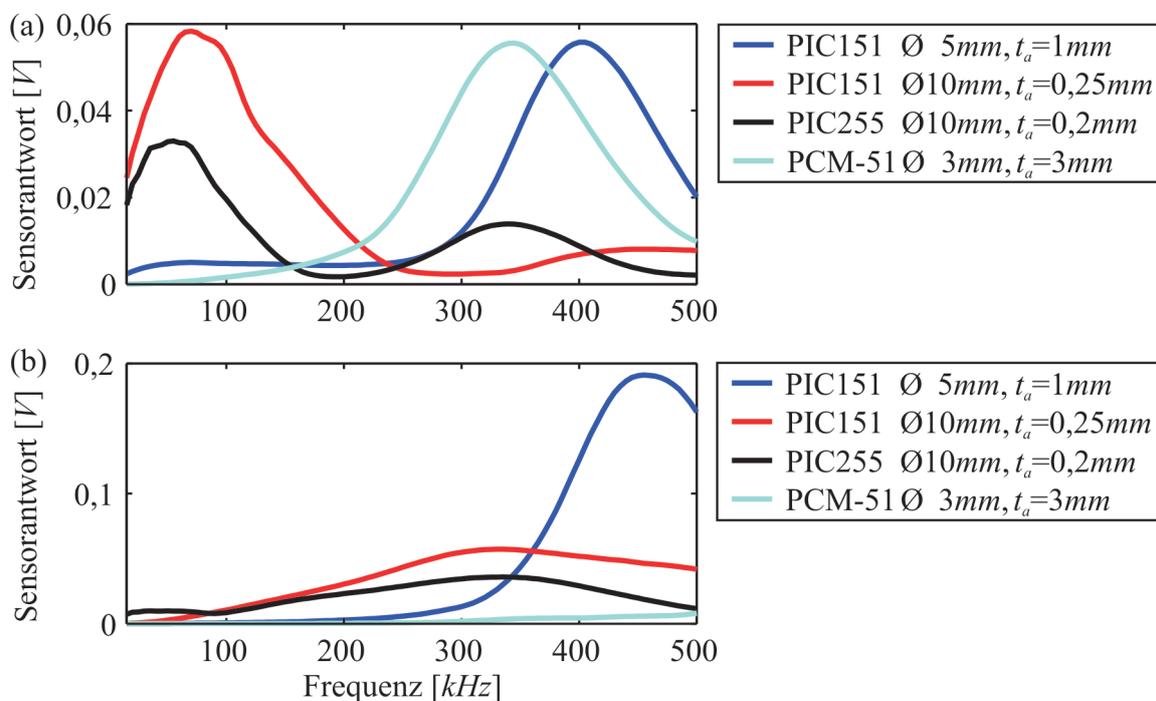


Abbildung 5.7: Vergleich der experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken von vier unterschiedlichen PZTs; (a) Dehnungscharakteristiken der A_0 -Mode und (b) der S_0 -Mode.

Einfluss der Schwingenzahl auf die experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken

Neben der Anregungsfrequenz gibt es eine zweite wichtige Einflussgröße für das Aktorsignal: die Anzahl der Schwingenzahlen n_s . Je größer dieser Wert bei der gleichen Grundfrequenz gewählt ist, desto enger ist das Frequenzspektrum, vergleiche Abbildung 3.4. Gleichzeitig kommt es bei höheren Schwingenzahlen zu einer längeren zeitlichen Ausdehnung des Anregungssignals, vergleiche Abbildung 3.3. Mit diesen Überlegungen ist zu erwarten, dass sich eine größere Schwingenzahl positiv auf die Sensorantwort der Dehnungscharakteristik auswirkt. Diese theoretischen Vorüberlegungen lassen sich anhand von Abbildung 5.8

bestätigen, in der die experimentell ermittelten Dehnungscharakteristiken für den PIC151-Sensor mit dem Durchmesser von 10mm und einer Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ am Beispiel der $1,5\text{mm}$ dicken Aluminiumplatte dargestellt sind. Bei kleineren Schwingspielzahlen sinkt die Sensorantwort der Dehnungscharakteristik sowohl für die S_0 -Mode wie auch für die A_0 -Mode merklich ab. Damit erhärtet sich die These, dass ein Kompromiss bei der Wahl des Anregungssignals gefunden werden muss. Zum einen sollte die Ausdehnung des Aktorsignals im Zeitbereich möglichst gering sein. Gleichzeitig wird gefordert, dass die durch den Aktor in die Struktur eingeleitete Dehnung möglichst groß ist.

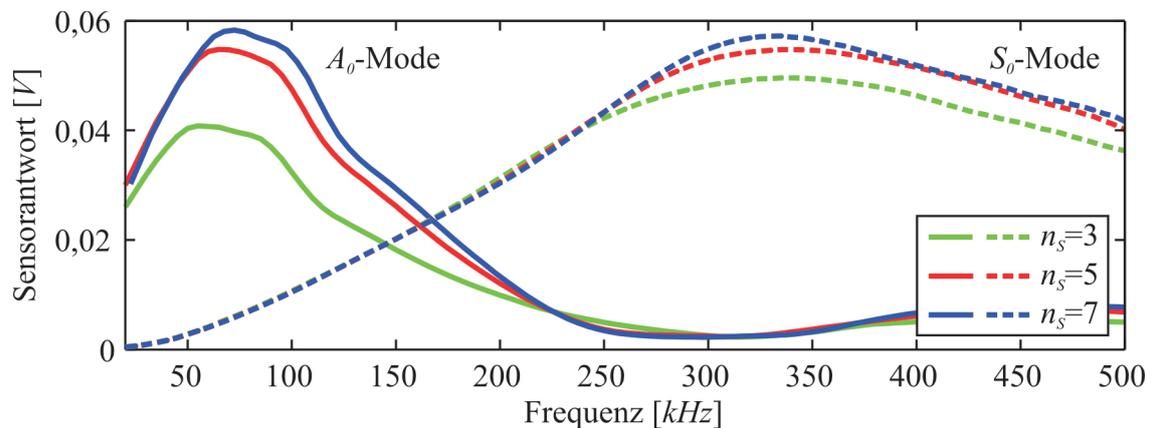


Abbildung 5.8: Dehnungscharakteristik des PIC151-Sensors am Beispiel der $1,5\text{mm}$ dicken Aluminiumplatte in Abhängigkeit der Schwingspielzahl.

Dehnungscharakteristiken bei unterschiedlichen Plattendicken

Die Strukturdicke ist bei Lambwellen ein wichtiger Parameter, weil sie u.a. einen bedeutsamen Einfluss auf die Wellengeschwindigkeit besitzt, vergleiche Kapitel 2.1. Aus diesem Grund werden in der nun folgenden Studie die Dehnungscharakteristiken für den PIC151-Sensor mit dem Durchmesser von 10mm und einer Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ bei unterschiedlichen Plattendicken verglichen. Abbildung 5.9 zeigt die Dehnungscharakteristiken der fundamentalen Wellenmoden für die Plattendicken $1,5\text{mm}$ und 3mm . Es lässt sich unter der Annahme einer identischen Klebung beobachten, dass zwar der qualitative Verlauf der Kurven erhalten bleibt, aber bei der 3mm dicken Platte eine deutliche Reduzierung in der Sensorsspannung stattfindet. Bei der A_0 -Mode beträgt die Reduzierung etwa 56% und bei der S_0 -Mode etwa 35% . Ferner kommt es bei der Dehnungscharakteristik der S_0 -Mode zu einer leichten Verschiebung des Maximums. Während das Maximum bei der $1,5\text{mm}$ dicken Aluminiumstruktur bei etwa 340kHz auftritt, ist das entsprechende Maximum bei der 3mm dicken Aluminiumplatte bei etwa 380kHz angesiedelt. Nichtsdestotrotz kann man auch für die 3mm Platte festhalten, dass eine modenselektive Anregung möglich ist.

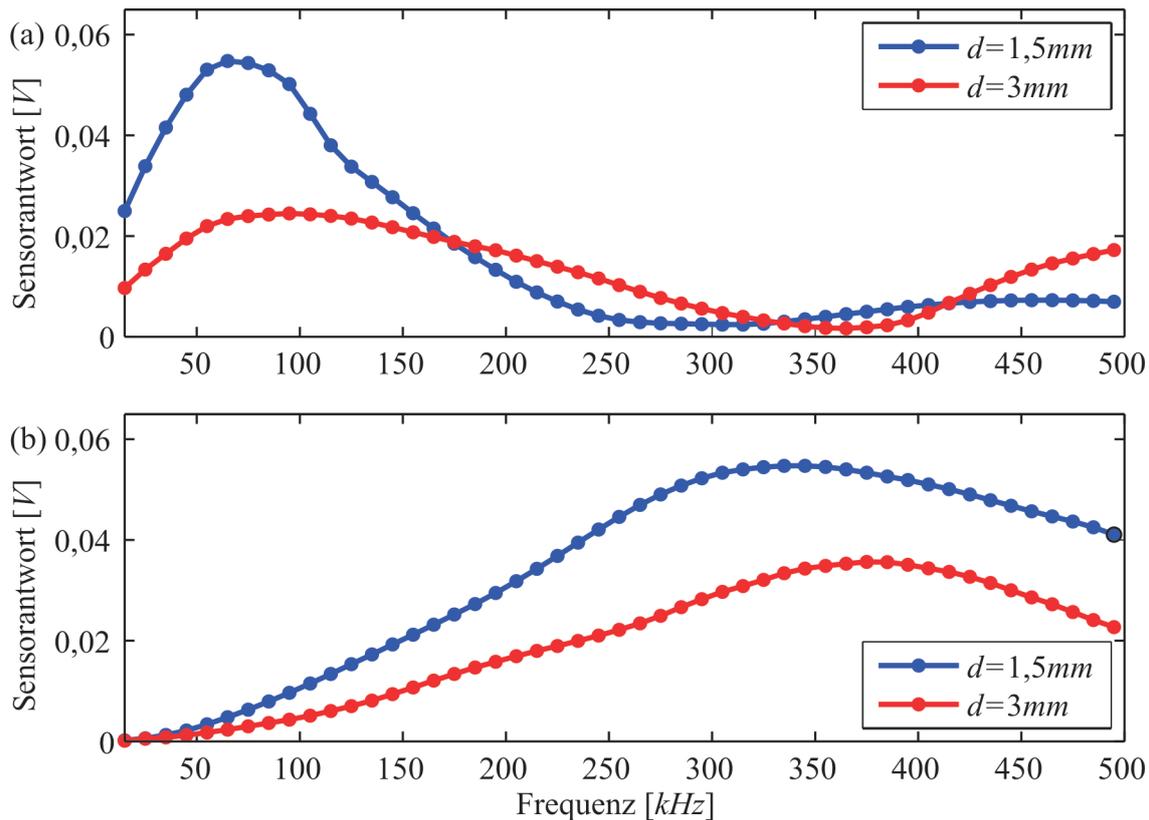


Abbildung 5.9: Vergleich der Dehnungscharakteristiken des PIC151-Sensors bei einer 1,5mm und einer 3mm dicken Aluminiumstruktur; Dehnungscharakteristik (a) der A_0 -Mode und (b) der S_0 -Mode.

Die bisherigen Studien haben gezeigt, dass der Acellent SMART-Sensor und der PIC151-Sensor mit dem Durchmesser von 10mm und einer Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ vergleichbare Dehnungscharakteristiken aufweisen, vergleiche Abbildung 5.4 und Abbildung 5.8. In beiden Fällen ist eine modenselektive Anregung möglich. Da allerdings letzterer Sensor deutlich preisgünstiger ist, wird er für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit ausgewählt.

Abstrahlverhalten des ausgewählten piezoelektrischen Aktors

Bei der Analyse der Richtungsabhängigkeit der von einem runden piezoelektrischen Aktor eingeleiteten Dehnung, im Folgenden als Abstrahlverhalten bzw. Abstrahlfeld bezeichnet, kommt ein Laser-Doppler-Vibrometer zum Einsatz. Der dazugehörige Versuchsaufbau, mit dem eine vollautomatische Erfassung des Wellenfeldes durchgeführt werden kann, ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Das Messsystem besteht aus insgesamt fünf wesentlichen Komponenten: Einem PC, einem USB-Oszilloskop (Handyscope HS3), der Lasereinheit (Polytec CLV 1000 mit dem Messkopf Polytec CLV 700), einem motorisierten x - y -Tisch mit entsprechender Steuereinheit und einem PZT, welcher auf die Oberfläche der Plattenrückseite aufgeklebt ist.

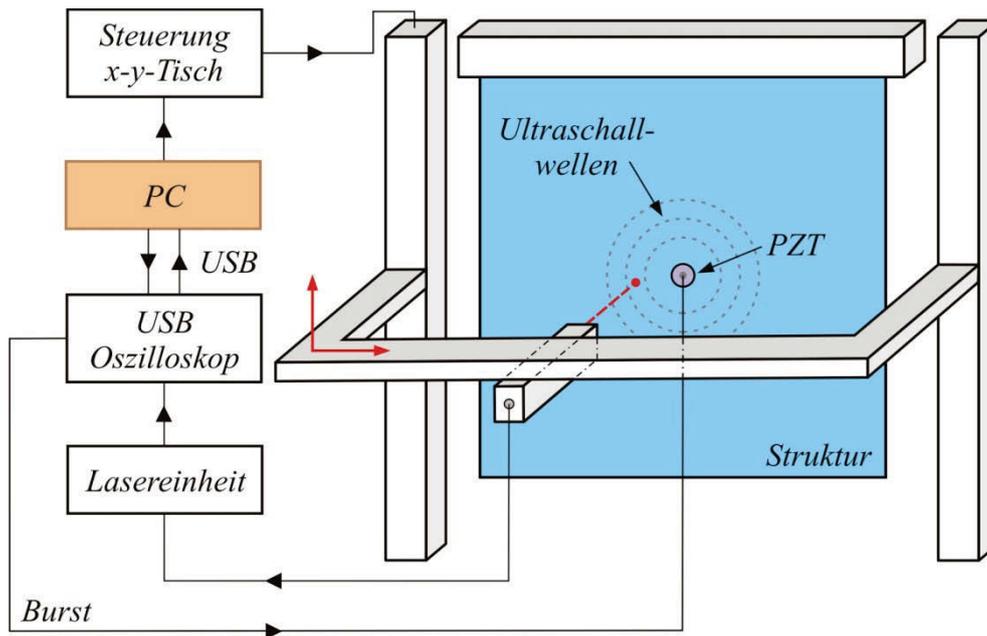


Abbildung 5.10: Experimentelle Datenerfassung unter Einsatz des Laser-Doppler-Vibrometers.

Wird nun der PZT mit dem Anregungsspannungssignal beaufschlagt, deformiert sich die Keramik und Lambwellen breiten sich aus. Das Lasersystem kann nun an jeder Position der Platte durch eine punktförmige und berührungslose Messung jene Wellenfeldanteile registrieren, welche aus der Ebene heraus schwingen. Bei relativ geringen Frequenz-Dicken-Produkten entspricht dies hauptsächlich der A_0 -Mode, vergleiche Abschnitt 2.1. Die Aufgabe des x-y-Tisches, welcher vom PC aus gesteuert werden kann, besteht darin, den Laser an jede Koordinate der Struktur zu verfahren. Das optische Signal, welches vom Laser kommt, wird durch die Lasereinheit in ein elektrisches Spannungssignal umgewandelt. Dieses analoge Signal kann dann unter Verwendung des USB-Oszilloskops mit einer Abtastrate von 10MHz digitalisiert und anschließend auf den PC übertragen werden. Dort wird es für die nachträgliche Signalverarbeitung abgespeichert.

Theoretisch ist zu erwarten, dass das Abstrahlungsfeld bei einem runden PZT, der sich auf der Oberfläche einer isotropen Platte befindet, in alle Raumrichtungen identisch ist. Der Aktor ist auf der Rückseite einer 600mm x 600mm großen und 1,5mm dicken Aluminiumstruktur aufgeklebt, so dass der Laser ungehindert die flache Vorderseite abrastern kann. Für die folgende Studie wird ein Polarkoordinatensystem definiert, dessen Mittelpunkt sich in der Plattenmitte befindet, wo auch der Mittelpunkt des runden PZTs liegt. Für die Wahl der Messpunkte wird zwischen dem Nahfeld und dem Fernfeld unterschieden. Eine Abschätzung der Fernfeldgrenze R_F , welche das Nahfeld vom Fernfeld abgrenzt, kann nach [GIURGIUTIU 2008] mit Hilfe von

$$R_F > 2D_A^2 / \lambda \quad (5.3)$$

erfolgen. In dieser Gleichung, die ursprünglich der Antennentheorie entstammt, entspricht D_A der Antennengröße und λ der Wellenlänge. Übertragen auf das vorliegende System wird für D_A approximativ der Durchmesser des PZTs gewählt. Bei der hier betrachteten Grundfrequenz von $f_c=90\text{kHz}$ und der dazugehörigen Phasengeschwindigkeit c_{Ph} aus dem Dispersionsdiagramm, folgt aus der Grundgleichung

$$\lambda = \frac{c_{Ph}}{f_c} \quad (5.4)$$

eine Wellenlänge von $\lambda=0,0233\text{m}$. Als Ergebnis lautet die Fernfeldgrenze $R_F=0,009\text{m}$. Innerhalb des Nahfeldes wird eine hohe räumliche Auflösung von $0,2\text{mm}$ in radialer und zirkularer Richtung verwendet. Im Fernfeld erhöht sich die räumliche Diskretisierung in beide Richtungen auf 1mm . Für die Verbesserung des Signal-Rauschen-Verhältnisses wird an jedem Messpunkt insgesamt zehn Mal gemittelt.

Abbildung 5.11a zeigt das Abstrahlungsfeld des Aktors bei der Grundfrequenz von $f_c=90\text{kHz}$. Unmittelbar in der Nähe des PZTs kommt es zu der größten Schwinggeschwindigkeit, welche ungleichmäßig in die verschiedenen Raumrichtungen abfällt. Dies wird besonders bei den Schnitten durch das Abstrahlungsfeld deutlich, vergleiche Abbildung 5.11b.

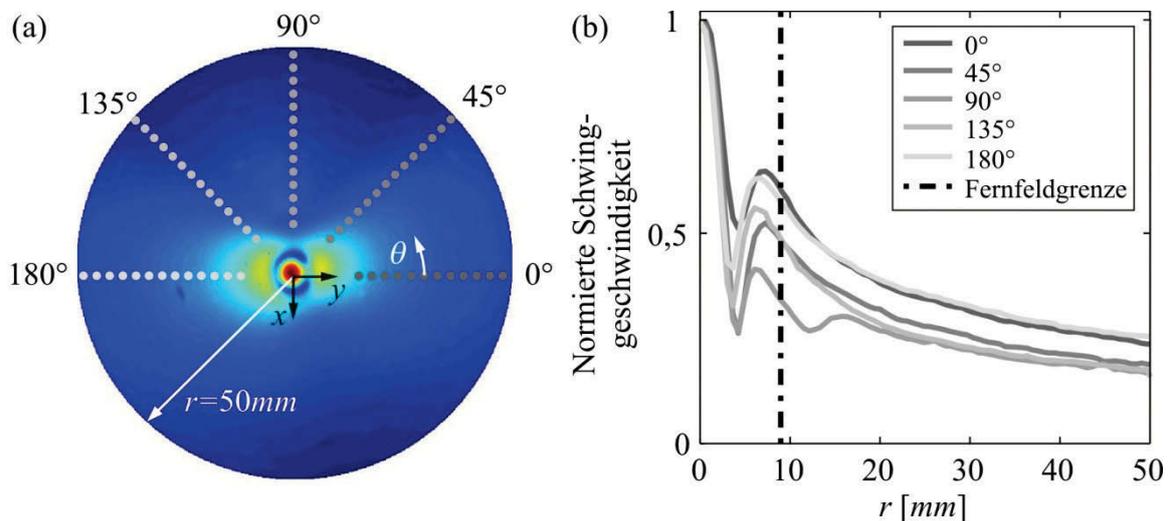


Abbildung 5.11: (a) Draufsicht auf das Abstrahlungsfeld. Unmittelbar am PZT kommt es zu der höchsten Schwinggeschwindigkeit. (b) Schnitte durch das Abstrahlungsfeld. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Schwinggeschwindigkeit des Abstrahlungsfelds richtungsabhängig ist.

Bemerkenswert ist, dass bei 5mm ein vorläufiges Minimum eintritt, welches gerade dem Radius des untersuchten PZTs entspricht. Ob dies eine allgemeine Charakteristik ist, kann an

dieser Stelle nicht abschließend geklärt werden. Hierfür sind weitere Untersuchungen notwendig.

Das richtungsabhängige Abstrahlverhalten ist kürzlich von [HUANG *et al.* 2008] untersucht worden. Die Autoren haben ein Finite-Elemente Modell eines piezoelektrischen Aktors erstellt, welcher durch eine Klebschicht mit einer isotropen Struktur gekoppelt ist. Dabei haben sie festgestellt, dass die Richtungsabhängigkeit auf die Eigendynamik der PZTs in Form der zweiten Biegemode zurückgeht. Ferner haben sie herausgefunden, dass diese Richtungsabhängigkeit von der Frequenz abhängt und mit steigender Frequenz zunimmt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die ursprüngliche Annahme über das homogene Abstrahlverhalten eines runden PZTs in einer isotropen Platte nicht zutreffend ist, weil die Beträge der emittierten Wellen deutlich von der Ausbreitungsrichtung abhängen. Dies wird allerdings nicht in den Algorithmen der Schadenslokalisierung aus Kapitel 3.4 berücksichtigt, so dass hier eine potenzielle Fehlerquelle bei der Bestimmung des Schadensortes besteht.

5.2 Autonome Schadensdiagnose in isotropen und anisotropen Platten

5.2.1 Detektion eines rissförmigen Schadens in einer Aluminiumstruktur bei veränderlicher Umgebungstemperatur

Das Ziel des nun folgenden Abschnitts besteht in der automatischen Detektion eines rissförmigen Schadens bei veränderlichen Umgebungstemperaturen in einer Aluminiumplatte.

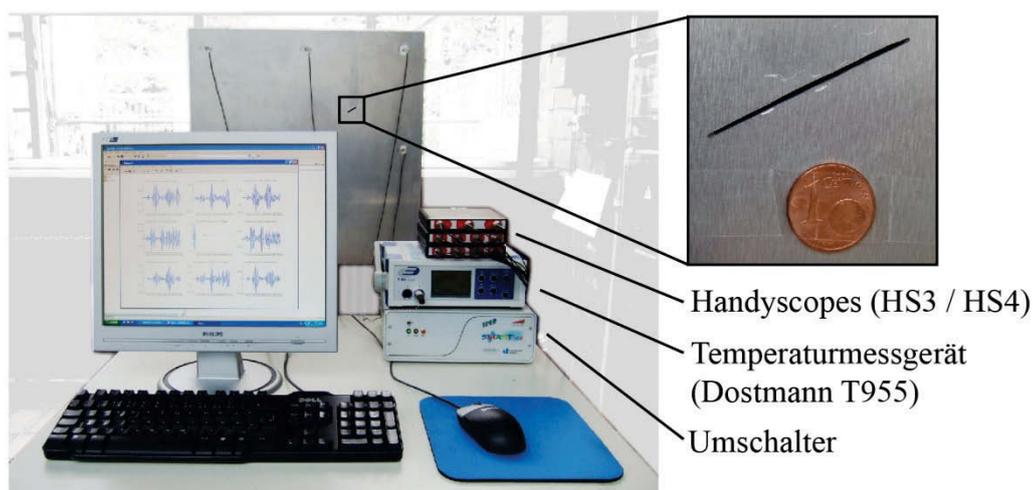


Abbildung 5.12: Experimenteller Versuchsaufbau für die automatisierte Überwachung einer Plattenstruktur. Der eingebrachte Schnitt ist zunächst 15mm lang und 1mm breit. Anschließend wird er auf eine Länge von 40mm und 1mm Breite erweitert.

Abbildung 5.12 zeigt zunächst den experimentellen Versuchsaufbau, welcher die hardwareseitige Realisierung des in Kapitel 3.2 vorgestellten Überwachungssystems darstellt.

Hierbei kommen insgesamt drei Handyscope-Instrumente für die A/D-Wandlung mit einer maximalen Abtastrate von 50MHz zum Einsatz. Des Weiteren beinhaltet das Überwachungssystem einen handelsüblichen Computer, einen Umschalter für die Erfassung aller Aktor-Sensorkombinationen sowie ein Temperaturmessgerät. Untersucht wird in diesem Kapitel eine Aluminiumstruktur mit den Abmaßen $600\text{mm} \times 600\text{mm} \times 1,5\text{mm}$, welche mit insgesamt neun piezoelektrischen Sensoren bestückt ist. Die PZTs vom Typ PIC151 weisen einen Durchmesser von 10mm und eine Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ auf. Alle Sensoren sind auf die Oberfläche der Struktur geklebt. Der Abstand zwischen den Sensoren ist äquidistant, vergleiche Abbildung 5.13 und Tabelle 5.2.

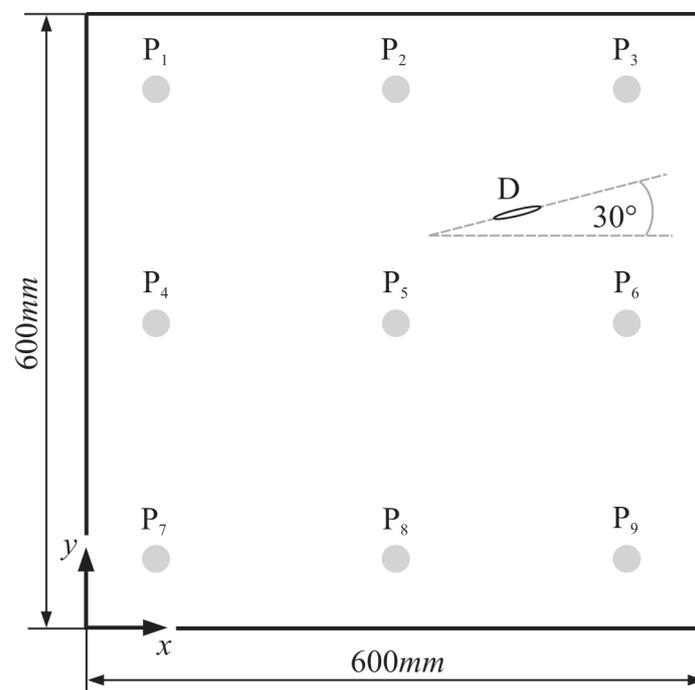


Abbildung 5.13: Die betrachtete Aluminiumstruktur besitzt eine Länge von 600mm , eine Breite von 600mm und eine Dicke von $1,5\text{mm}$. Insgesamt sind neun PZTs äquidistant zueinander angeordnet.

Die Aluminiumstruktur ist sowohl in der Trainingsphase als auch in der Monitoringphase den natürlichen Temperaturschwankungen im Labor ausgesetzt. Auf diese Weise können realistische Temperaturbewegungen möglichst genau nachgebildet werden. Jede 30 Minuten werden alle Aktor-Sensorkombinationen automatisch erfasst, wobei jede Messung für ein verbessertes Signal-Rauschen-Verhältnis fünf Mal gemittelt wird. Das Anregungssignal ist ein Hann-gefenstertes Kosinussignal mit einer Grundfrequenz von $f_c=380\text{kHz}$. Damit lässt sich nach Abbildung 5.8 eine hohe Modenreinheit der S_0 -Mode erzielen, welche sich positiv auf die Qualität der Temperaturkompensation auswirkt.

Tabelle 5.2: Sensorkoordinaten der Aluminiumstruktur aus Abbildung 5.13.

	<i>x-Koordinate [m]</i>	<i>y-Koordinate in [m]</i>
P ₁	0,05	0,55
P ₂	0,30	0,55
P ₃	0,55	0,55
P ₄	0,05	0,30
P ₅	0,30	0,30
P ₆	0,55	0,30
P ₇	0,05	0,05
P ₈	0,30	0,05
P ₉	0,55	0,05

Insgesamt werden bei dem vorliegenden Experiment 237 Datensätze der ungeschädigten Struktur aufgezeichnet. Die ersten 47 Datensätze dienen als Referenzdaten für die Temperaturkompensation. Die nächsten 80 Datensätze werden für die Bestimmung der Detektionsgrenzen eingesetzt. Die Validierung der Temperaturkompensation erfolgt mit den verbleibenden 110 Datensätzen. Im Anschluss an die Validierungsphase wird nun an der Position (0,42m/0,405m) ein Schnitt der Länge 15mm und der Breite 1mm eingebracht. Dieser weist gemäß Abbildung 5.13 einen Winkel von 30° zur horizontalen Achse auf. In diesem Zustand werden insgesamt 84 Datensätze gemessen. Anschließend erfolgt eine Verlängerung des Risses auf 40mm. Die Breite von 1mm bleibt erhalten. In diesem Zustand werden weitere 61 Datensätze aufgezeichnet.

Abbildung 5.14a zeigt die Temperaturen der Referenzdaten aus der ersten Trainingsphase in aufsteigender Reihenfolge. Die Temperaturen bewegen sich zwischen 13,00°C und 20,42°C. Für die Temperaturkompensation werden zwei Temperaturschrittweiten in den Referenzdaten betrachtet. Im ersten Fall, bei dem die Temperaturschrittweite im Mittel $\Delta T=0,16^\circ\text{C}$ beträgt, werden alle 47 verfügbaren Referenzdaten bei der Temperaturkompensation berücksichtigt. Im zweiten Fall erhöht sich die Temperaturschrittweite auf $\Delta T=7,42^\circ\text{C}$. Hier reduziert sich die Anzahl der Referenzdaten gemäß Abbildung 5.14a auf zwei. In Abbildung 5.14b sind die natürlichen Temperaturschwankungen der zweiten Trainingsphase (1-80) sowie der Monitoringphase (81-335) dargestellt. Die Temperaturgrenzen der Referenzdaten sind mit einer Strichpunktlinie in Abbildung 5.14b eingezeichnet. Man kann erkennen, dass die Temperaturen sowohl in der Validierungsphase als auch im geschädigten Zustand die Temperaturgrenzen aus den Trainingsdaten überschreiten. Dies hat einen bedeutsamen Einfluss auf die Qualität der Schadensdetektion, wie im weiteren Verlauf gezeigt werden soll.

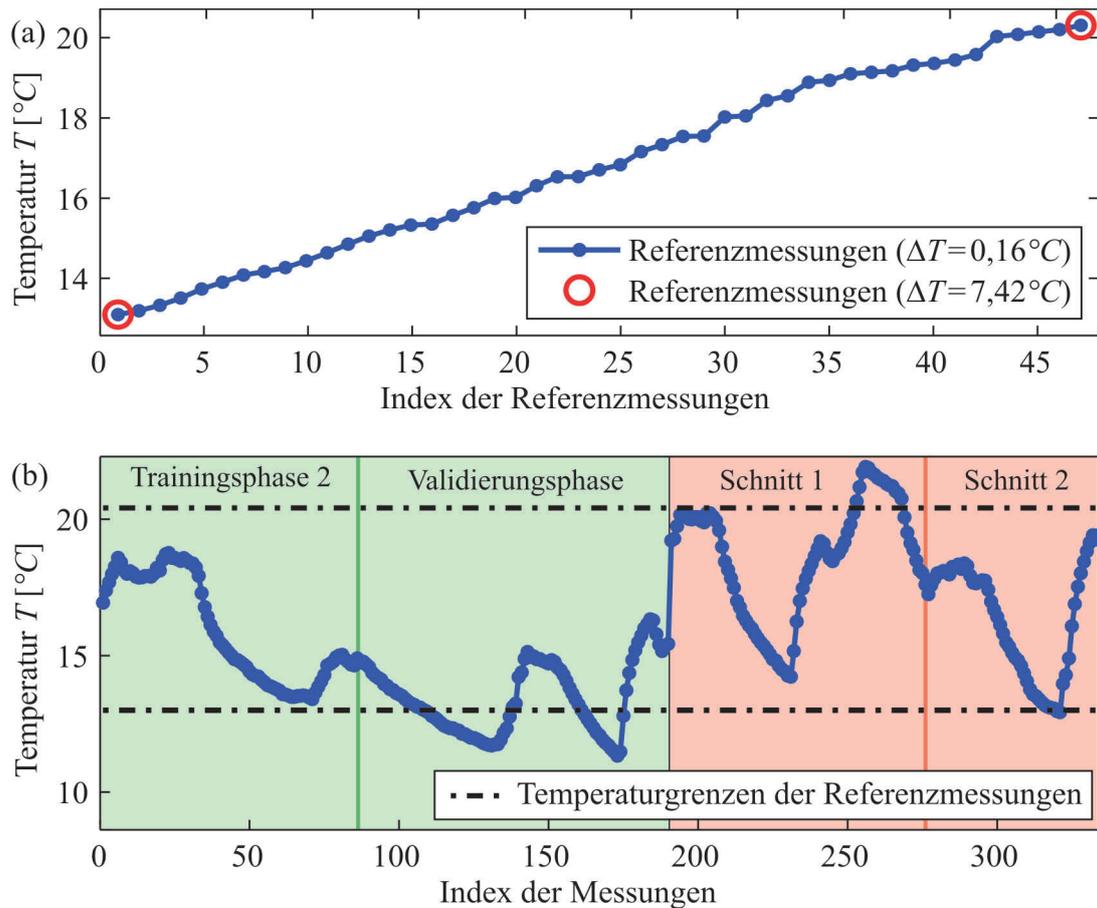


Abbildung 5.14: (a) Temperaturen der Referenzdaten, sortiert in aufsteigender Reihenfolge; (b) Temperaturprofil in der zweiten Trainingsphase, der Validierungsphase und der Monitoringphase. Die Strichpunktlinie markiert die obere und untere Temperaturschranke der Referenzdaten.

Es wird nun am Beispiel des Aktor-Sensorpaares P_3 - P_5 demonstriert, vergleiche Abbildung 5.13, dass eine automatische Schadensdetektion bei veränderlichen Umgebungstemperaturen möglich ist. Die Analyse beginnt mit einem Vergleich zwischen dem einfachen Differenzbildungsverfahren, der OBS-Technik und der Kombination aus OBS und BSS für die Temperaturschrittweiten $\Delta T = 0,16^{\circ}\text{C}$ und $\Delta T = 7,42^{\circ}\text{C}$, vergleiche Kapitel 3.3. Hierfür kommt der Schadensindikator aus Gleichung (3.9) bzw. (3.10) zum Einsatz. Von einer eigenständigen Diskussion des BSS-Verfahrens wird an dieser Stelle abgesehen. Stattdessen sei auf [CLARKE *et al.* 2010] verwiesen. Abbildung 5.15 zeigt, dass es mit dem einfachen Differenzbildungsverfahren aufgrund der Temperaturschwankungen nicht möglich ist, den ungeschädigten vom geschädigten Zustand der Struktur zu unterscheiden. Dieses Ergebnis motiviert die Entwicklung von Temperaturkompensationsstrategien, mit denen der Einfluss der Temperatur reduziert werden soll. Für den Fall einer kleinen Temperaturschrittweite von $\Delta T = 0,16^{\circ}\text{C}$ weist das OBS-Verfahren niedrige Werte für den Schadensindikator bei der unversehrten Struktur auf. Demgegenüber kommt es zu einem abrupten Anstieg, sobald der erste Schnitt eingebracht ist. Eine zweite Erhöhung der OBS-Kurve ist bei der Vergrößerung

des Schnitts zu beobachten. Ein Nachteil des OBS-Verfahrens wird in solchen Bereichen deutlich, in denen die Temperatur der Monitoringphase jene der Trainingsphase überschreitet. Hier kommt es zu einem Anstieg des Schadensindikators. Daraus lässt sich schließen, dass es für eine zuverlässige Schadensdiagnose mit dem OBS-Verfahren wichtig ist, den gesamten während der Lebensdauer der Struktur zu erwartenden Temperaturbereich abzudecken. Gleichzeitig erscheint es sinnvoll, die Schadensdetektion vorübergehend auszusetzen, sobald dieser Fall eintritt, um Fehllarme zu vermeiden. Damit verbunden ist die Notwendigkeit, die Temperatur zu messen. Eine Verbesserung stellt der kombinierte Ansatz aus OBS und BSS dar. Hierbei erhält man niedrige Schadensindikatoren, solange die Struktur ungeschädigt ist. Außerdem kommt es nicht zu einem Anstieg des Indikators, wenn die aktuelle Temperatur die Temperaturgrenzen aus der Trainingsphase überschreitet. Sobald der kleinere Schnitt in die Struktur eingebracht worden ist, steigt der Schadensindikator des kombinierten Ansatzes sprunghaft an. Ein weiterer Sprung ist bei der Vergrößerung des Schnitts festzustellen. Damit lassen sich die beiden Schadensgrößen eindeutig voneinander unterscheiden. Zusammenfassend kann man sagen, dass der kombinierte Ansatz moderate Extrapolationseigenschaften aufweist und eine zuverlässige Schadensdetektion über den trainierten Temperaturbereich hinaus ermöglicht. Diese ist allerdings durch das in Abschnitt 3.3.1 eingeführte „Frequency Noise“ limitiert, vergleiche [CROXFORD *et al.* 2008].

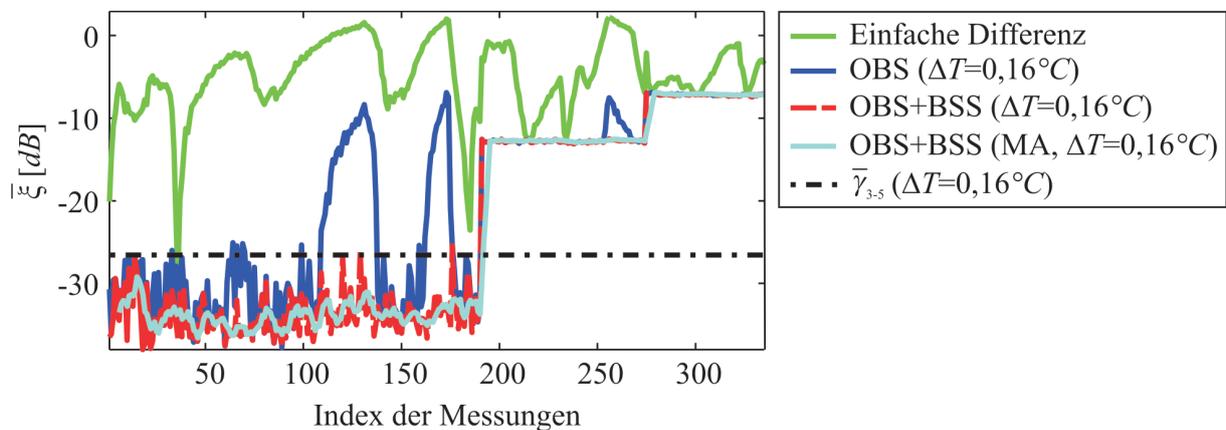


Abbildung 5.15: Vergleich zwischen dem einfachen Differenzbildungsverfahren, OBS und der Kombination aus OBS und BSS für eine Temperaturschrittweite von $\Delta T=0,16^\circ\text{C}$ in den Referenzdaten.

Abbildung 5.16 zeigt die gleichen Kurven wie zuvor, allerdings mit einer größeren Temperaturschrittweite in den Trainingsdaten von $\Delta T=7,42^\circ\text{C}$. Die Güte des OBS-Verfahrens sinkt deutlich ab, weil nun nur noch wenige Referenzdaten für die Temperaturkompensation zur Verfügung stehen. Niedrige Indikatorwerte erhält man lediglich an den Stellen, an denen sich eine Referenzmessung befindet, vergleiche Abbildung 5.14a. Zusammenfassend kann man für das OBS-Verfahren festhalten, dass bei einer relativ großen Temperaturschrittweite

in den Referenzdaten keine automatische Schadensdetektion möglich ist, auch ohne dass der trainierte Temperaturbereich überschritten wird. Um das OBS-Verfahren zuverlässig einsetzen zu können, ist eine hohe Anzahl an Referenzmessungen erforderlich, was sich nachteilig auf den benötigten Speicherbedarf auswirkt. Bei der kombinierten Strategie hingegen ist es trotz der wenigen Referenzmessungen immer noch möglich, den intakten von den beiden geschädigten Zuständen zu unterscheiden. Damit stellt die kombinierte Temperaturkompensationsstrategie ein robustes Verfahren dar, um bei der Analyse des Schadensindikators den Einfluss der Temperatur von jener des Schadens zu trennen. Folglich basieren alle nachstehenden Studien zur Temperaturkompensation auf der kombinierten Temperaturkompensationsstrategie, sofern es nicht anders dokumentiert ist.

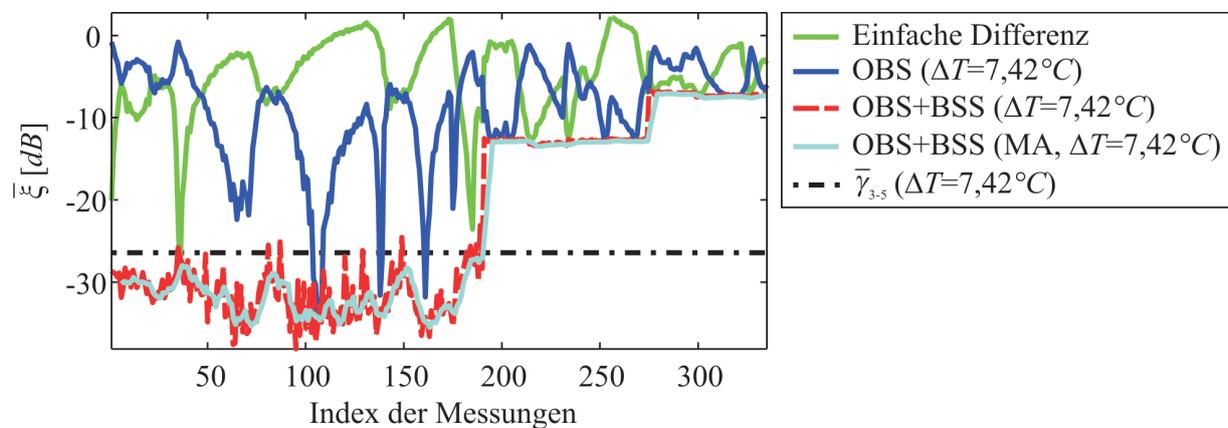


Abbildung 5.16: Vergleich zwischen dem einfachen Differenzbildungsverfahren, OBS und der Kombination aus OBS und BSS für eine Temperaturschrittweite von $\Delta T=7,42^\circ\text{C}$ in den Referenzdaten.

Für die automatische Schadensdetektion ist in Kapitel 3.3.2 die Anwendung eines gleitenden Mittelwertes (MA) vorgeschlagen worden. Betrachtet man nun die MA-Kurven in Abbildung 5.15 und Abbildung 5.16 mit $n_M=5$, dann erfolgt für beide Temperaturschrittweiten trotz der sich ändernden Umgebungstemperaturen eine zuverlässige Schadensdetektion für den kombinierten Ansatz. Die MA-Kurve überschreitet zu keinem Zeitpunkt den Schwellwert, sofern die Struktur ungeschädigt ist. Die eingezeichneten Schwellwerte entstammen der empirischen kumulativen Verteilungsfunktion (empirische CDF), welche mit den 80 Schadensindikatoren der kombinierten Temperaturkompensationsstrategie aus der zweiten Trainingsphase berechnet worden ist. Die beiden empirischen CDFs sind für das Beispiel der Aktor-Sensorpaarung P_3 - P_5 explizit in Abbildung 5.17a dargestellt. Abbildung 5.17b zeigt die inverse kumulative Verteilungsfunktion (inverse CDF). Sie wird dafür benötigt, um für ein vorgegebenes Quantil die zugehörige Detektionsgrenze zu bestimmen. Im vorliegenden Fall sind die Detektionsgrenzen mit dem 99%-Quantil festgelegt. Wie erwartet liegt die

Detektionsgrenze für die kleinere Temperaturschrittweite unterhalb von jener mit der größeren Temperaturschrittweite.

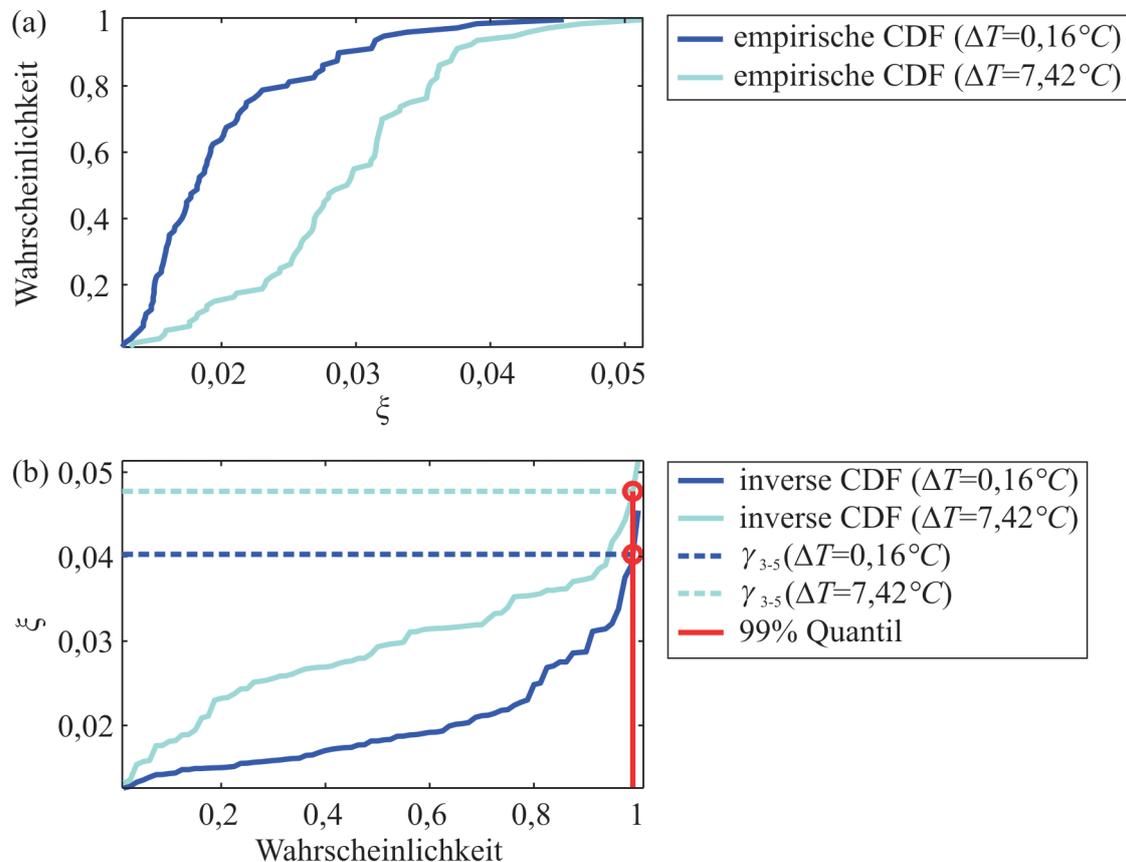


Abbildung 5.17: Definition der Detektionsgrenzen für das Aktor-Sensorpaar P_3 - P_5 ; (a) Empirische kumulative Verteilungsfunktionen für beide Temperaturschrittweiten; (b) Inverse kumulative Verteilungsfunktionen, bei denen die Detektionsgrenzen mit dem 99%-Quantil bestimmt werden.

Grenzen der automatischen Schadensdetektion bei veränderlichen Temperaturen

Im Weiteren erfolgt eine Analyse der Aktor-Sensorpaare P_2 - P_6 und P_4 - P_7 bei einer Anregungsfrequenz von $f_c=380\text{kHz}$. Es ist zu erwarten, dass die letztere Kombination den Schaden am schlechtesten entdecken kann, weil die einfallende Ultraschallwelle auf die Spitze des Schnitts trifft, vergleiche [LU *et al.* 2007]. Diese Hypothese kann mit den Sensorsignalen aus Abbildung 5.18 bestätigt werden. In Abbildung 5.18a sind die Messsignale für das Aktor-Sensorpaar P_4 - P_7 dargestellt. Hier kommt es nur zu geringen Abweichungen zwischen dem Signal der ungeschädigten und der geschädigten Struktur. Demgegenüber enthält das Sensorsignal in Abbildung 5.18b deutliche Unterschiede zwischen den beiden Strukturzuständen. Gerade in der ersten Wellenform des Sensorsignals, welche auf die S_0 -Mode zurückgeht, entstehen größere Abweichungen.

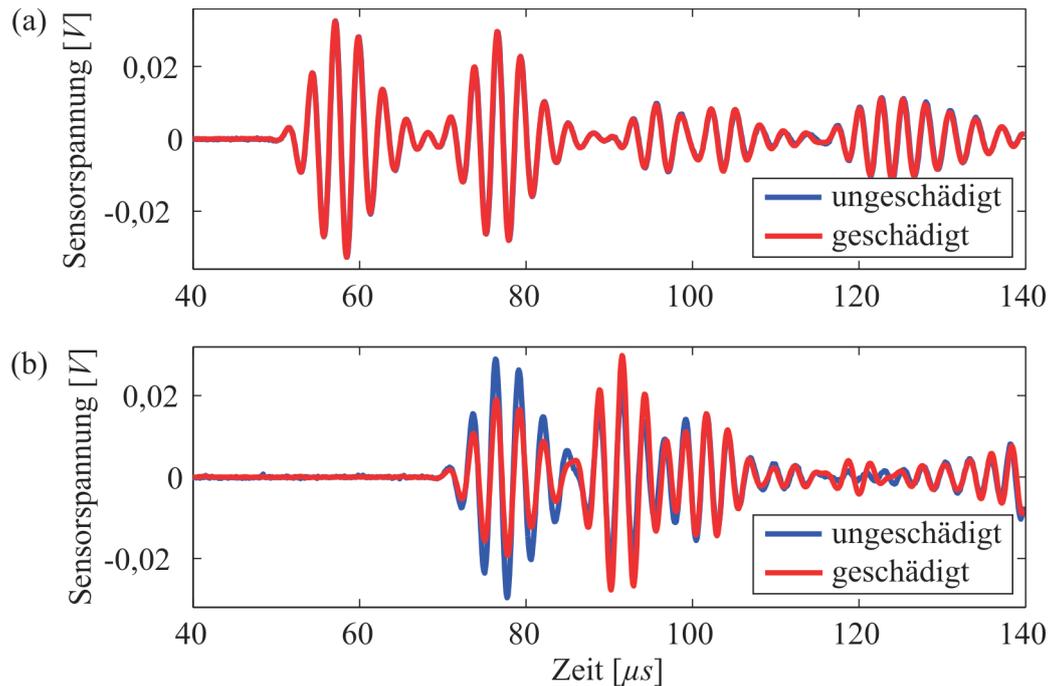


Abbildung 5.18: Vergleich der geschädigten und ungeschädigten Struktur bei 380kHz; (a) Aktor-Sensorpaar P_4 - P_7 : die einfallende Ultraschallwelle trifft den Schnitt an dessen Spitze; (b) Aktor-Sensorpaar P_2 - P_6 : die einfallende Ultraschallwelle trifft den Schnitt an dessen Flanke.

Abbildung 5.19a illustriert die temperaturkorrigierten Kurven des Schädigungsindikators für das Aktor-Sensorpaar P_2 - P_6 . Dieser Darstellung ist zu entnehmen, dass einige Werte des Schadensindikators die Detektionsgrenze überschreiten. Die Anwendung des gleitenden Mittelwerts gewichtet diese statistischen Ausreißer, so dass der Einsatzzeitpunkt des Schadens nur mit Hilfe der MA-Kurve korrekt identifiziert werden kann. Der Kurvenverlauf aus Abbildung 5.19a ist repräsentativ für alle PZT-Kombinationen bis auf jene des Paares P_4 - P_7 , welche in Abbildung 5.19b dargestellt ist. Hierbei kann man unter Beachtung von Abbildung 5.14 erkennen, dass die Werte des Schädigungsindikators in den Bereichen klein sind, in denen die Struktur ungeschädigt ist und die Temperaturen nicht den Bereich der Referenzdaten verlassen. Kommt es allerdings zu einer Überschreitung der Temperaturen aus den Referenzdaten, dann kreuzen die Schädigungsindikatoren die Linie des Schwellwerts. Somit kommt es auch im Fall der kombinierten Temperaturkompensationsstrategie und der Anwendung des gleitenden Mittelwerts zu einer ungewollten Überschreitung des Schwellwerts. Dieses ungewünschte Verhalten entsteht ausschließlich dort, wo die aktuellen Temperaturen außerhalb des Bereichs der Referenzdaten liegen. Damit sind die Grenzen der autonomen Detektionsstrategie aufgezeigt. Diese Restriktionen können allerdings durch ein Training über einen hinreichend großen Temperaturbereich gemindert werden.

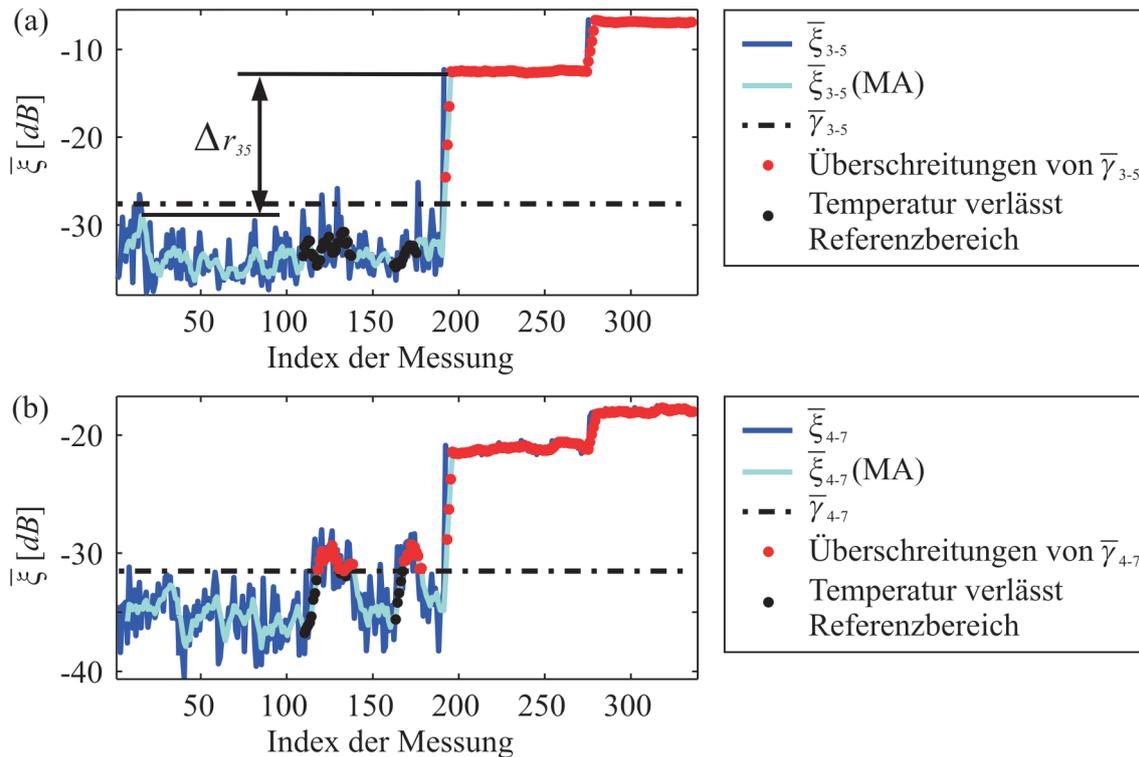


Abbildung 5.19: Verlauf des Schadensindikators für die Aktor-Sensorkombinationen (a) P_3 - P_5 und (b) P_4 - P_7 .

5.2.2 Quantitative Analyse der Detektierbarkeit bei verschiedenen Aktor-Sensorkombinationen

In Abbildung 5.20 sind die Ergebnisse der Detektierbarkeit des 15mm langen Schnitts für alle Aktor-Sensorkombinationen und beide Temperaturschrittweiten zusammengefasst. Hierbei liegt erneut die kombinierte Temperaturkompensationsstrategie unter Berücksichtigung des gleitenden Mittelwerts zugrunde. Gemäß Abbildung 5.19a bezeichnet Δr_{ij} die Differenz zwischen dem maximalen Schadensindikator der ungeschädigten Struktur und dem minimalen Schadensindikator der geschädigten Struktur bei der Aktor-Sensorkombination i - j . Die Darstellung berücksichtigt die Symmetrie in den Schadensindikatoren, welche für die Aktor-Sensorpaare i - j bzw. j - i identisch sind. Keine Schadensdiagnose ist auf der Diagonalen möglich, weil die Pulse-Echo-Signale nicht ausgewertet werden können. Vergleicht man die Differenzen Δr für die unterschiedlichen Aktor-Sensorkombinationen, dann ist die Qualität der Schadensdiagnose für die kleinere Temperaturschrittweite in allen Fällen besser. Dies ist leicht ersichtlich, weil die Dehnungsoperation nur über einen kleineren Temperaturbereich vollzogen werden muss und dadurch der Einfluss des „Frequency Noise“ sinkt. Auf der anderen Seite müssen bei einer kleineren Temperaturschrittweite deutlich mehr Referenzmessungen gespeichert werden.

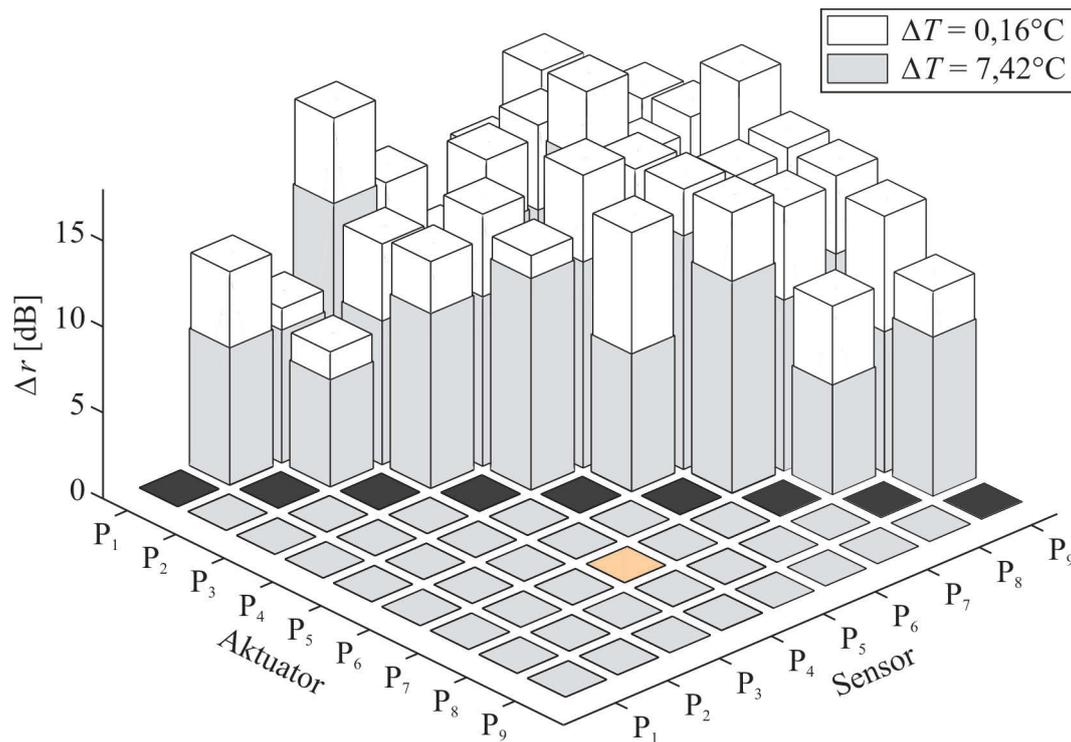


Abbildung 5.20: Detektierbarkeit des 15mm langen Schnitts für alle Aktor-Sensorpaare und zwei unterschiedliche Temperaturschrittweiten in den Referenzdaten. Aktor-Sensorpaar P_4 - P_7 ist markiert, weil die Detektionsgrenze im ungeschädigten Zustand überschritten worden ist, siehe Abbildung 5.19.

Eine Einschränkung in der Darstellung bei Abbildung 5.20 ist die Tatsache, dass sie lediglich die absoluten Differenzen zwischen den Schadensindikatoren der intakten und der geschädigten Struktur ausweist. Es fehlt eine Aussage darüber, ob die autonome Schadensdetektion erfolgreich durchgeführt worden ist. Aus diesem Grund bedarf es der Matrix in Abbildung 5.21, in der auf einer binären Skala für eine Temperaturschrittweite von $\Delta T=0,16^\circ\text{C}$ dargestellt ist, ob die Schadensdetektion erfolgreich verlaufen ist oder nicht. Die weißen Felder sagen aus, dass der Schadenseinsatzpunkt korrekt bestimmt worden ist. Demgegenüber markieren die orangefarbenen Felder alle jene Aktor-Sensorpaare, bei denen es zu einer fehlerhaften Schadensdetektion gekommen ist. Bei den grauen Feldern ist keine Schadensdiagnose möglich. Mit Ausnahme des Aktor-Sensorpaares P_4 - P_7 ist in allen Fällen der Schaden zum richtigen Zeitpunkt identifiziert worden, obwohl die Aluminiumstruktur veränderlichen Umgebungstemperaturen ausgesetzt worden ist. Aus den bekannten Gründen kommt es bei dieser Kombination zu einer fehlerhaften Detektion, vergleiche Abschnitt 5.2.1. Abbildung 5.21 berücksichtigt erneut die Symmetrie in den Schädigungsindikatoren.

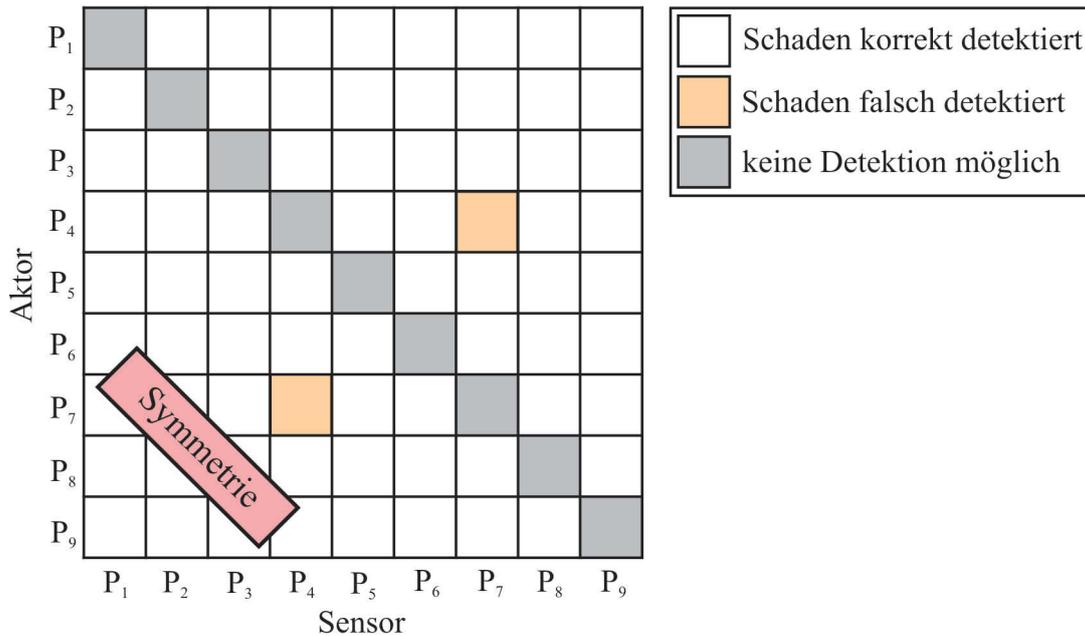


Abbildung 5.21: Die Matrix zeigt das Ergebnis der automatischen Schadensdetektion für alle Aktor-Sensorkombinationen bei einer Temperaturschrittweite von $\Delta T=0,16^\circ\text{C}$.

5.2.3 Studie zur Lokalisierbarkeit eines Schadens bei Temperaturschwankungen

Nachdem der Schaden identifiziert worden ist, erfolgt in einem nächsten Schritt dessen örtliche Bestimmung auf der Struktur. Hierfür können prinzipiell alle drei Lokalisationsverfahren aus Abschnitt 3.4 eingesetzt werden. Exemplarisch wird in diesem Abschnitt das stützstellenbasierte Laufzeitverfahren angewendet. Die Gruppengeschwindigkeit kann direkt über die Rayleigh-Lamb-Gleichung bestimmt werden, siehe Gleichungen (2.31) und (2.33). Wie in Abschnitt 3.4.4 eingeführt, werden die sekundären Reflexionen im Differenzsignal mit einem exponentiellen Fenster gewichtet. Hierbei wird eine Abklingrate von $\varepsilon=20\mu\text{s}$ zugrundegelegt. Aufgrund der Tatsache, dass bis auf die Kombination P₄-P₇ alle Aktor-Sensorpaare den Schaden identifizieren, tragen bis auf diese Ausnahme alle Aktor-Sensorpaare zur Lokalisation bei. Abbildung 5.22a zeigt eine Schadenskarte, die unter annähernd isothermen Bedingungen berechnet worden ist. Das bedeutet, dass der Referenzdatensatz bei einer Temperatur von $20,42^\circ\text{C}$ und die Messung der geschädigten Struktur bei $20,22^\circ\text{C}$ aufgenommen worden ist. In diesem Fall erfolgt zunächst keine Temperaturkompensation. Es ist zu beobachten, dass die tatsächliche mit der geschätzten Schadensposition sehr gut übereinstimmt. In Abbildung 5.22b wird die gleiche Rechnung mit denselben Datensätzen durchgeführt, allerdings nun mit eingebauter Temperaturkompensation. Auch hier kann, wie erwartet, die Schadensposition richtig bestimmt werden. Sobald die Temperaturen zwischen dem Referenzdatensatz und der aktuellen Messung deutlich voneinander abweichen und keine Temperaturkompensation

angewendet wird, ist es nicht möglich, den Schadensort korrekt zu identifizieren, vergleiche Abbildung 5.22c. In diesem Fall ist der Referenzdatensatz bei einer Temperatur von $20,42^{\circ}\text{C}$ und die Messung der geschädigten Struktur bei $17,82^{\circ}\text{C}$ aufgenommen worden. Im letzten Schritt wird nun die Temperaturkompensation auf die gleichen Datensätze, welche Abbildung 5.22c zugrundeliegen, angewendet. Abbildung 5.22d zeigt, dass durch die Temperaturkompensation die korrekte Schadensposition ermittelt werden kann. Diese Ergebnisse unterstreichen die Bedeutung der Temperaturkompensation, ohne die es nicht möglich gewesen wäre, den Schadensort korrekt zu bestimmen.

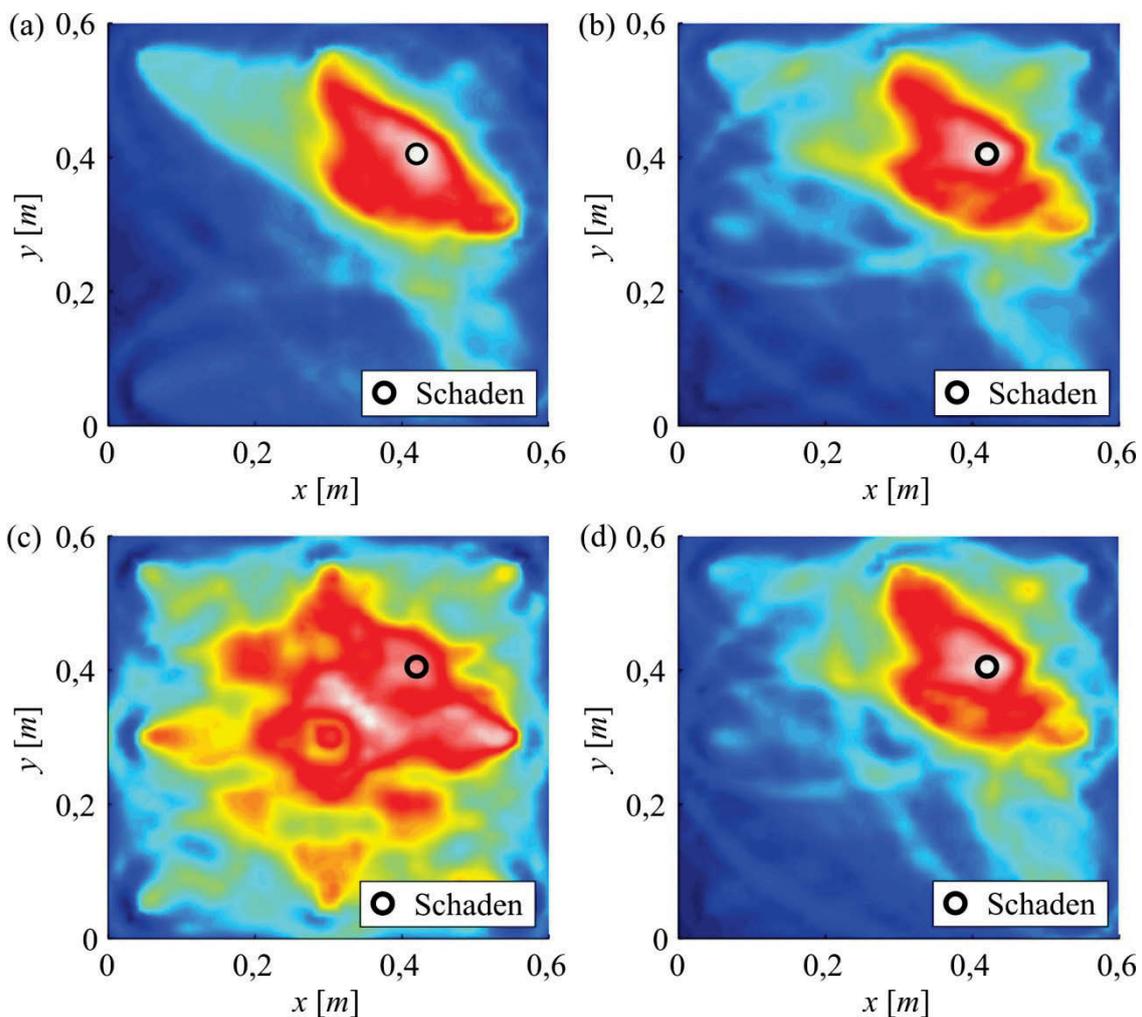


Abbildung 5.22: (a) Schadenskarte bei isothermen Bedingungen und (b) bei Anwendung der Temperaturkompensation; (c) Schadenskarte, bei der die Referenzmessung bei $T=17,82^{\circ}\text{C}$ aufgenommen worden ist, keine Temperaturkompensation, und (d) nach der Temperaturkompensation.

Im nächsten Schritt wird überprüft, wie sich die unterschiedlichen Schadensgrößen auf die Schadenskarten auswirken. Abbildung 5.23a zeigt die gleiche temperaturkorrigierte Schadenskarte für den 15mm langen Schnitt aus Abbildung 5.22d. Die Unterschiede in der Darstellung sind auf eine unterschiedliche Farbskala zurückzuführen, welche sich an der

Schadenskarte des 40mm langen Schnitts aus Abbildung 5.23b orientiert. Aufgrund der Tatsache, dass der vorliegende Datensatz für den 40mm langen Schnitt bei einer Temperatur von 17,80°C gemessen worden ist, muss auch hier eine Temperaturkompensation durchgeführt werden. Der Vergleich der beiden Schadenskarten zeigt eine deutlich höhere Intensität bei dem größeren Schnitt. Daraus lässt sich schließen, dass es möglich erscheint, aus den Schadenskarten Informationen über die Schadensgröße zu extrahieren.

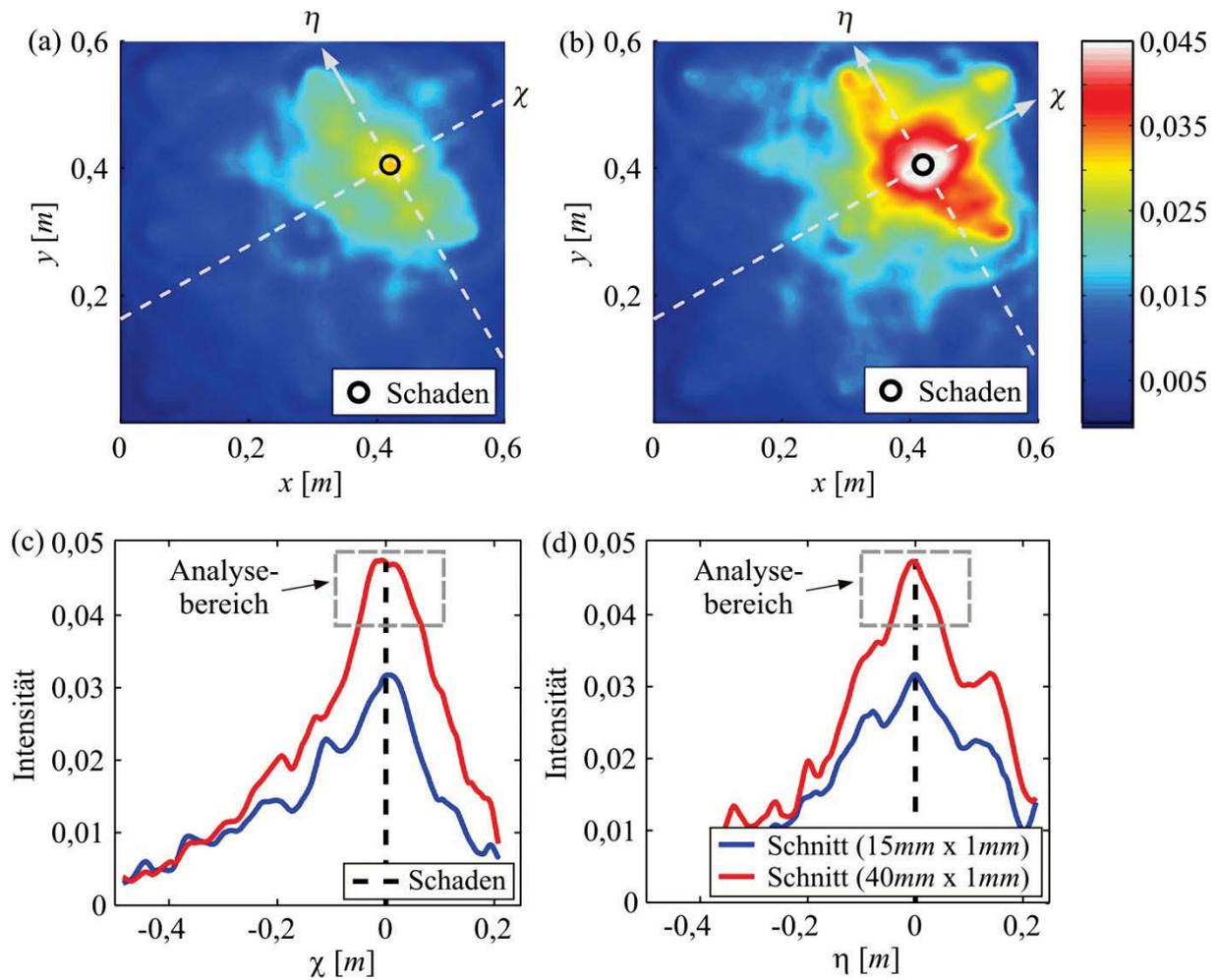


Abbildung 5.23: Temperaturkorrigierte Schadenskarten für (a) einen Schnitt der Länge 15mm und (b) einen Schnitt der Länge 40mm; (c) Querschnitt durch die Schadenskarten in χ -Richtung und (d) in η -Richtung.

Eine weitere Analyse betrachtet zwei Querschnitte durch die Schadenskarten in χ - und η -Richtung. Diese schneiden einander an der Schadensposition. Aufgrund der gleichen Skalierung in Abbildung 5.23c und Abbildung 5.23d ist es möglich, Informationen über die Orientierung des Schnitts zu ermitteln. Die räumliche Ausdehnung für den 40mm langen Schnitt ist im Analysebereich in χ -Richtung deutlich größer als in η -Richtung.

Bisher kann lediglich beispielhaft gezeigt werden, dass es möglich ist, die Schadensgröße über die Schadenskarten zu ermitteln. Um diese Fragestellung allgemeingültig zu beantworten, sind weitere Studien erforderlich.

5.2.4 Automatische Detektion eines Impaktschadens in einer unidirektionalen Faserverbundstruktur bei veränderlichen Umgebungstemperaturen

Im nun folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass die automatische Schadensdetektion nicht auf isotrope Werkstoffe beschränkt ist. Betrachtet wird deshalb eine unidirektionale glasfaserverstärkte Faserverbundstruktur, die in Abbildung 5.24 dargestellt ist. Sie besitzt die Abmaße $460\text{mm} \times 460\text{mm} \times 1,5\text{mm}$, wobei die Hauptfaserrichtung bei $\theta=90^\circ$ liegt. Insgesamt sind 13 runde piezoelektrische Aktoren des Typs PIC151 mit einem Durchmesser von 10mm und eine Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ auf die Strukturoberfläche appliziert. Mit dieser Konfiguration ist es möglich, die richtungsabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ultraschallwellen mit einer relativ hohen Winkelauflösung zu bestimmen, siehe Abbildung 5.25.

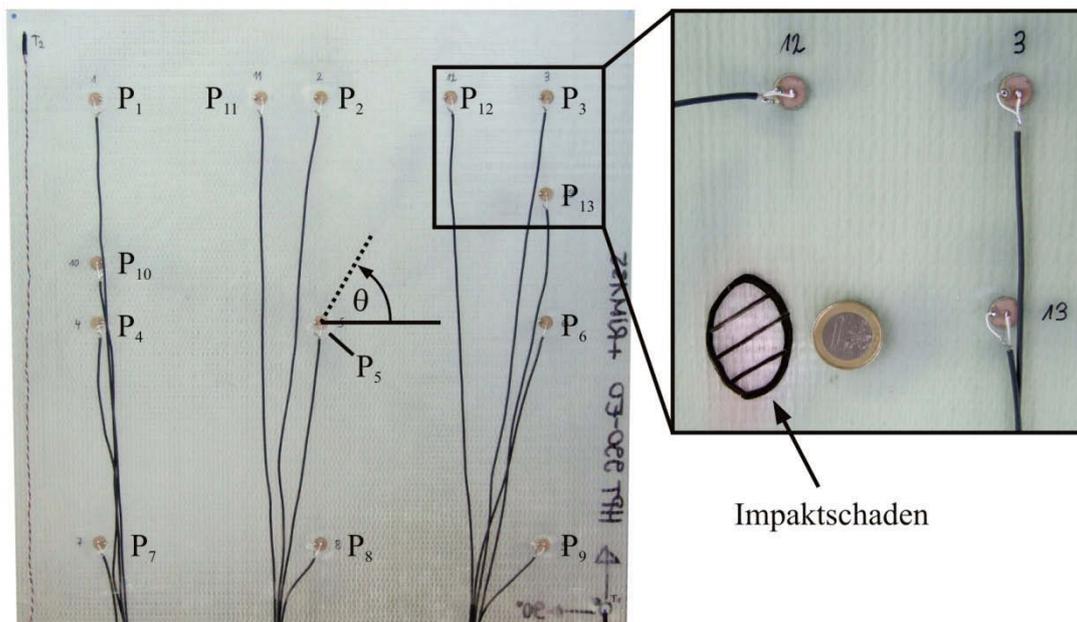


Abbildung 5.24: Unidirektionale GFK-Platte mit der Hauptfaserrichtung in $\theta=90^\circ$ -Richtung. Ein Impaktschaden ist durch ein Fallgewicht mit einer Energie von 10J eingebracht worden.

Da die Distanz vom Aktor P_5 zu den umliegenden Sensoren bekannt ist, können die Gruppengeschwindigkeiten für die S_0 -Mode analog zu Abschnitt 5.1 bestimmt werden. Hierfür wird der Aktor mit einem Spannungspuls beaufschlagt. Die Ultraschallwellen werden anschließend von den umliegenden zwölf Sensoren registriert. Für die S_0 -Mode sind die Gruppengeschwindigkeiten in einem Frequenzbereich von 50kHz bis 130kHz in Abbildung 5.25 dargestellt. Sie betragen in Faserrichtung etwa 4900m/s und quer zur Faserrichtung etwa

3100m/s. [HARTMANN *et al.* 2010b] schätzen auf Basis der experimentell gemessenen Gruppengeschwindigkeiten ein Modell, welches ebenfalls in Abbildung 5.25 dargestellt ist.

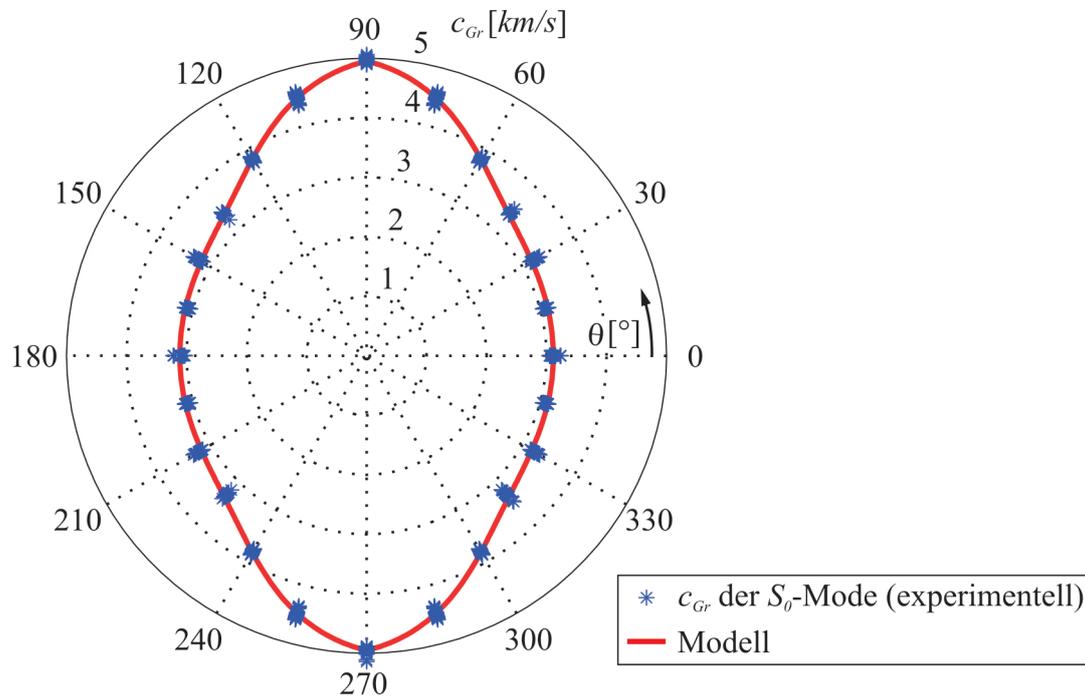


Abbildung 5.25: Experimentell gemessene Gruppengeschwindigkeiten der S_0 -Mode in der glasfaserverstärkten Kunststoffplatte aus Abbildung 5.24, sowie ein Modell dieser Gruppengeschwindigkeiten, siehe [HARTMANN *et al.* 2010b].

Das Hauptziel dieser Studie besteht nicht darin, alle denkbaren Aktor-Sensorkombinationen für die automatische Schadensdetektion zu analysieren. Vielmehr liegt der Fokus darauf, herauszufinden, inwiefern sich die Anregungsfrequenz auf die Detektierbarkeit eines Schlagschadens bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen auswirkt. Aus diesem Grund werden in dieser Studie ausschließlich die Aktor-Sensorkombinationen P_5 - P_2 und P_5 - P_6 betrachtet. Die Struktur unterliegt den natürlichen Temperaturschwankungen im Labor, was möglichst realistische Bedingungen gewährleistet. Insgesamt werden 100 Messungen bei der ungeschädigten Struktur und unterschiedlichen Temperaturniveaus durchgeführt. Die ersten 21 Datensätze dienen als Referenzdaten, die folgenden 30 Messdaten werden für die Bestimmung der Detektionsgrenzen eingesetzt, und mit den verbleibenden 49 Datensätzen wird die automatische Schadensdetektionsstrategie validiert. Im Anschluss an diese Phase wird durch die Vorrichtung aus Abbildung 5.26 ein Impaktschaden mit einer Energie von 10J eingebracht. Dies entspricht einer Fallhöhe von etwa 687mm. Der Impaktschaden ist im rechten Teil von Abbildung 5.24 zu sehen. Insgesamt werden 38 Messungen bei der geschädigten Struktur und schwankenden Umgebungstemperaturen aufgenommen.

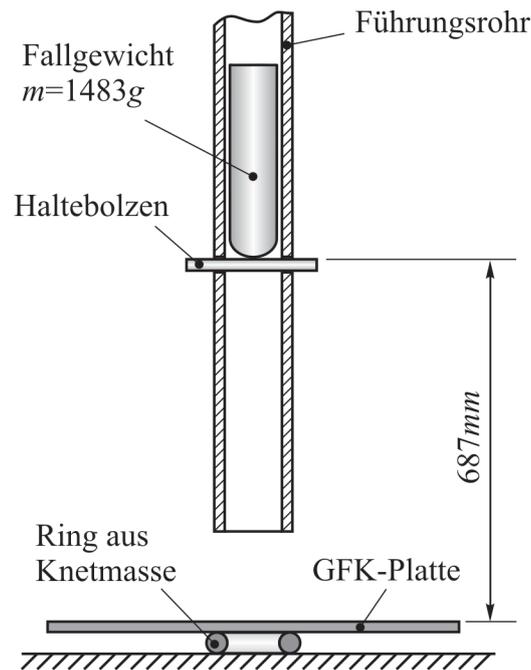


Abbildung 5.26: Skizze der verwendeten Vorrichtung zum Einbringen eines Impaktschadens.

Während der ersten Trainingsphase schwankt die Umgebungstemperatur in einem Bereich zwischen $14,8^{\circ}\text{C}$ und $18,9^{\circ}\text{C}$. Diese beiden Schranken sind in Abbildung 5.27a eingezeichnet, in der außerdem der Temperaturverlauf der zweiten Trainingsphase und der Monitoringphase dargestellt sind. Man kann erkennen, dass die Temperaturen der Referenzdaten an wenigen Stellen überschritten werden. Abbildung 5.27b stellt den Verlauf der Schädigungsindikatoren für das einfache Differenzbildungsverfahren, die OBS-Technik und den kombinierten Ansatz aus OBS und BSS für eine Anregungsfrequenz von $f_c=90\text{kHz}$ dar. Analog zu Kapitel 5.2.1 kann man bei dem einfachen Differenzbildungsverfahren feststellen, dass dieses Verfahren für eine zuverlässige Schadensdetektion bei veränderlichen Temperaturen ungeeignet ist. Demgegenüber weisen der OBS-Ansatz und die kombinierte Temperaturkompensationsstrategie niedrige Schadensindikatoren bei der intakten Struktur auf. Es kommt zu einem abrupten Anstieg, sobald die Schlagschädigung in der Struktur vorhanden ist. Beide Strategien basieren auf einer mittleren Temperaturschrittweite in den Referenzdaten von $\Delta T=0,21^{\circ}\text{C}$. Aus der Analyse der Kurve des gleitenden Mittelwertes geht hervor, dass diese im Bereich der ungeschädigten Struktur zu keinem Zeitpunkt die Detektionsgrenze schneidet, welche erneut mit dem 99%-Quantil der inversen kumulativen Verteilungsfunktion bestimmt worden ist. Sobald allerdings der Schaden eintritt, steigt der Wert der MA-Kurve sprunghaft an und der Schaden wird mit einer Verzögerung von wenigen Messungen korrekt identifiziert. Die Tatsache, dass sowohl das Aktor-Sensorpaar $P_5\text{-}P_2$ wie auch die Kombination $P_5\text{-}P_6$ den

Schaden zuverlässig detektieren, lässt den Schluss zu, dass die Anisotropie keinen bedeutsamen Einfluss auf die Detektierbarkeit des Schadens hat.

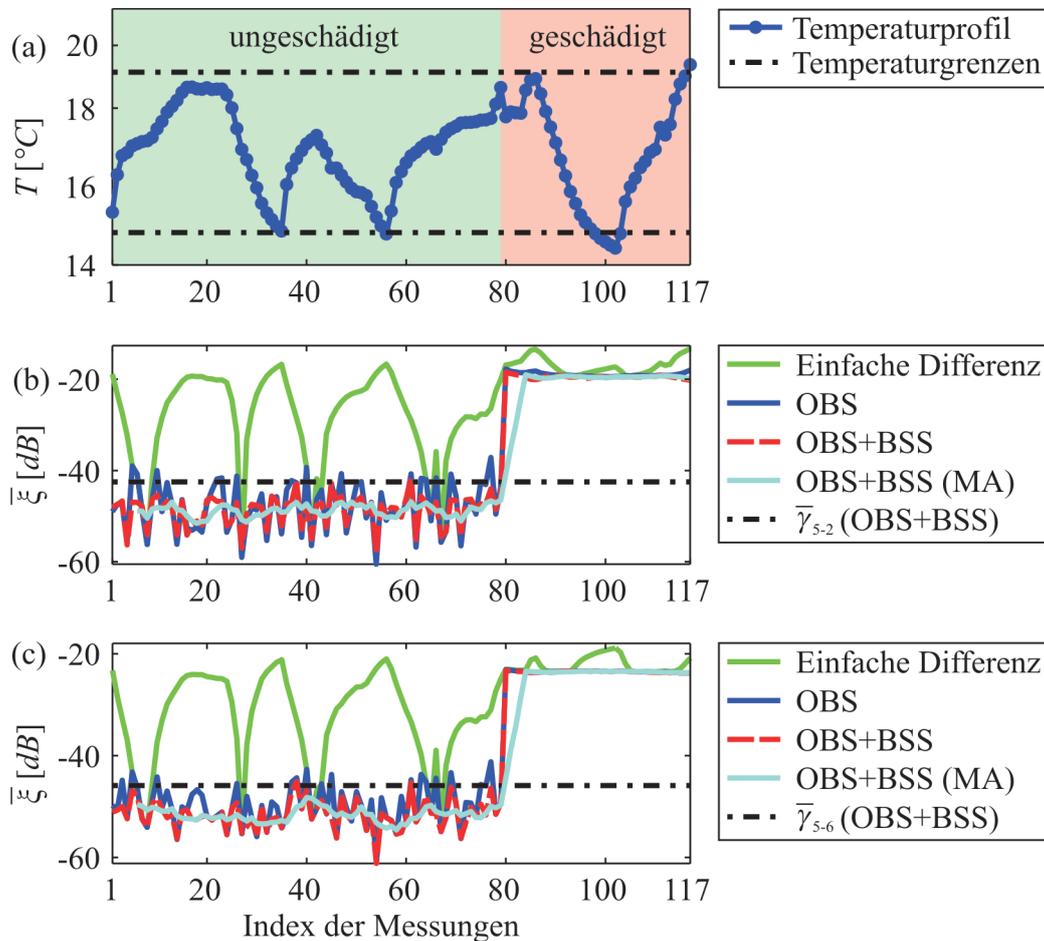


Abbildung 5.27: (a) Temperaturschwankungen im Labor; (b) Vergleich zwischen dem einfachen Differenzbildungsverfahren, OBS und der Kombination aus OBS und BSS für P_5-P_2 und (c) P_5-P_6 , jeweils für eine Temperaturschrittweite von $\Delta T=0,21^{\circ}\text{C}$ und eine Anregungsfrequenz von $f_c=90\text{kHz}$.

Weiterhin wird untersucht, wie sich unterschiedliche Anregungsfrequenzen auf das Detektionsergebnis auswirken. Aus diesem Grund stellt Abbildung 5.28 die geglätteten Kurven des Schadensindikators für mehrere Anregungsfrequenzen zwischen 50kHz und 130kHz gegenüber. Noch höhere Anregungsfrequenzen haben sich als nicht zweckmäßig erwiesen, weil die Struktur in diesen Bereichen eine sehr starke Dämpfung aufweist. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Schadensindikatoren für alle Anregungsfrequenzen den gleichen charakteristischen Verlauf, sowohl in Faserrichtung wie auch quer dazu, besitzen. In Bereichen, in denen die Struktur ungeschädigt ist, bleibt der Schädigungsindikator auf einem konstant niedrigen Niveau. Nach der Schlagschädigung kommt es in allen Fällen zu einem abrupten Anstieg, so dass eine zuverlässige und automatisierte Detektion möglich ist (die jeweiligen Schwellwerte sind aus Gründen der Übersichtlichkeit an dieser Stelle nicht

dargestellt). Auf diesem Wege ist nachgewiesen worden, dass die vorgeschlagene autonome Schadensdetektionsstrategie auch für anisotrope Werkstoffe einsetzbar ist.

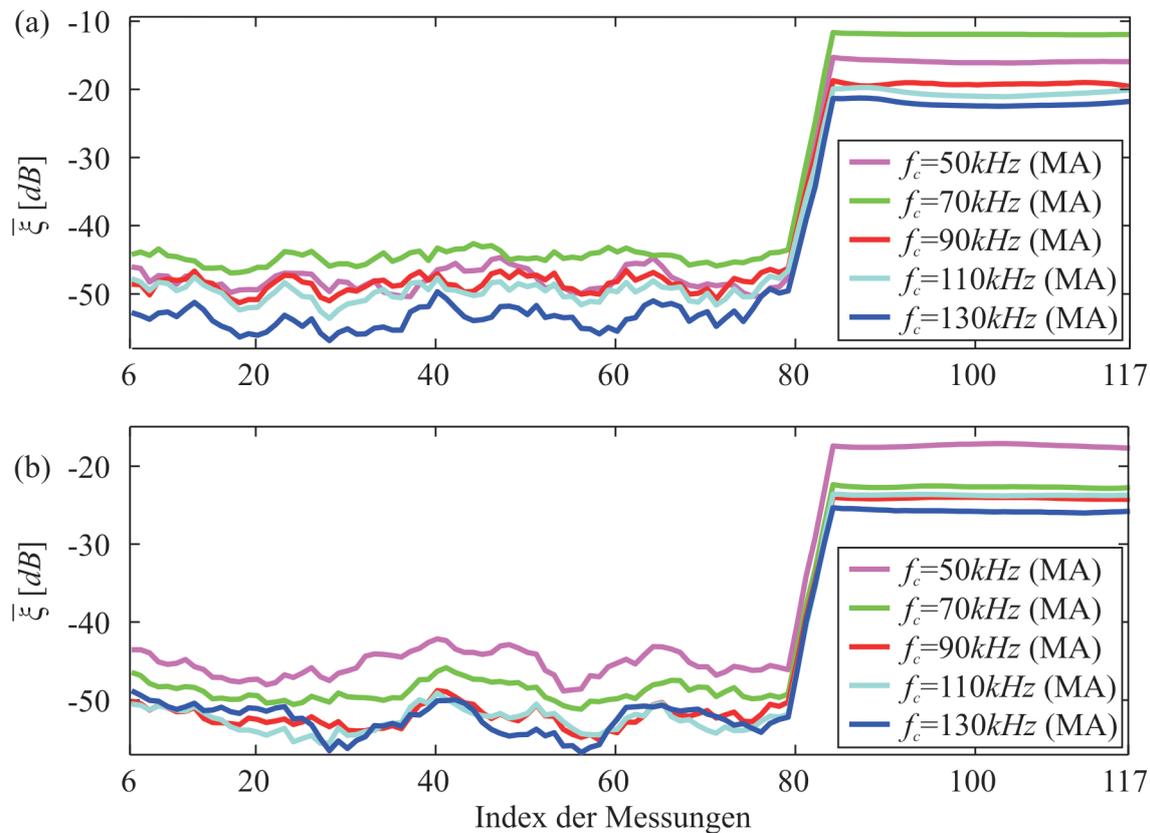


Abbildung 5.28: Detektierbarkeit des Impaktschadens aus Abbildung 5.24 für Anregungsfrequenzen zwischen 50kHz und 130kHz; (a) P_5-P_2 und (b) P_5-P_6 .

5.2.5 Experimentelle Analyse des Abstrahlverhaltens der Ultraschallwellen an einem rissförmigen Schaden mittels Laser-Doppler-Vibrometrie

Bisher liegt bei den Algorithmen der Schadenslokalisierung die Annahme zugrunde, dass die einfallende Ultraschallwelle bei der Interaktion mit dem Schaden in alle Raumrichtungen gleichermaßen reflektiert wird. Diese Annahme ist auch im Kapitel 5.2.3 getroffen worden, bei dem ein rissförmiger Schaden untersucht worden ist. Im nun folgenden Abschnitt soll dieser Frage mit Hilfe des Laser-Doppler-Vibrometers nachgegangen werden, siehe Kapitel 5.2.5. Hierfür wird erneut eine Aluminiumplatte betrachtet, in die zwei 40mm lange und 1mm breite Schnitte eingebracht sind. Damit wird der gleiche Schadenstyp untersucht wie im erwähnten Kapitel zuvor. Der verwendete PZT ist vom Typ PIC151 und besitzt einen Durchmesser von 10mm und eine Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$. Er befindet sich erneut auf der Plattenrückseite, so dass mit dem Messaufbau aus Kapitel 5.1 die flache Vorderseite abgerastert werden kann, vergleiche Abbildung 5.29.

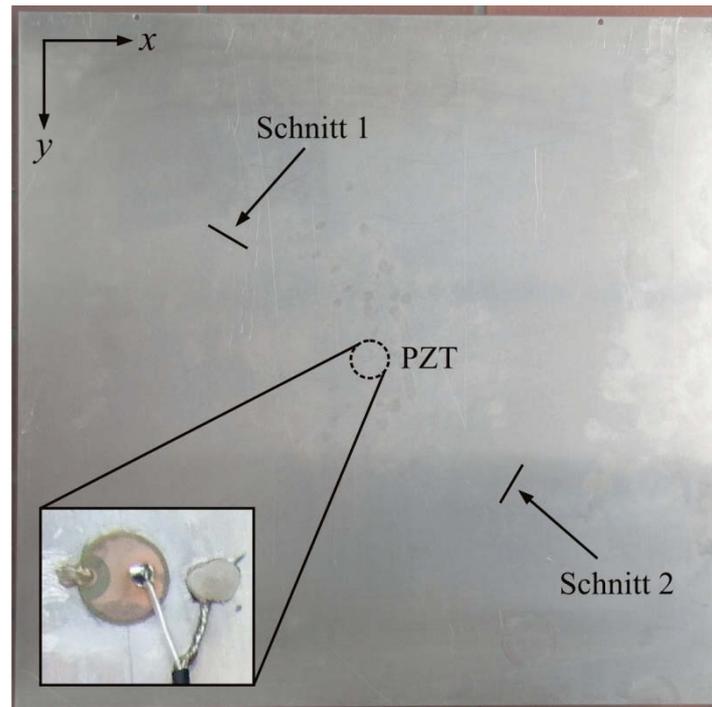


Abbildung 5.29: Aluminiumstruktur mit zwei 40mm langen und 1mm breiten Schnitten, die eine unterschiedliche Orientierung bezüglich des piezoelektrischen Aktors besitzen.

Abbildung 5.30 zeigt einen Schnappschuss des Wellenfeldes. Aufgrund des Versuchsaufbaus des verwendeten Laser-Doppler-Vibrometers können lediglich jene Wellenfeldkomponenten gemessen werden, die sich außerhalb der Plattenebene bewegen. Bei dem vorliegenden Produkt aus Anregungsfrequenz und Plattendicke von 135kHzmm handelt es sich damit fast ausschließlich um die A_0 -Mode, vergleiche Abbildung 2.5. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Interaktion der einfallenden Ultraschallwelle mit den beiden Schnitten sehr unterschiedlich ausfällt, obwohl sie die gleiche Größe besitzen. Der Grund hierfür liegt in der Orientierung des Schnitts relativ zu der Position des PZTs. Im Fall von Schnitt 1 trifft die Ultraschallwelle auf die Spitze des Schnitts, wodurch der Schaden nur eine kleine Angriffsfläche für die einfallende Ultraschallwelle bietet. Die Reflexionskoeffizienten sind dementsprechend gering, vergleiche [LU *et al.* 2007]. Im Fall von Schnitt 2 trifft die Ultraschallwelle auf die Flanke des länglichen Schadens. Dadurch kommt es zu einer starken Reflexion in dessen Normalenrichtung. Es lässt sich festhalten, dass die Annahme eines gleichmäßigen Abstrahlverhaltens in alle Raumrichtungen nicht zutrifft. Der Schwinggeschwindigkeitsverlauf der Reflexionen ist gerade bei dem rissförmigen Schaden stark richtungsabhängig. Der Verfasser ist der Meinung, dass man durch die Einbindung von Vorwissen über den Schaden die Qualität der Schadenskarten verbessern und dadurch möglicherweise eine zuverlässige Bestimmung der Schadensgröße erreichen kann.

Nichtsdestotrotz wird diese Erkenntnis bisher noch nicht in den Lokalisationsalgorithmen aus Kapitel 3.4 berücksichtigt, so dass dies eine weitere potenzielle Fehlerquelle darstellt.

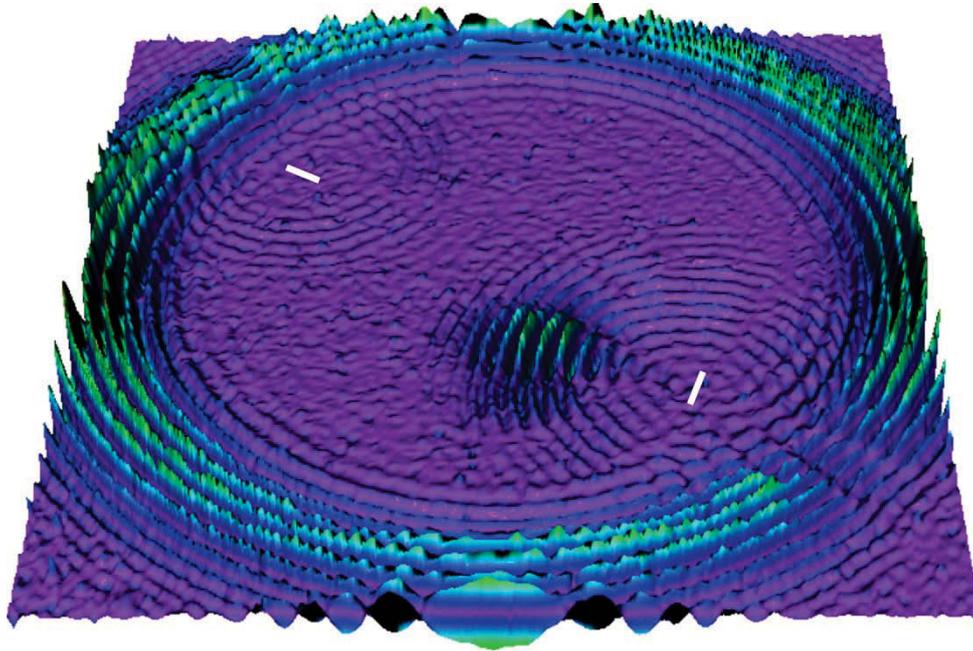


Abbildung 5.30: Schnappschuss der Wellenausbreitung. Die einfallende Ultraschallwelle wird an beiden Schnitten reflektiert. Dabei kommt es durch die Geometrie des Schadens zu einem richtungsabhängigen Reflexionsverhalten.

5.3 Schadenslokalisierung in anisotropen Faserverbundstrukturen

Die Schadenslokalisierung in anisotropen Faserverbundstrukturen ist im Vergleich zu isotropen Werkstoffen deutlich komplexer, weil die Wellengeschwindigkeit zusätzlich zur Frequenz und Bauteildicke nun auch von der Ausbreitungsrichtung der Ultraschallwellen abhängt. Im Rahmen dieser Arbeit sind drei Lokalisationsalgorithmen formuliert worden, die in Kapitel 3.4 dokumentiert sind. Das nun folgende Ergebniskapitel demonstriert die Anwendung der Methoden zur Bestimmung der Schadensposition bei einer unidirektionalen, anisotropen Faserverbundstruktur. Dabei wird nach dem Überwachungskonzept aus Abschnitt 3.1 vorausgesetzt, dass der Schaden bereits zuverlässig detektiert worden ist. In dieser Studie wird die Wellenausbreitung mit Hilfe der Spektralelementemethode simuliert, die es ermöglicht, einen definierten punktförmigen Schaden zu erzeugen. Zu Beginn des Kapitels findet ein Vergleich zwischen simulierten und experimentell gemessenen Ultraschallsignalen statt. Daran schließt sich eine Analyse des stützstellenfreien Lokalisationsverfahrens aus Abschnitt 3.4.1 an, bevor in einem nächsten Schritt auch die stützstellenbasierten Verfahren für die Schadenslokalisierung aus Abschnitt 3.4.2 und 3.4.3 zum Einsatz kommen.

5.3.1 Simulation der Wellenausbreitung mit Hilfe der Spektralelementemethode in einer unidirektionalen Faserverbundstruktur

Um die Wellenausbreitung in der unidirektionalen glasfaserverstärkten Faserverbundstruktur aus Abbildung 5.31 zu untersuchen, wird die Spektralelementemethode herangezogen, siehe [SCHULTE *et al.* 2010]. Die betrachtete Struktur besitzt eine Länge und Breite von jeweils 800mm sowie eine Bauteildicke von $1,5\text{mm}$. Die Hauptfaserrichtung befindet sich bei $\theta=90^\circ$. Insgesamt sind neun runde PZTs vom Typ PIC 151 mit einem Durchmesser von 10mm und einer Dicke von $t_a=0,25\text{mm}$ in einem verteilten Sensornetzwerk angeordnet. Für die Simulation wird die Struktur mit 68×68 Spektralelementen diskretisiert, wobei jedes Spektralelement 36 Knoten aufweist.

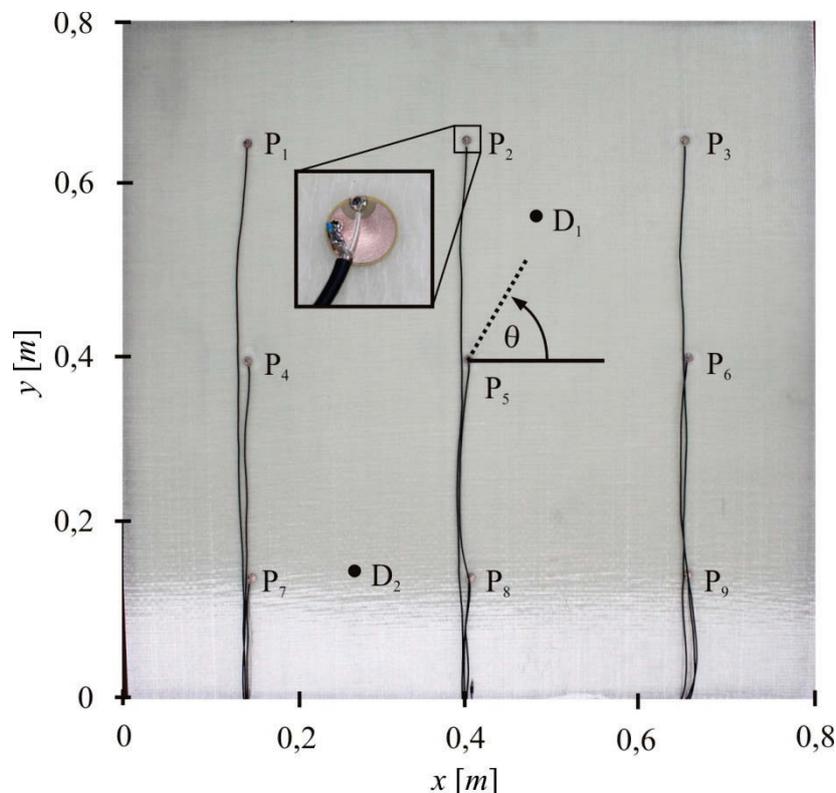


Abbildung 5.31: Unidirektionale glasfaserverstärkte Kunststoffplatte.
Die Hauptfaserrichtung befindet sich in $\theta=90^\circ$ Richtung.

Zunächst wird P_5 als Aktor verwendet und alle anderen PZTs fungieren als Sensoren. Der Aktor wird mit einem Hann-gefensterten Burstsignal mit einer Grundfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$ und fünf Schwingungen beaufschlagt. Ein Vergleich der simulierten und der gemessenen Sensorsignale ist in Abbildung 5.32 illustriert. Hierbei sind exemplarisch die Sensoren P_2 , P_3 bzw. P_6 dargestellt, welche einen Winkel zur horizontalen Achse von 90° , 45° bzw. 0° bilden. Man kann feststellen, dass in allen drei Fällen die gemessenen mit den simulierten Signalen sowohl in der Phasenlage der Wellenpakete als auch in den jeweiligen Sensorspannungen sehr

gut übereinstimmen. Das erste Wellenpaket kommt bei Sensor P_2 im Vergleich zu Sensor P_6 deutlich früher an, obwohl die Wegstrecken zu Aktor P_5 für beide PZTs identisch sind. Dieser Unterschied ist auf das anisotrope Materialverhalten der Struktur zurückzuführen, weil die Wellengeschwindigkeit in 90° -Richtung höher ist. Die im vorderen Teil des Sensorsignals sichtbaren Wellenpakete gehen auf elektromagnetisches Übersprechen zurück.

Die sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und der Simulation erlaubt es, die Simulation für die Analyse der Lambwellen einzusetzen. Hierbei wird für die Anregung der Ultraschallwellen erneut ein Hann-gefenstertes Kosinussignal verwendet, welches eine Grundfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$ und drei Schwingungen besitzt. Innerhalb der Simulation wird ein Schaden durch die Verringerung des E-Moduls eines $12\text{mm} \times 12\text{mm}$ großen Spektral-

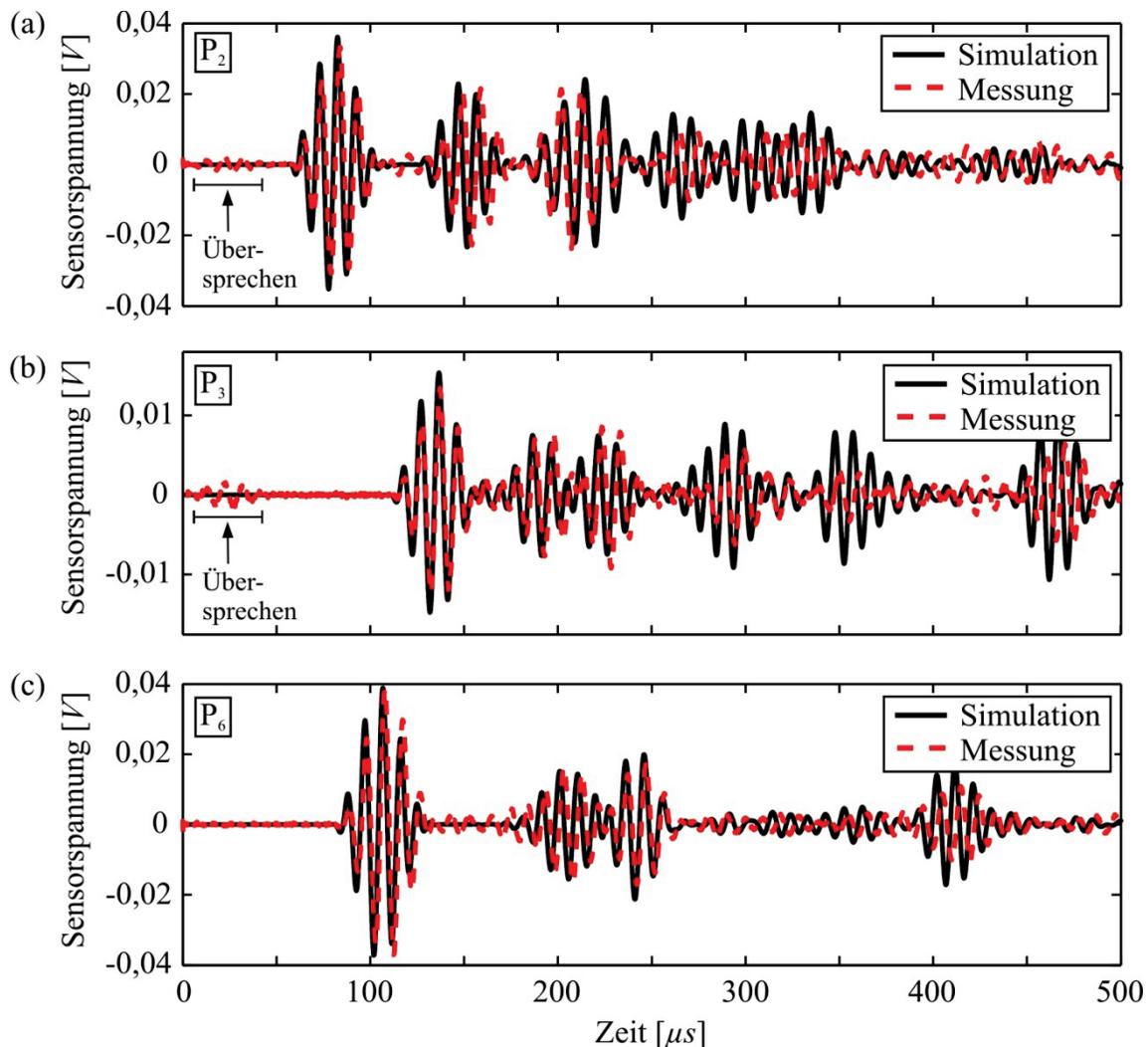


Abbildung 5.32: Simulierte und gemessene Sensorsignale an den Messstellen P_2 , P_3 und P_6 für eine Anregungsfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$.

elements um 20% realisiert. Dadurch kann ein definierter, annähernd punktförmiger Schaden erzeugt werden. Die Koordinaten der untersuchten Schadensfälle sind in Tabelle 5.3 dokumentiert. Die Sensorkoordinaten aus Abbildung 5.31 sind in Tabelle 5.4 hinterlegt.

Tabelle 5.3: Koordinaten der simulierten Schadensfälle aus Abbildung 5.31.

	<i>x-Koordinate [m]</i>	<i>y-Koordinate in [m]</i>
D ₁	0,48	0,57
D ₂	0,27	0,15

Tabelle 5.4: Sensorkoordinaten der unidirektionalen Faserverbundstruktur aus Abbildung 5.31.

	<i>x-Koordinate [m]</i>	<i>y-Koordinate in [m]</i>
P ₁	0,15	0,15
P ₂	0,40	0,15
P ₃	0,65	0,15
P ₄	0,15	0,40
P ₅	0,40	0,40
P ₆	0,65	0,40
P ₇	0,15	0,65
P ₈	0,40	0,65
P ₉	0,65	0,65

5.3.2 Gleichzeitige Bestimmung mehrerer Schäden durch das stützstellenfreie Lokalisationsverfahren

Die Erfassung der Sensorsignale erfolgt sowohl für die intakte als auch für die geschädigte Struktur nach der ECSM-Datenerfassung aus Abschnitt 2.5. Damit entstehen für die neun eingesetzten PZTs insgesamt 36 Ultraschallsignale, welche für die Schadenslokalisierung ausgewertet werden können. Da die S_0 -Mode die höchste Gruppengeschwindigkeit der vorhandenen Wellenformen aufweist, wird diese Mode im Folgenden ausschließlich betrachtet. Abbildung 5.33a zeigt die Gruppengeschwindigkeiten der S_0 -Mode für die gegebene Struktur bei mehreren Anregungsfrequenzen zwischen 30kHz und 120kHz. Diese können automatisch nach [MOLL *et al.* 2010b] mit Hilfe der Simulation ermittelt werden. Auf gleichem Weg kann auch das Geschwindigkeitsprofil für die A_0 -Mode ermittelt werden, welches in Abbildung 5.33b dargestellt ist. Die Variationen des Geschwindigkeitsprofils der A_0 -Mode gehen auf den Dispersionseinfluss zurück.

Im weiteren Verlauf erfolgt die Untersuchung der Differenzsignale zwischen der intakten und der geschädigten Struktur. Zunächst wird die erste Schadensposition aus Tabelle 5.3 betrach-

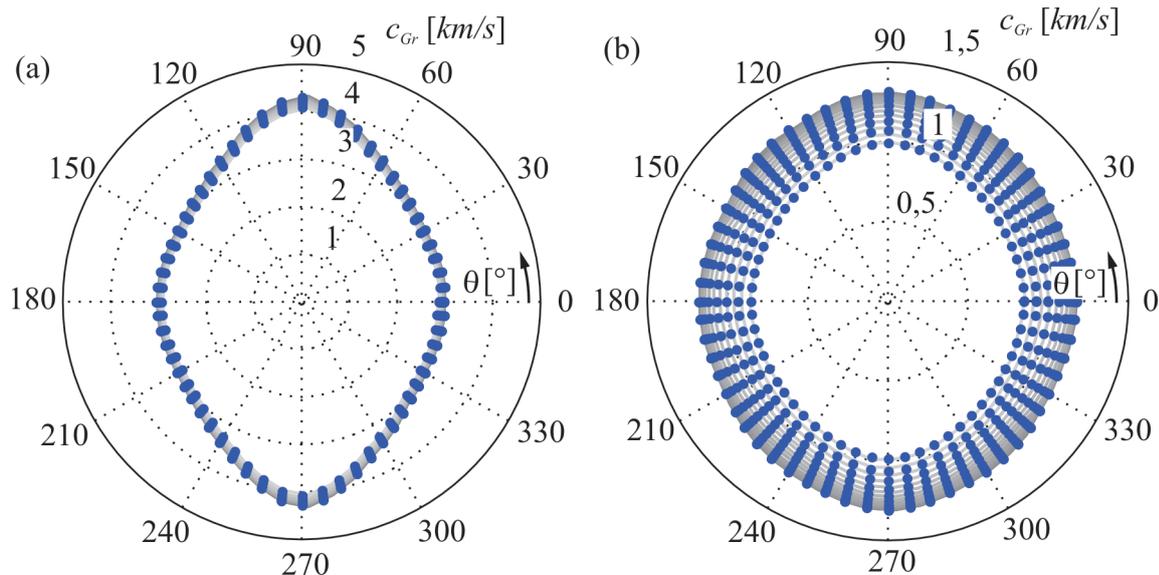


Abbildung 5.33: Gruppengeschwindigkeit der (a) S_0 -Mode und (b) A_0 -Mode für Anregungsfrequenzen zwischen 30kHz und 120kHz

tet, bevor im zweiten Schritt beide Schäden gleichzeitig analysiert werden. Bei der Analyse des Differenzsignals kommt der Algorithmus zur Ermittlung der Ersteinsatzzeit aus [GROSSE und REINHARDT 1999] zur Anwendung, welcher die Ankunftszeit des ersten Wellenpakets automatisch extrahiert. Die daraus hervorgehende Wellenlaufzeit geht als Parameter TOF in die Gleichungen (3.24) und (3.25) ein. Nach der erfolgreichen Bestimmung der Ersteinsatzzeit werden diese beiden Gleichungen auf numerischem Weg gelöst. Hierbei werden die richtungsabhängigen Gruppengeschwindigkeiten der S_0 -Mode bei der Grundfrequenz von $f_c=100kHz$ berücksichtigt. Als Ergebnis erhält man für jedes Aktor-Sensorpaar eine nicht-elliptische Kurve, wie sie beispielhaft für die Paarungen P_1 - P_5 und P_5 - P_6 in Abbildung 5.34 zu sehen ist. Prinzipiell kann sich der Schaden an jeder Stelle auf der nicht-elliptischen Kurve befinden. Aus diesem Grund ist es wichtig, mehrere Kurven zu betrachten und die gemeinsamen Schnittpunkte zu berechnen. Für die nicht-elliptischen Kurven in Abbildung 5.34 entstehen insgesamt zwei Schnittpunkte. Der Erste befindet sich in unmittelbarer Nähe der tatsächlichen Schadensposition, wobei die geringe Abweichung zum tatsächlichen Schadensort auf die Präzision der Ersteinsatzbestimmung zurückzuführen ist. Der zweite Schnittpunkt liegt deutlich weiter von der Schadensposition entfernt. Dieser ungewollte, aber nicht vermeidbare Schnittpunkt, geht auf die gespiegelte Schadensposition zurück, vergleiche Abschnitt 3.4.1. Diese charakteristische Eigenschaft ist Teil des stützstellenfreien Lokalisationsalgorithmus und erfordert eine statistische Auswertung, bei der alle Kurvenschnittpunkte betrachtet werden. Der Bereich der größten Schnittpunktdichte liefert den Schadensort.

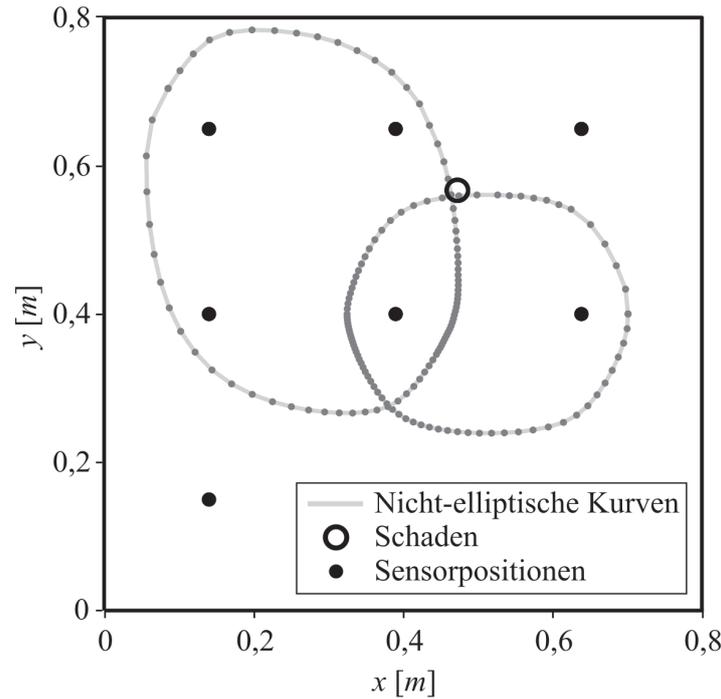


Abbildung 5.34: Darstellung zweier nicht-elliptischer Kurven. Einer der Kurvenschnittpunkte liegt in der Nähe der realen Schadensposition. Der andere liegt an einer anderen Stelle auf der Platte.

Für die automatische Extraktion der Schnittpunkte werden die nicht-elliptischen Kurven in stückweise lineare Segmente unterteilt, wodurch es zu einem Schnittproblem zweier Geraden kommt. Eine gültige Lösung wird durch die benachbarten Stützpunkte sowie die Strukturgeometrie begrenzt. Als Ergebnis erhält man eine Punktwolke, wie sie in Abbildung 5.35 dargestellt ist, bei der die höchste Schnittpunktdichte am Schadensort vorherrscht.

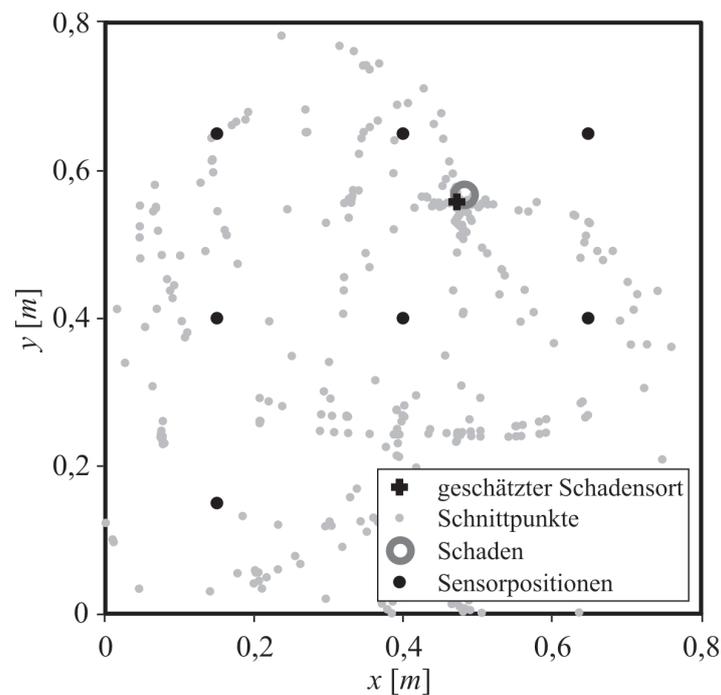


Abbildung 5.35: Verteilung der Kurvenschnittpunkte - die höchste Schnittpunktdichte liegt im Bereich der tatsächlichen Schadensposition.

Gleichzeitig befinden sich auch vereinzelte Punkte an anderen Stellen auf der Struktur. Die Bestimmung der höchsten Schnittpunktdichte erfolgt gemäß Abschnitt 3.4.1 durch die zweidimensionale Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion, dargestellt in Abbildung 5.36. Die Schadensposition geht eindeutig aus dieser Darstellung hervor. Der Fehler zwischen der geschätzten und der tatsächlichen Schadensposition beträgt 14mm . Dies entspricht einem relativen Fehler bezogen auf die Kantenlänge der Struktur von lediglich $1,75\%$.

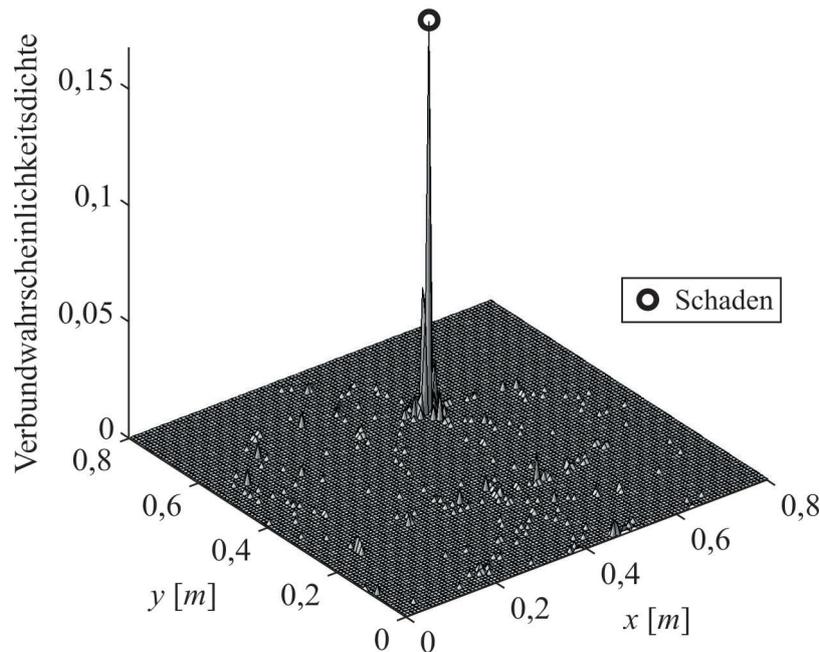


Abbildung 5.36: Mit Hilfe der zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion kann der Ort der höchsten Schnittpunktdichte aus Abbildung 5.35 automatisch ermittelt werden.

In einem weiterführenden Schritt soll untersucht werden, ob es möglich ist, zwei Schäden gleichzeitig zu lokalisieren. Abbildung 5.37 zeigt einige nicht-elliptische Kurven. Aus dieser Darstellung geht hervor, dass die Kurven entweder die erste oder die zweite Schadensposition tangieren. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass für die Lösung der transzendenten Gleichungen aus Abschnitt 3.4.1 das erste Wellenpaket im Differenzsignal ausgewertet wird. Liegen also zwei Schäden gleichzeitig vor, dann entscheidet die Lage der Schäden in Bezug zur jeweiligen Aktor-Sensorkombination darüber, ob jeweils ein Beitrag für die Bestimmung der einen oder der anderen Schadensposition resultiert. Diese Eigenschaft ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung von mehr als einem Schaden. Wichtig ist dies gerade bei großen Strukturen, bei denen die Wahrscheinlichkeit hoch ist, dass mehr als ein Schaden zur selben Zeit vorliegt.

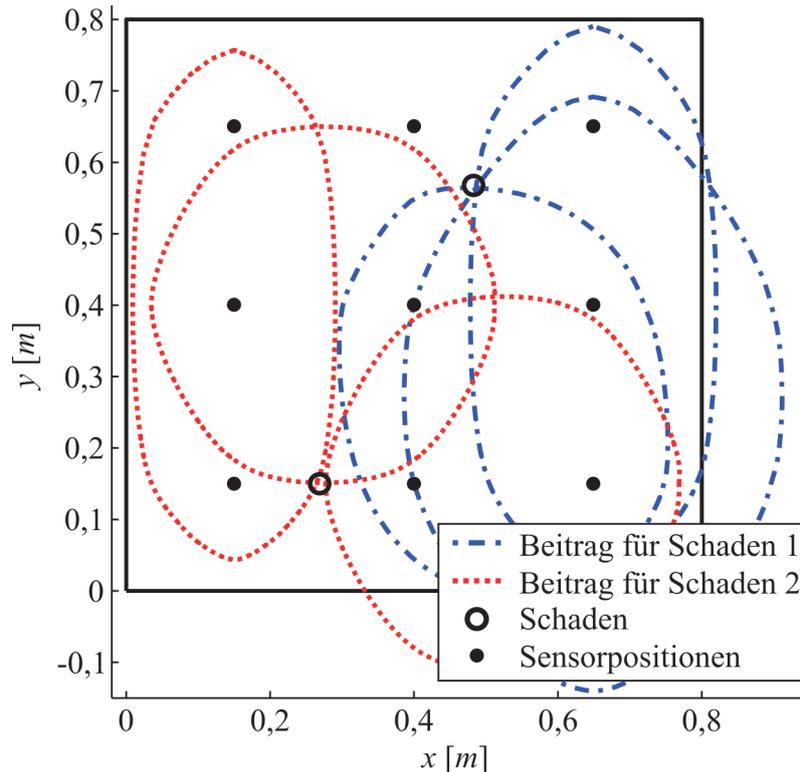


Abbildung 5.37: Darstellung mehrerer nicht-elliptischer Kurven.
In diesem Fall liegen zwei Schäden gleichzeitig vor.

Für den Fall zweier Schäden werden ebenfalls alle Schnittpunkte der nicht-elliptischen Kurven automatisch bestimmt. Die Berechnung der zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion und die anschließende Glättung durch den „Expectation-Maximization“ Algorithmus aus [NABNEY 2001] führt auf die Darstellung in Abbildung 5.38. Der absolute Fehler zwischen der realen und der geschätzten Schadensposition ist ungefähr Null beim ersten Defekt und beträgt 25mm für den zweiten Schaden. Dies entspricht einem relativen Fehler bezogen auf die Kantenlänge der Struktur von 3%.

Als wesentliche Parameter für die Güte der Schadenslokalisierung lassen sich die Genauigkeit der Bestimmung der Ersteinsatzzeit sowie die Qualität des Geschwindigkeitsmodells ausmachen. Abbildung 5.39 zeigt eine der nicht-elliptischen Kurven aus Abbildung 5.34. Hierbei ist die TOF-Information künstlich um plus bzw. minus 10% verändert worden. Dadurch kommt es zu einer ungleichmäßigen Streckung der Kurven.

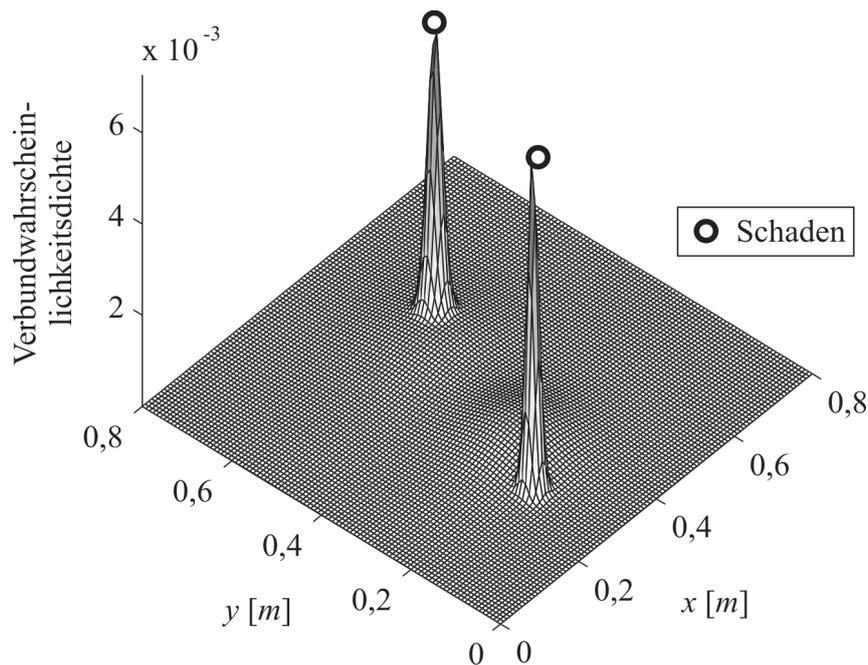


Abbildung 5.38: Zweidimensionale Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Fall, dass zwei Schäden gleichzeitig vorliegen. In dieser Darstellung liegt eine Glättung durch Anwendung des Expectation-Maximization-Algorithmus zugrunde.

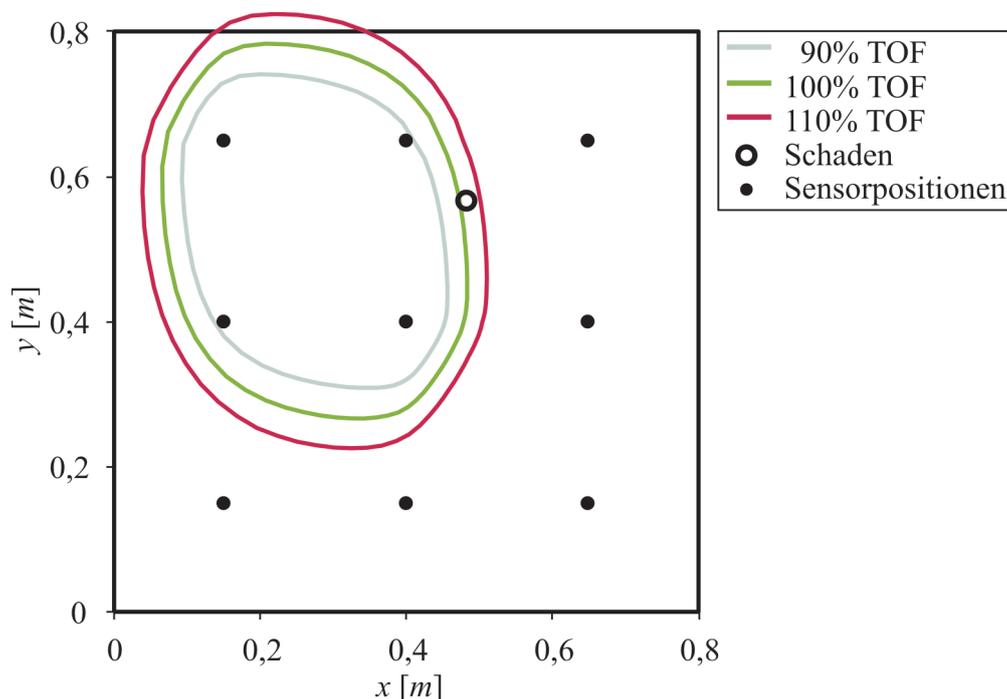


Abbildung 5.39: Einfluss der Genauigkeit bei der Ersteinsatzbestimmung im Differenzsignal.

5.3.3 Auswirkungen der Isotropieannahme für die stützstellenfreie Schadenslokalisierung

Obwohl es plausibel erscheint, dass man bei einer anisotropen Struktur das inhomogene Materialverhalten in den Lokalisationsalgorithmen berücksichtigen sollte, ist es wichtig, eine Vergleichsrechnung durchzuführen und den systematischen Fehler, der durch die

Isotropieannahme entsteht, zu beurteilen. Aus diesem Grund werden die Datensätze aus Abschnitt 5.3.2 erneut betrachtet, allerdings nun mit der mittleren Gruppengeschwindigkeit der S_0 -Mode. Diese beträgt 3338m/s . Abbildung 5.40 zeigt die sich ergebende Verteilung der Schnittpunkte für alle Aktor-Sensorkombinationen. Der Fehler, der an dieser Stelle durch die Isotropieannahme entsteht, ist relativ gering. Das ist darauf zurückzuführen, dass die Anisotropie der betrachteten Struktur moderat ist. Ein Maß hierfür stellt das Verhältnis der Gruppengeschwindigkeiten der S_0 -Mode von der 90° - zur 0° -Richtung dar, welches im vorliegenden Fall nur etwa 4:3 beträgt. Nichtsdestotrotz kann man der Darstellung in Abbildung 5.40 entnehmen, dass die Punktverteilung im Vergleich zu Abbildung 5.35 weniger um die tatsächliche Schadensposition konzentriert ist. Folglich erhöht sich der absolute Fehler in der Bestimmung des Schadensortes auf 30mm , was einem relativen Fehler bezogen auf die Strukturabmaße von 3,3% entspricht.

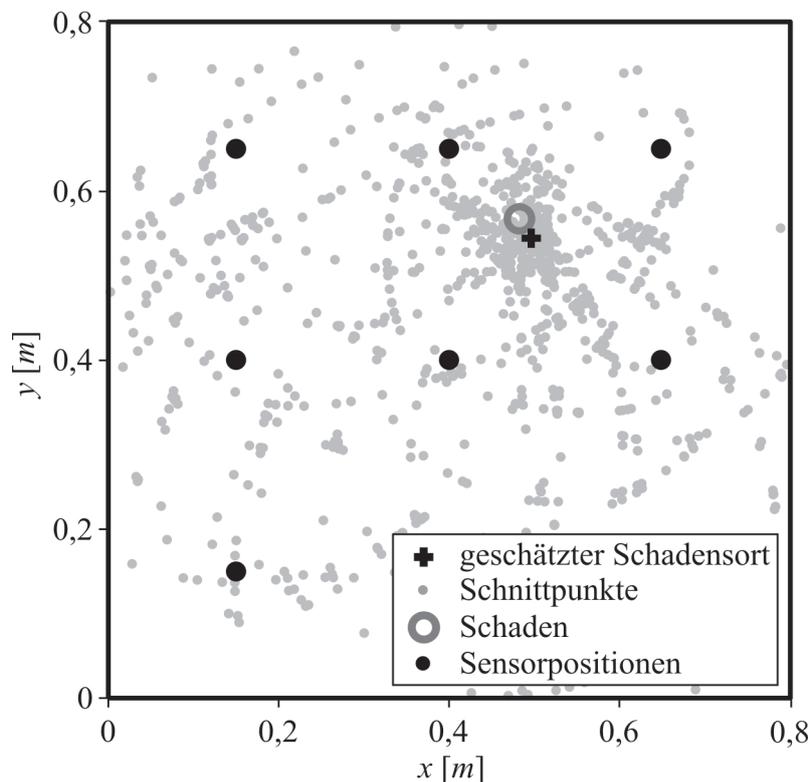


Abbildung 5.40: Darstellung der Schnittpunktverteilung für den Fall, dass bei einer anisotropen Struktur das richtungsabhängige Materialverhalten unberücksichtigt bleibt. Im Vergleich zu Abbildung 5.35 entsteht ein systematischer Fehler, der zu Abweichungen bei der Bestimmung des Schadensortes führt.

5.3.4 Nachweis über die Anwendbarkeit der stützstellenlosen Schadenslokalisierung bei isotropen Werkstoffen

Die Formulierung der stützstellenfreien Schadenslokalisierung aus Kapitel 3.4.1 generalisiert das in der Literatur erwähnte stützstellenfreie Ellipsenverfahren, vergleiche [TUA *et al.* 2004].

Der Nachweis hierfür wird im nun folgenden Abschnitt getätigt, in dem eine isotrope Aluminiumplatte mit den Maßen $600\text{mm} \times 600\text{mm} \times 1,5\text{mm}$ betrachtet wird. Neun piezoelektrische Sensoren sind, wie in Abbildung 5.41 zu sehen, äquidistant zueinander angeordnet. Ein Hann-gefenstertes Kosinussignal mit einer Grundfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$ und drei Schwingspielen wird für die Anregung der Ultraschallwellen bei der Simulation der Wellenausbreitung mit der Spektralelementemethode verwendet. Bei diesem fd -Produkt ergibt sich über das Dispersionsdiagramm aus Abschnitt 2.1 eine Gruppengeschwindigkeit für die S_0 -Mode von 5409m/s . Ein Schaden wird durch die Reduzierung des Elastizitätsmoduls bei einem $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ großen Spektralelement um 20% an der Stelle $(0,495\text{m}/0,365\text{m})$ simuliert.

In Abbildung 5.41 sind exemplarisch drei Ellipsen veranschaulicht. Die Kongruenz zwischen der klassischen isotropen und der neuen anisotropen Formulierung zeigt, dass die anisotrope Formulierung den isotropen Fall als Spezialfall einschließt. Die Kombination aller Aktor-Sensorkombinationen und die Berechnung der zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion führt auf die Darstellung in Abbildung 5.42.

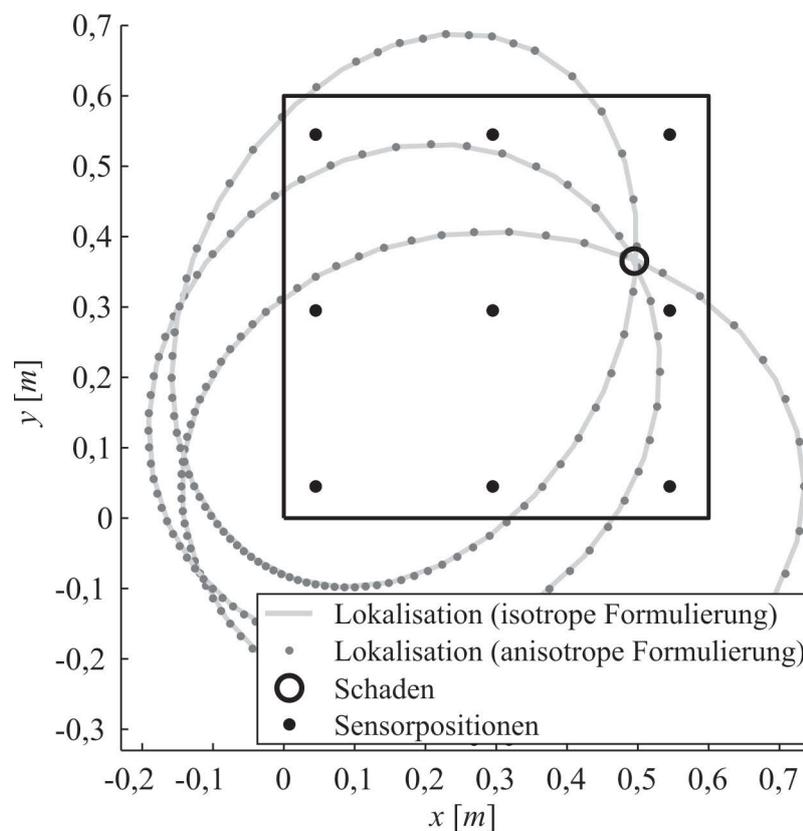


Abbildung 5.41: Kongruenz der Ellipsen für die isotrope und anisotrope Formulierung.

Erneut ist ein ausgewiesenes Maximum zu erkennen, welches die Schadensposition repräsentiert. Die Abweichung beträgt in diesem Fall lediglich 2mm , was einen relativen Fehler von $0,3\%$ bedeutet.

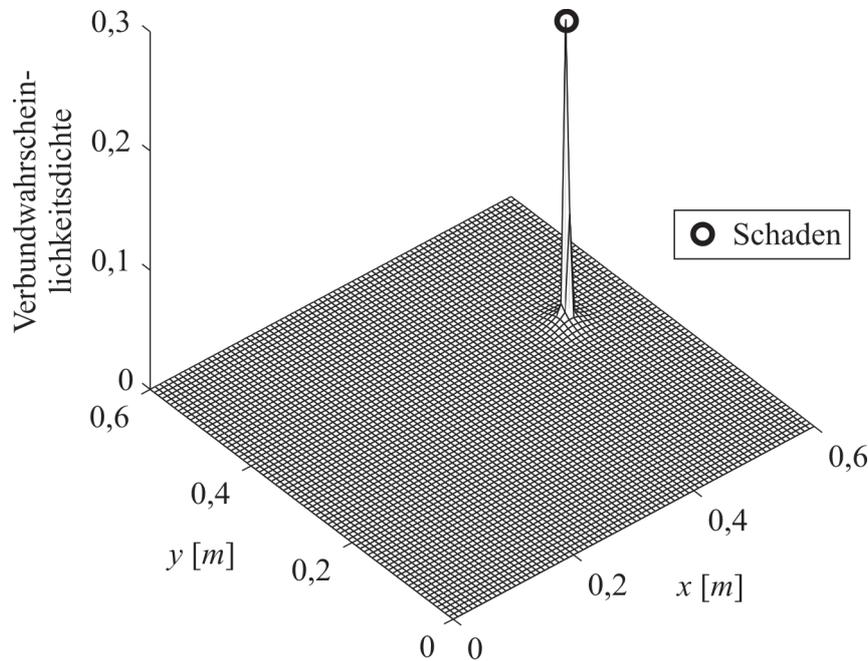


Abbildung 5.42: Die Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion besitzt ein ausgewiesenes Maximum an der Schadensposition.

5.3.5 Stützstellenbasierte Schadenslokalisierung bei einer anisotropen Faserverbundstruktur

In diesem Abschnitt werden nun das stützstellenbasierte Laufzeitverfahren aus Abschnitt 3.4.2 und das stützstellenbasierte Laufzeitdifferenzverfahren aus Kapitel 3.4.3 für die Schadenslokalisierung herangezogen. Untersucht wird erneut die Faserverbundstruktur aus Abschnitt 5.3.2. Damit ist es möglich, die drei Ortungsverfahren miteinander zu vergleichen. Beim Laufzeitverfahren entstehen wie auch beim stützstellenfreien Lokalisationsverfahren insgesamt 36 Sensorsignale, die für die Bestimmung des Schadensortes verwendet werden können. Wie in Abbildung 5.43a dargestellt, kann der Schadensort mit dem Laufzeitverfahren akkurat bestimmt werden. Ein vergleichbar gutes Ergebnis ist mit dem Laufzeitdifferenzverfahren erzielbar, wie in Abbildung 5.43b zu sehen ist. Im Unterschied zum Laufzeitverfahren entstehen hierbei nun 252 Aktor-Sensor-Sensorkombinationen, vergleiche Kapitel 3.4.4, was sich in einer deutlich längeren Rechenzeit bei der Generierung der Schadenskarte auswirkt. Sowohl beim Laufzeitverfahren wie auch beim Laufzeitdifferenzverfahren wird das inhomogene Geschwindigkeitsprofil der anisotropen Struktur berücksichtigt, vergleiche die mathematische Beschreibung in Abschnitt 3.4.2 bzw. 3.4.3. Analog zu Abschnitt 5.3.3 soll nun analysiert werden, wie sich die Isotropieannahme

auf die Qualität der Schadenslokalisierung auswirkt. Die Ergebnisse für das Laufzeitverfahren sind für diesen Fall in Abbildung 5.43c dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Nichtberücksichtigung des anisotropen Materialcharakters zu markanten Abweichungen bei der Bestimmung des Schadensortes führt. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Anisotropie beim Laufzeitverfahren zu berücksichtigen. Ein etwas anderes Bild zeigt sich beim Laufzeitdifferenzverfahren. Hierbei kommt der richtungsabhängigen Gruppengeschwindigkeit weniger Bedeutung zu und der Schaden ist immer noch gut lokalisierbar.

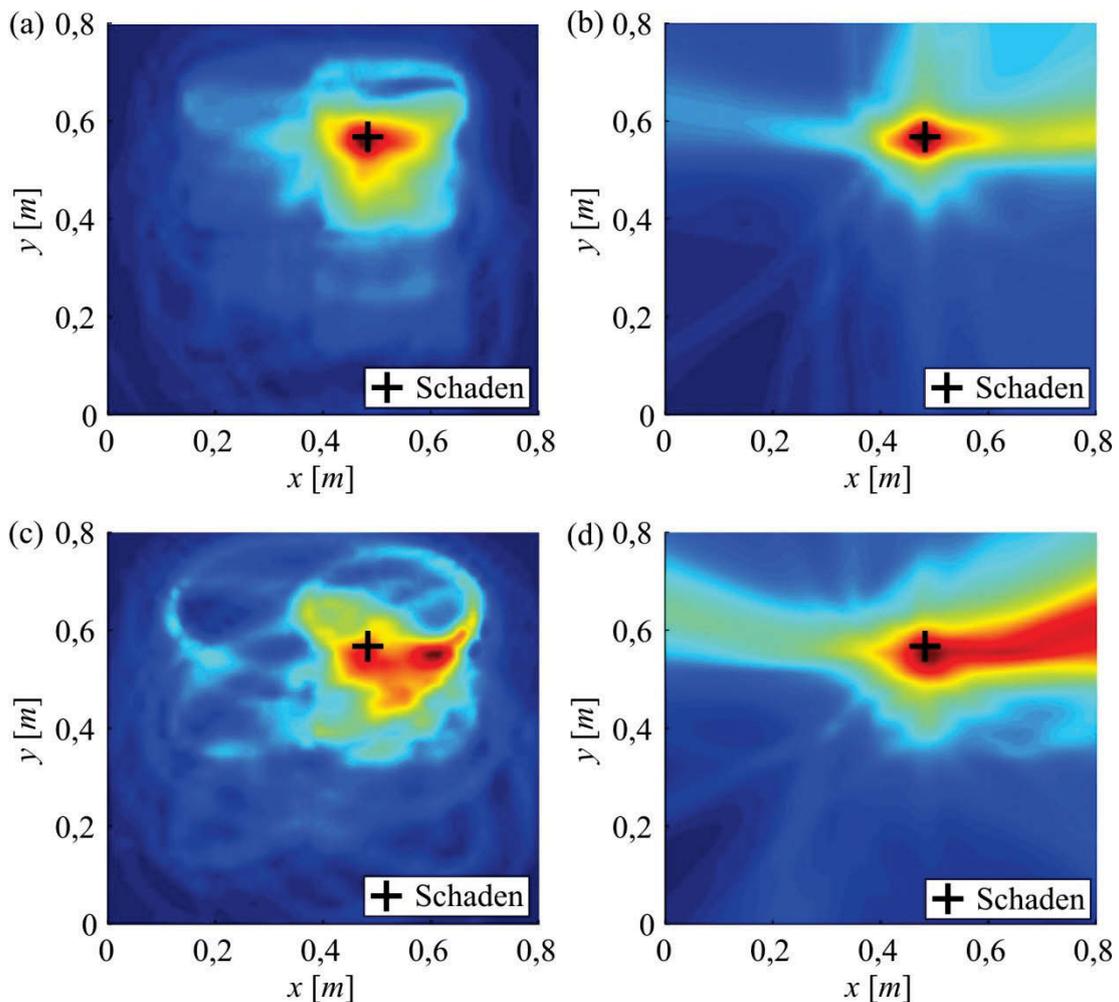


Abbildung 5.43: Schadenskarte unter Berücksichtigung der anisotropen Gruppengeschwindigkeitscharakteristik mit dem (a) Laufzeitverfahren und (b) Laufzeitdifferenzverfahren. Schadenskarte ohne Berücksichtigung der Anisotropie (gemittelte Gruppengeschwindigkeit) für das (c) Laufzeitverfahren und (d) Laufzeitdifferenzverfahren.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass alle drei Techniken für die Schadenslokalisierung in anisotropen Strukturen genutzt werden können, obwohl es zwischen den Algorithmen einige strukturelle Unterschiede gibt, die ausführlich in Abschnitt 3.4.4 erläutert sind. In allen Fällen ist es aber für ein möglichst akkurates Lokalisationsergebnis wichtig, die Anisotropie zu berücksichtigen.

5.3.6 Experimentelle Restriktionen

Die bisher gezeigten Lokalisationsergebnisse aus Kapitel 5.3 basieren allesamt auf simulierten Ultraschallsignalen, die mit Hilfe der Spektralelementemethode generiert worden sind. Die erfolgreiche Schadenslokalisierung von einem bzw. mehreren Schäden hat gezeigt, dass die Algorithmen korrekt formuliert sind und nun potenziell auch auf reale Strukturen angewendet werden können. In der experimentellen Praxis zeigt sich allerdings, dass dies nicht ohne weiteres möglich ist. Der Grund hierfür wird mit Abbildung 5.44 erläutert. Abbildung 5.44a stellt insgesamt 100 Aktorsignale mit einer Grundfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$ und fünf Schwingspielen dar, welche mit dem Frequenzgenerator der Handyscopes HS3 erzeugt worden sind. Rein visuell weisen diese Signale eine sehr hohe Übereinstimmung auf. Bei näherer Betrachtung, siehe die Zoomfenster in Abbildung 5.44b und Abbildung 5.44c, zeigt sich jedoch, dass es Synchronisationsprobleme gibt, die zu Phasenunterschieden zwischen den Aktorsignalen führen. Obwohl diese Phasenunterschiede unter einem Abtastschritt liegen, haben sie zur Folge, dass die Ausbreitung der Ultraschallwellen mit minimalem zeitlichem Versatz erfolgt und die Wellen dementsprechend früher oder später am Sensor ankommen. In Abbildung 5.44d sind die dazugehörigen 100 Sensorsignale zusammen mit der Einhüllenden illustriert. Würde man bei diesem Signal nach der gleichen Vorgehensweise wie in Abbildung 5.44d ein Zoomfenster untersuchen, dann könnte man exakt den gleichen zeitlichen Versatz wiederfinden. Signifikant wirkt sich die fehlerbehaftete Synchronisation bei den Differenzsignalen aus, die für die Schadenslokalisierung verwendet werden, vergleiche Abbildung 5.44e. Hierbei dient das erste der 100 Messsignale als Referenz, so dass insgesamt 99 Differenzsignale dargestellt sind. Die Messungen sind unmittelbar nacheinander an der ungeschädigten Struktur vollzogen worden, so dass weder ein Schaden noch Temperatureffekte die sichtbaren Wellenformen hervorrufen können. Es ist zu beobachten, dass das Differenzsignal an einigen Stellen Wellenformen enthält, welche durch die angesprochenen Synchronisationsprobleme entstehen und deren Höhe in der gleichen Größenordnung wie jene eines Impaktschadens liegen. Besonders gravierend ist dieser Effekt für das stützstellenfreie Lokalisationsverfahren, weil hierbei die erste Wellenform im Differenzsignal für die Laufzeitanalyse verwendet wird. Wie gezeigt worden ist, muss diese nicht unbedingt auf eine Reflexion vom Schaden zurückgehen, so dass es zu einer fehlerhaften Bestimmung des Schadensortes kommt. Weiterhin ist zu beobachten, dass das Differenzsignal immer dort ein Maximum aufweist, wo auch das Sensorsignal maximal ist. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Synchronisationsprobleme für die im Differenzsignal enthaltenen Wellenformen verantwortlich sind. Um diesen Effekt zu

eliminieren, ist es erforderlich eine höhere Synchronisation der einzelnen Messkanäle zu erreichen.

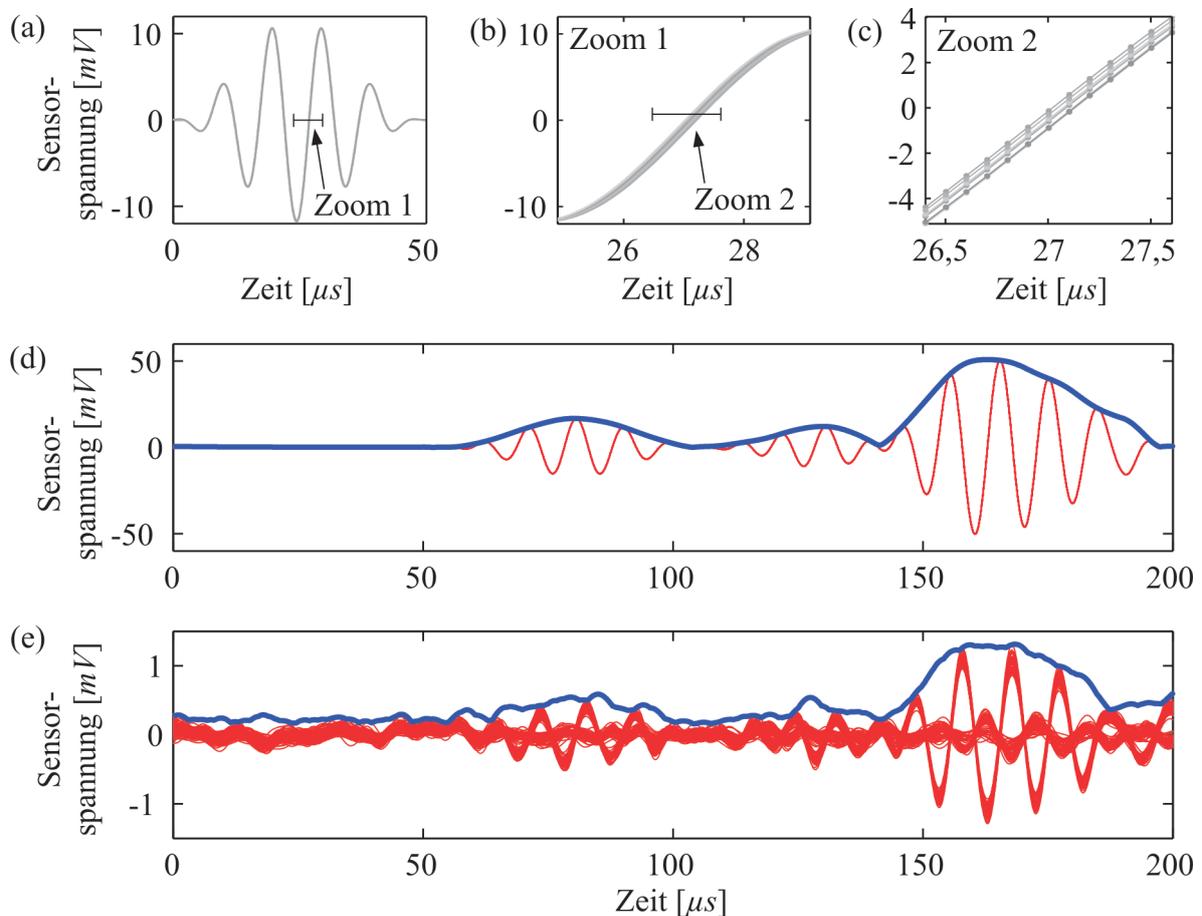


Abbildung 5.44: (a) 100 Aktorsignale bei $f_c=100\text{kHz}$; (b) Ausschnitt des Aktorsignals; (c) feiner aufgelöster Ausschnitt des Aktorsignals, aus Gründen der Übersicht sind hier nur zehn Signale dargestellt; (d) 100 Exemplare eines Sensorsignals; (e) 99 Differenzsignale zwischen Messungen der ungeschädigten Struktur. Die sichtbaren Wellenformen sind auf Synchronisationsfehler bei der Messung und nicht auf einen Schaden oder Temperatureffekte zurückzuführen.

5.4 Entfaltung nicht-stationärer schmalbandiger Ultraschallsignale mit Hilfe des zeitveränderlichen inversen Filters

Begründet durch den Einfluss der Dispersion wird in den meisten Anwendungen der aktiven Strukturüberwachung mit Lambwellen ein schmalbandiges Anregungssignal in Form eines modulierten Burstsignals verwendet. Damit kann man das Zerfließen der Wellenformen minimieren und gleichzeitig gewährleisten, dass nur die fundamentalen Wellenmoden ausbreitungsfähig sind. Auf der anderen Seite haben derartige Anregungssignale den Nachteil, dass die zeitliche Auflösung der Wellenformen relativ gering ist. Das zeitveränderliche inverse Filter entfaltet die nicht-stationären Ultraschallsignale und erzielt damit eine pulsartige Repräsentation des Messsignals. Im nun folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der zeitveränderlichen inversen Filterung vorgestellt. Zunächst erfolgt die Betrachtung der

Pitch-Catch-Signale aus Kapitel 5.1, bevor anschließend mehrere Differenzsignale zwischen der geschädigten und ungeschädigten Struktur unter isothermen Bedingungen betrachtet werden. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Anwendung der entfalteten Differenzsignale auf die Schadensvisualisierung.

5.4.1 Anwendung des zeitveränderlichen inversen Filters auf Messsignale von einer Aluminiumplatte

Abbildung 5.45 zeigt mehrere Pitch-Catch-Signale der Aluminiumstruktur aus Kapitel 5.1 bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen zwischen 50kHz und 380kHz . Man kann erkennen, dass die Rekonstruktion durch den MP-Algorithmus unter Berücksichtigung der Konvergenzverläufe aus Abbildung 5.46 sehr gut mit dem ursprünglichen Signal übereinstimmt. Außerdem geht aus der Darstellung hervor, dass die zeitliche Auflösung der Ultraschallsignale durch die Entfaltung signifikant verbessert werden kann. Die vorgestellte Methode ermöglicht somit auf adaptive Weise die Entfaltung von Ultraschallsignalen mit unterschiedlichen Anregungsfrequenzen. Dies wird durch eine Anpassung des Signalbuches

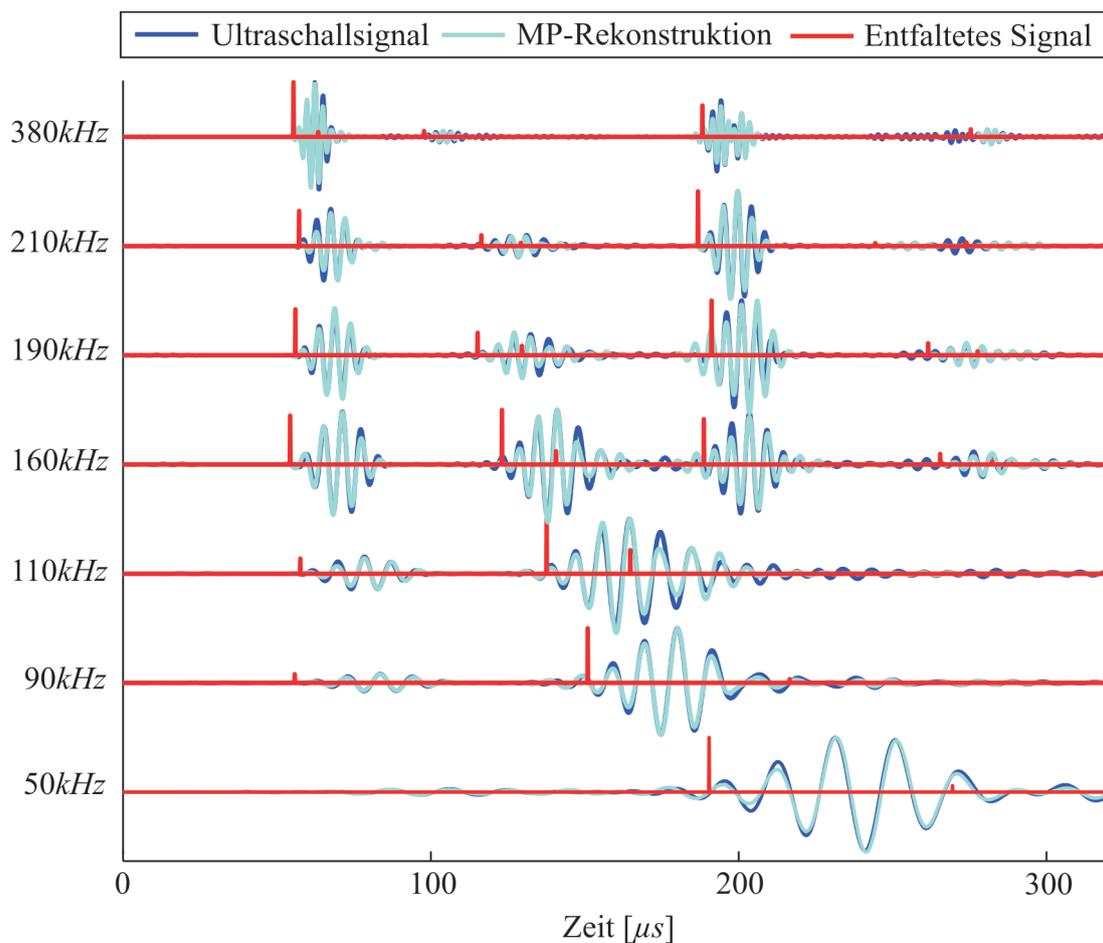


Abbildung 5.45: Pitch-Catch-Signale, MP-Rekonstruktionen und entfaltete Ultraschallsignale für verschiedene Anregungsfrequenzen. Hierbei dominiert die A_0 -Mode im niedrigen und die S_0 -Mode im höheren Frequenzbereich.

an die Grundfrequenz des Anregungssignals erreicht. Außerdem gestattet die Methode die Rekonstruktion der Spannungshöhe. Damit bleiben die Modenverhältnisse zwischen der S_0 -Mode und der A_0 -Mode erhalten. Die Abweichungen zwischen den gemessenen und den mit dem MP-Algorithmus rekonstruierten Signalen entstehen unter anderem dadurch, dass im Experiment ein Hann-gefenstertes Anregungssignal verwendet worden ist. Bei der Rekonstruktion mit den Gabor- bzw. Chirpletatomen liegt eine Modulation mit einer Gaußfensterfunktion zugrunde, siehe Gleichungen (4.11) und (4.12). Zukünftige Experimente sollten für eine Verbesserung der Ergebnisse so ausgelegt sein, dass die identische Modulation beim Anregungssignal und dem jeweiligen Atom vorhanden ist.

Eine Eigenschaft des MP-Algorithmus besteht darin, dass primär diejenigen Signalbestandteile rekonstruiert werden, welche eine hohe Energie aufweisen. Das ist typischerweise das jeweilige Zentrum der Wellenformen. Kommt es nun durch Dispersion zu einer Verbreiterung der Wellenpakete, dann sinkt die Qualität der Bestimmung der Ersteinsatzzeit ab. Eine naheliegende Lösung für dieses Problem besteht darin, den Einfluss der Dispersion zu kompensieren, siehe [LIU und YUAN 2010; WILCOX 2003b]. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass weder die Anregungsfrequenz noch die Wellenmode einen bedeutsamen Einfluss auf das Entfaltungsergebnis besitzen.

Abbildung 5.46 zeigt den Konvergenzverlauf des MP-Algorithmus für mehrere Anregungsfrequenzen. Es ist zu erkennen, dass die Signalenergie des Residuums in allen Fällen monoton fallend ist. Der Hauptunterschied für die unterschiedlichen Kurvenverläufe besteht darin, dass durch den dispersiven Charakter der Lambwellen eine unterschiedliche Anzahl an Wellenpaketen in den Messsignalen entsteht. Je höher die Anregungsfrequenz,

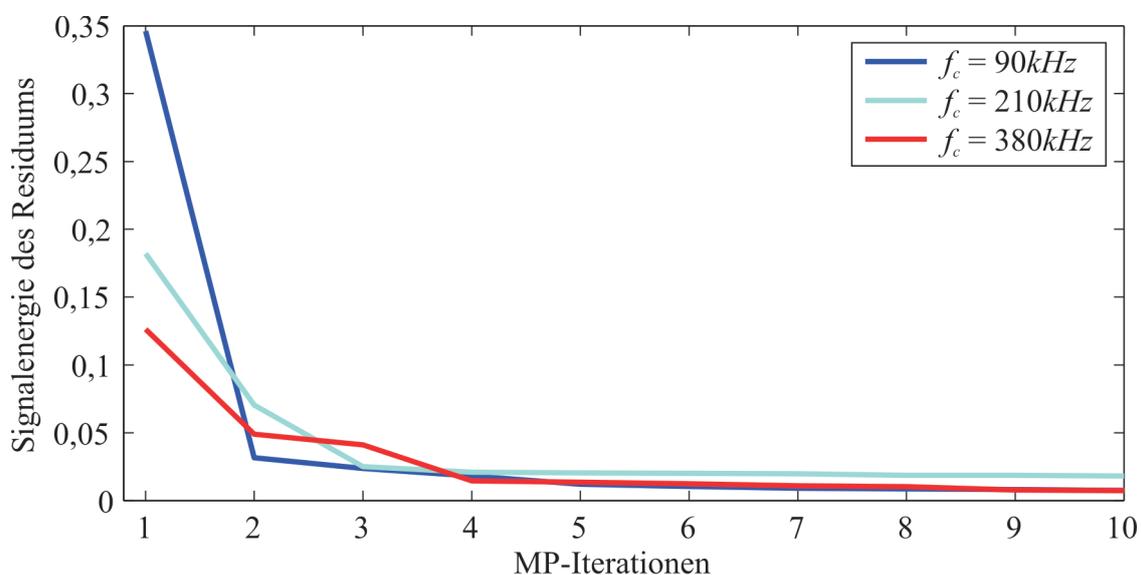


Abbildung 5.46: Konvergenz des MP-Algorithmus für mehrere Anregungsfrequenzen.

desto größer ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ultraschallwellen und desto mehr Wellenformen sind bei einer konstanten Messdauer im Ultraschallsignal enthalten. Der zweite Einflussfaktor ist das frequenzabhängige Verhältnis zwischen den fundamentalen Wellenmoden, siehe Abbildung 5.45. Dadurch verändern sich die Sensorspannungen der Wellenformen in den Sensorsignalen, was ebenfalls zu Unterschieden bei den Konvergenzkurven in Abbildung 5.46 beiträgt.

Im zweiten Beispiel wird nun das zeitveränderliche inverse Filter auf mehrere Differenzsignale angewendet. Die Signale, die in Abbildung 5.47 zu sehen sind, entstammen dem Experiment aus Kapitel 5.2.1, bei dem ein 15mm langer und 1mm breiter Schnitt in die Platte eingebracht worden ist. Die Anregungsfrequenz beträgt $f_c=380\text{kHz}$ bei einer Schwingenzahl von $n_s=5$. In diesem Beispiel fungiert P_5 als Aktor und die umliegenden PZTs als Sensoren, siehe Abbildung 5.13. Die besondere Herausforderung bei den Differenzsignalen besteht in dem vergleichsweise geringen Signal-Rauschen-Verhältnis. Das Entfaltungsergebnis zeigt, dass auch bei den Differenzsignalen das zeitveränderliche inverse Filter zu einer Verbesserung der zeitlichen Auflösung führt.

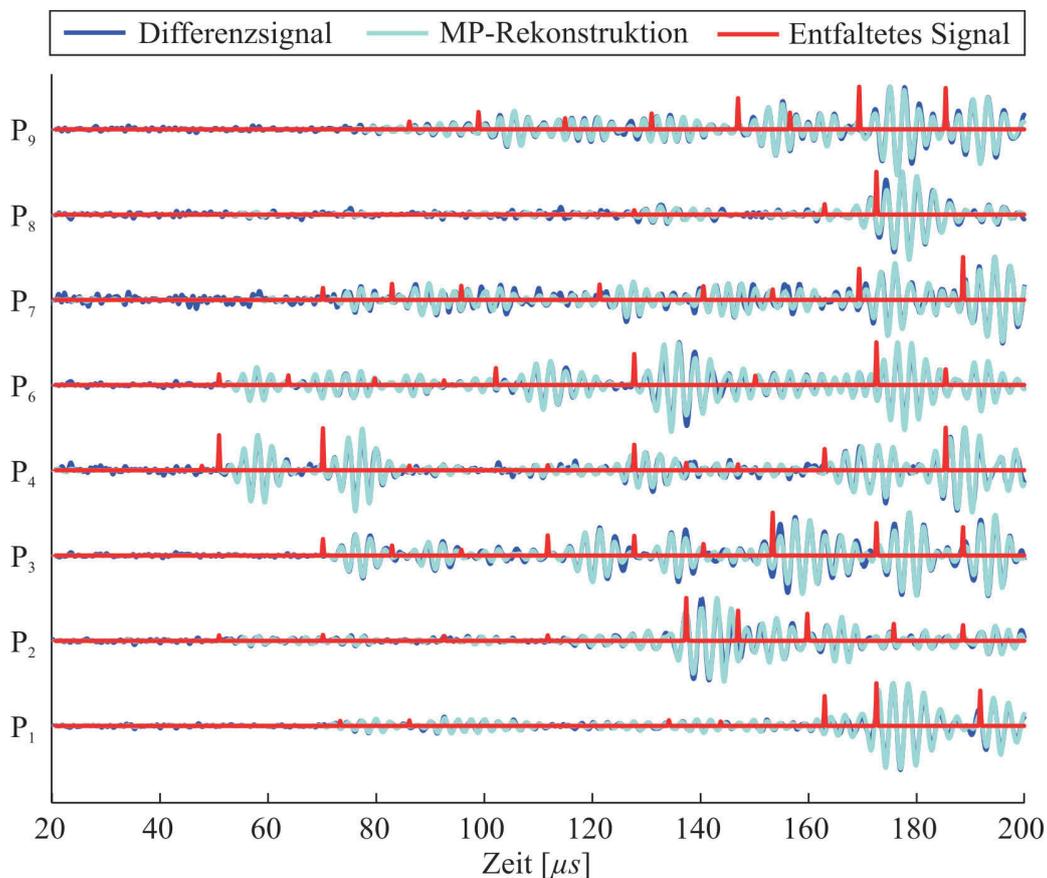


Abbildung 5.47: Normierte Differenzsignale zwischen Messungen der ungeschädigten und der geschädigten Struktur. Der Sensor P_5 aus Abbildung 5.13 ist hierbei der Aktor und die anderen acht PZTs fungieren als Sensoren.

5.4.2 Verbesserung der Schadensvisualisierung

Eine weiterführende Untersuchung besteht nun darin, die entfalteten Differenzsignale für die Schadensvisualisierung einzusetzen. Aus diesem Grund werden die Simulationsdaten der Aluminiumstruktur aus Abschnitt 5.3.4 bei einer Anregungsfrequenz von 100kHz beispielhaft betrachtet. Hierbei wird ein als punktförmig angenommener Schaden durch die Reduzierung des Elastizitätsmoduls bei einem $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ großen Spektralelement um 20% simuliert.

Eine direkte Anwendung der entfalteten Differenzsignale auf die Visualisierungsalgorithmen erscheint aus zwei Gründen nicht sinnvoll. Der erste Grund geht auf die räumliche Diskretisierung der Schadenskarten zurück. Wollte man die zeitlich hochaufgelösten entfalteten Ultraschallsignale direkt applizieren, dann bedeutete dies eine extrem feine räumliche Diskretisierung. Daraus würde eine lange Berechnungsdauer bei der Generierung der Schadenskarten resultieren. Das zweite Problem geht auf Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Ersteinsatzzeit zurück. Daher ist es empfehlenswert, die pulsartige Signalrepräsentation mit einem Gaußfenster zu modulieren, um die Schadensvisualisierung aus den genannten Gründen robuster zu gestalten. Das Gaußfenster besitzt die Standardabweichung σ . Durch die Modulation enthält jeder Puls eine gewisse zeitliche Ausdehnung, wobei die höchste Sensorspannung an der zeitlichen Position des Pulses erhalten bleibt. Abbildung 5.48 zeigt die Modulation für die Standardabweichungen $\sigma = 0,5\mu\text{s}$, $1\mu\text{s}$ und $2,5\mu\text{s}$.

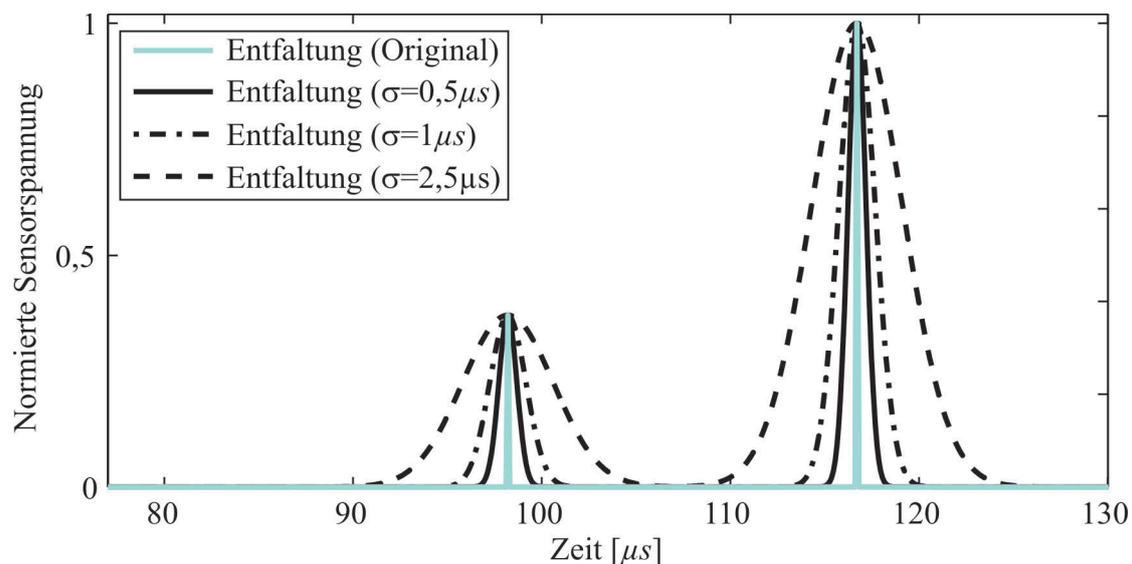


Abbildung 5.48: Entfaltetes Differenzsignal und mit einem Gaußfenster modulierte, entfaltete Differenzsignale.

Abbildung 5.49 demonstriert eine Gegenüberstellung von Schadenskarten, die mit der Einhüllenden des Differenzsignals berechnet worden sind und solchen Schadenskarten,

welche auf den entfalteten Differenzsignalen basieren. Hierbei wird zunächst in Abbildung 5.49a das stützstellenbasierte Laufzeitverfahren für die Aktor-Sensorkombination P_1 - P_5 betrachtet. Die resultierende Ellipse, die bei der Analyse der S_0 -Mode entsteht, verläuft durch die Schadensposition an der Stelle $(0,495m/0,365m)$. Ein ähnliches Verhalten zeigt Abbildung 5.49b für das Laufzeitdifferenzverfahren, bei dem die Aktor-Sensor-Sensorkombination P_6 - P_3 - P_9 zugrundeliegt. Auch hier verläuft die sich ergebende Hyperbel durch den Schadensort. Wendet man nun das zeitveränderliche inverse Filter mit $\sigma = 0,5\mu s$ auf die gleichen Differenzsignale wie zuvor an, dann entstehen für beide Visualisierungsalgorithmen Schadenskarten mit einer deutlich gesteigerten Auflösung. In beiden Fällen verläuft die höchste Intensität immer noch durch die betrachtete Schadensposition, so dass jeweils eine Verbesserung zu verzeichnen ist.

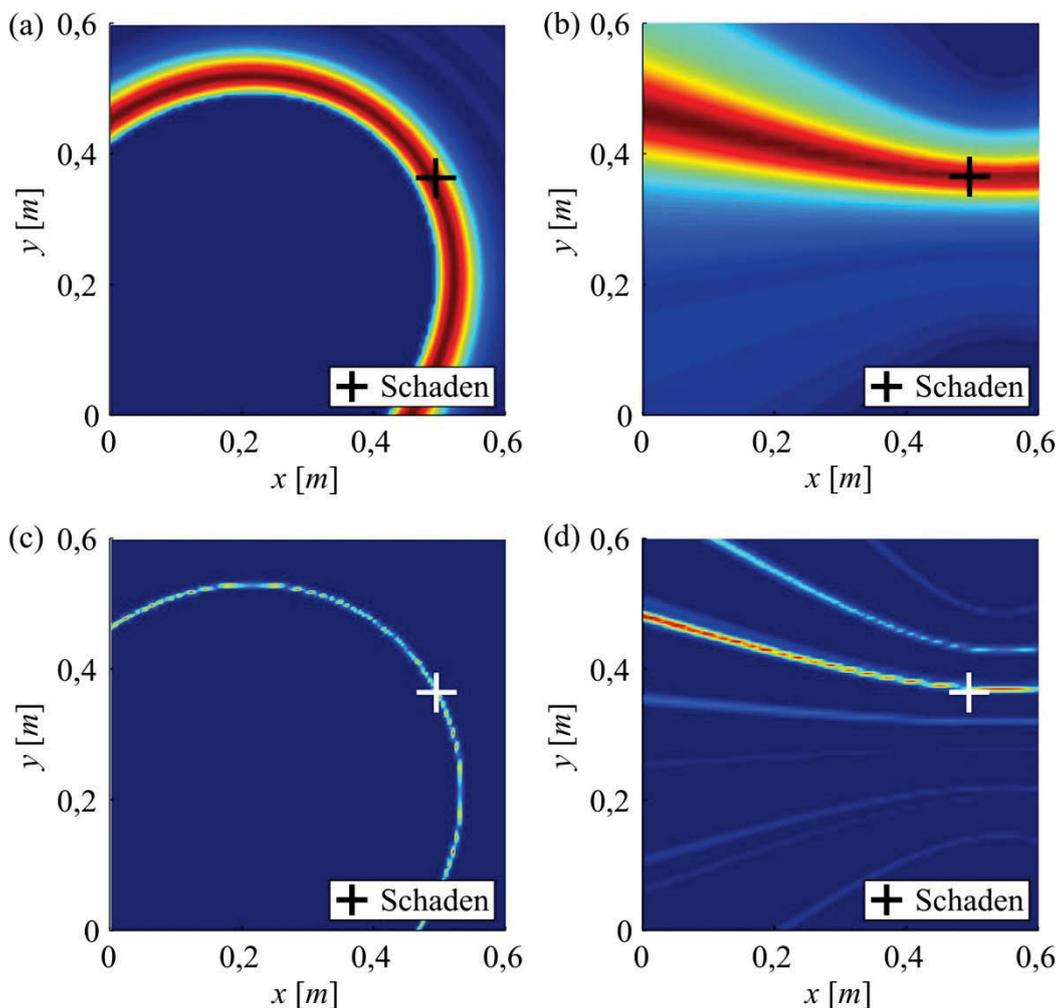


Abbildung 5.49: Schadenskarte mit dem Laufzeitverfahren für ein Aktor-Sensorpaar auf Basis (a) der Hüllkurve und (c) der entfalteten Differenzsignale mit $\sigma=0,5\mu s$. Schadenskarte mit dem Laufzeitdifferenzverfahren für ein Aktor-Sensor-Sensorpaar auf Basis (b) der Hüllkurve und (d) der entfalteten Differenzsignale mit $\sigma=0,5\mu s$.

Im nächsten Schritt erfolgt die Datenfusion aller Aktor-Sensorpaare. Abbildung 5.50a zeigt zunächst eine Schadenskarte, die auf Basis der Einhüllenden der Differenzsignale berechnet worden ist. Diese Darstellung dient als Referenz, weil sie die klassische Vorgehensweise bei der Erstellung der Schadenskarten verkörpert. Es lässt sich beobachten, dass der Bereich mit der höchsten Intensität mit der tatsächlichen Schadensposition übereinfällt. Wenn nun anstatt der Einhüllenden das entfaltete Differenzsignal für die Berechnung der Schadenskarten verwendet wird, dann entsteht, wie in Abbildung 5.50b-d zu sehen, in allen drei Fällen eine verbesserte Auflösung des punktförmigen Schadens. Hierbei liegt für die Modulation der entfalteten Differenzsignale wiederum eine Standardabweichung von $\sigma = 2,5\mu\text{s}$, $1\mu\text{s}$ bzw. $0,5\mu\text{s}$ zugrunde.

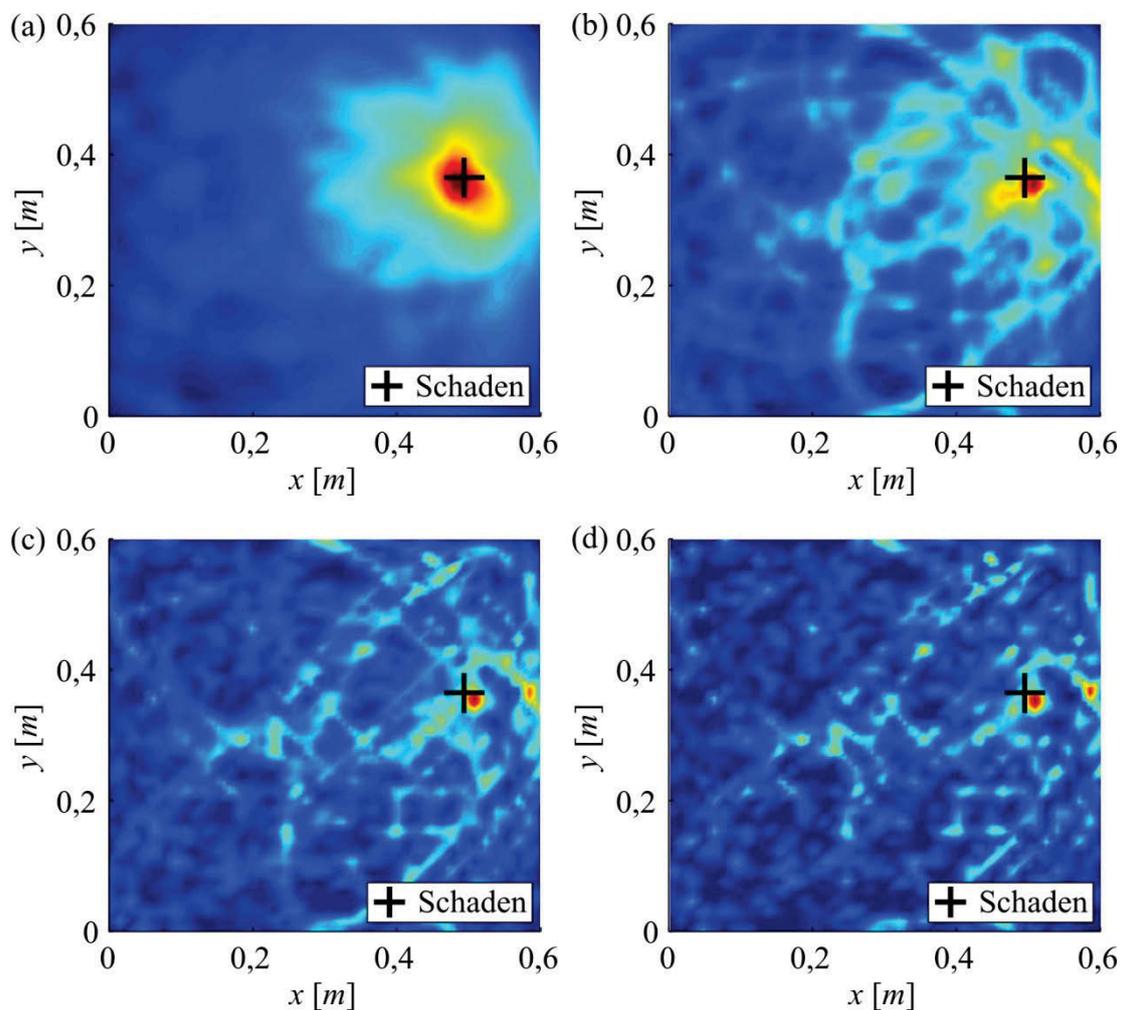


Abbildung 5.50: Schadenskarten für das Laufzeitverfahren unter Verwendung aller Aktor-Sensorkombinationen mit (a) der Hüllkurve der Differenzsignale bzw. der entfalteten Differenzsignale mit Standardabweichungen von (b) $\sigma = 2,5\mu\text{s}$ (c) $\sigma = 1\mu\text{s}$ und (d) $\sigma = 0,5\mu\text{s}$.

5.5 Effiziente Berechnung der Schadenskarten durch die optimale Schätzung von Stützstellen mit Hilfe statistischer Versuchsplanung

Eine bedeutsame Einschränkung der stützstellenbasierten Lokalisationsverfahren besteht in der teilweise recht hohen Rechenzeit, die proportional zu der verwendeten Anzahl an Stützstellen ist. In der Literatur werden für die räumliche Diskretisierung der Struktur bisher ausschließlich geometrische Ansätze verwendet, die eine gitterförmige Stützstellenverteilung vorsehen, vergleiche z.B. [CROXFORD *et al.* 2007b] und [CLARKE *et al.* 2009]. Eine neue Strategie entstammt der statistischen Versuchsplanung (im Englischen: „Design of Experiments (DoE)“), die beispielsweise in der Motorenentwicklung eingesetzt wird. Das Ziel besteht darin, ein möglichst gutes Prozessmodell zu erzeugen und dabei mit möglichst wenigen Datenpunkten auszukommen. Eine in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Nelles, Universität Siegen, entwickelte Methode der statistischen Versuchsplanung wird als HilomotDoE-Algorithmus bezeichnet, siehe [HARTMANN *et al.* 2010a] und Abschnitt 4.2. Darunter versteht man ein aktives, modellbasiertes und inkrementelles DoE-Verfahren, bei dem durch die iterative Einbindung des zugrundeliegenden Prozesses der Biasfehler minimiert wird. Für die Analyse des HilomotDoE-Verfahrens im Rahmen der Schadensvisualisierung wird eine nicht-konvexe Aluminiumplatte untersucht, welche in Abbildung 5.52 dargestellt ist. Hierfür sei erwähnt, dass in der Mathematik eine geometrische Figur als konvex bezeichnet wird, wenn für zwei beliebige zur Menge gehörende Punkte, auch deren Verbindungsstrecke, ganz in der Menge liegt. Dies garantiert, dass die Menge an keiner Stelle eine nicht-konvexe Einbuchtung aufweist, vergleiche Abbildung 5.51.

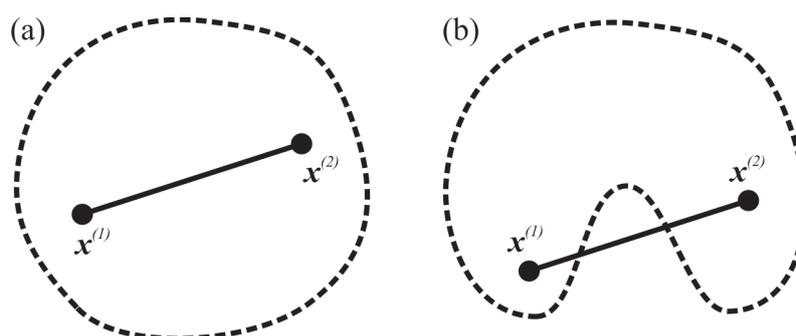


Abbildung 5.51: Beispiel für eine (a) konvexe und (b) nicht-konvexe Geometrie.

Geht man davon aus, dass sich am Punkt $x^{(1)}$ ein Aktor und am Punkt $x^{(2)}$ ein Sensor befindet, dann kann sich die Ultraschallwelle aufgrund der Geometrie nicht auf dem direkten Weg vom Aktor zum Sensor bewegen. Sie wird an der Einbuchtung reflektiert und erreicht den Sensor aufgrund des zusätzlichen Laufweges zeitlich verzögert.

Die maximalen Abmaße der betrachteten Aluminiumstruktur betragen sowohl in x - wie auch in y -Richtung 900mm bei einer Strukturdicke von $1,5\text{mm}$. Insgesamt sind 14 PZTs in einem verteilten Sensornetzwerk auf der Struktur angeordnet, siehe Abbildung 5.52 und Tabelle 5.5. Die Simulation aller Aktor-Sensorkombinationen erfolgt nach dem ECSM-Datenerfassungskonzept aus Kapitel 2.5, wobei das Anregungssignal eine Grundfrequenz von $f_c=100\text{kHz}$ besitzt und vier Schwingspiele aufweist. Zwei Schadensszenarien werden separat voneinander betrachtet. Im ersten Fall befindet sich der Schaden, der in Form einer Reduzierung des E-Moduls um 20% simuliert worden ist, im inneren Radius der Struktur an der Stelle $(0,43\text{m}/0,56\text{m})$. Dort sind im realen Betrieb die höchsten Zug- bzw. Druckbeanspruchungen zu erwarten. Folglich stellt dieser Ort eine potenzielle Schadensstelle dar. Die zweite Schadensposition befindet sich im unteren Bereich der Struktur zwischen den Sensoren P_2 und P_4 an der Stelle $(0,27\text{m}/0,11\text{m})$. Analog zu Kapitel 5.2.3 erfolgt für die Schadenslokalisierung die Analyse der S_0 -Mode, weil diese im Vergleich zur A_0 -Mode die höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt.

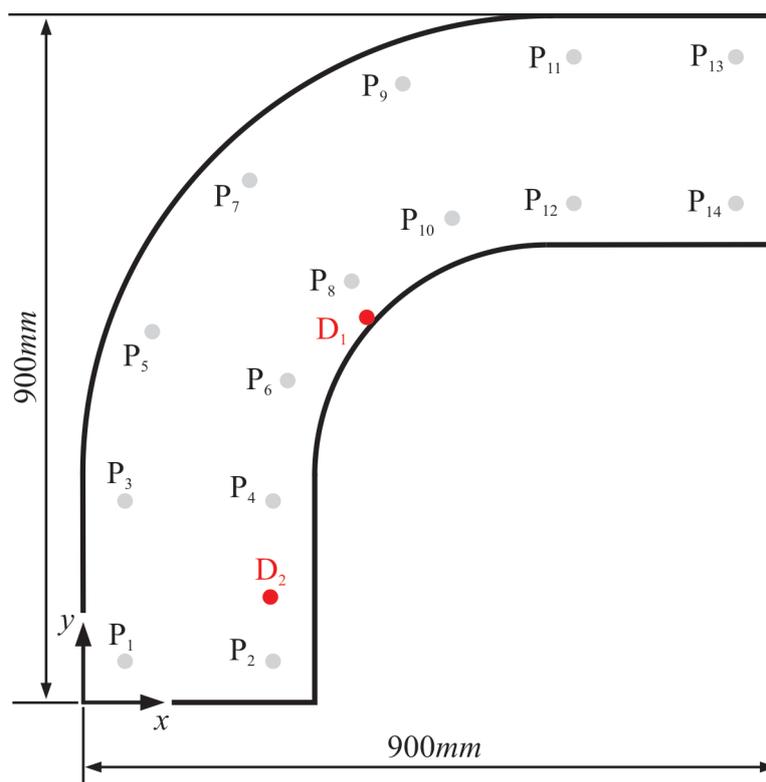


Abbildung 5.52: Nicht-konvexe Aluminiumstruktur, in der die Wellenausbreitung mit Hilfe der Spektralelementemethode simuliert wird.

Im weiteren Verlauf sollen zwei Problemstellungen genauer untersucht werden. Zunächst findet eine Betrachtung statt, inwiefern die Schadenslokalisierung in einer nicht-konvexen Struktur möglich ist. Zweitens wird bei der Berechnung der Schadenskarten der HilomotDoE-

Algorithmus eingesetzt und die Ergebnisse mit jenen der klassischen, geometrischen Stützstellenverteilung gegenübergestellt. Gleichzeitig erfolgt die Platzierung der virtuellen Messpunkte unter Berücksichtigung der Versuchsraumgrenzen, welche durch die Geometrie der Struktur vorgegeben sind.

Tabelle 5.5: Sensorkoordinaten der Aluminiumstruktur aus Abbildung 5.52.

	<i>x-Koordinate [m]</i>	<i>y-Koordinate in [m]</i>
P ₁	0,05	0,05
P ₂	0,25	0,05
P ₃	0,05	0,26
P ₄	0,25	0,26
P ₅	0,09	0,49
P ₆	0,27	0,42
P ₇	0,22	0,68
P ₈	0,35	0,55
P ₉	0,41	0,81
P ₁₀	0,48	0,63
P ₁₁	0,64	0,85
P ₁₂	0,64	0,65
P ₁₃	0,85	0,85
P ₁₄	0,85	0,65

Schadenslokalisierung in einer nicht-konvexen Struktur

In diesem Teil wird nun der Einfluss der nicht-konvexen Geometrie auf die Schadenslokalisierung untersucht. Hierfür zeigt Abbildung 5.53 zunächst vier Schnappschüsse der simulierten Wellenausbreitung der S_0 -Mode jeweils zu einem anderen Zeitpunkt. In diesem Beispiel wird P₃ als Aktor eingesetzt. Abbildung 5.53b illustriert die Reflexion der S_0 -Mode am linken unteren Rand. An dieser Stelle ist erwähnenswert, dass es durch den Sensor P₄ zu einer Störung des Wellenfeldes kommt. Nach $70\mu\text{s}$ ist der Einfluss der nicht-konvexen Geometrie deutlich zu erkennen, vergleiche Abbildung 5.53c. Die einfallende Ultraschallwelle wird am inneren Rand reflektiert und kann den oberen rechten Bereich der Struktur nicht ungehindert erreichen. Ein weiterer Schnappschuss des Wellenfeldes nach $125\mu\text{s}$ ist in Abbildung 5.53d dargestellt. Die reflektierte Welle wandert in Richtung des linken oberen Strukturrandes, an dem sie erneut reflektiert wird. Als Ergebnis ist somit festzuhalten, dass die nicht-konvexe Geometrie, im Vergleich zu einer voll ausgefüllten Struktur, zu einer längeren Laufzeit der Ultraschallwellen führt.

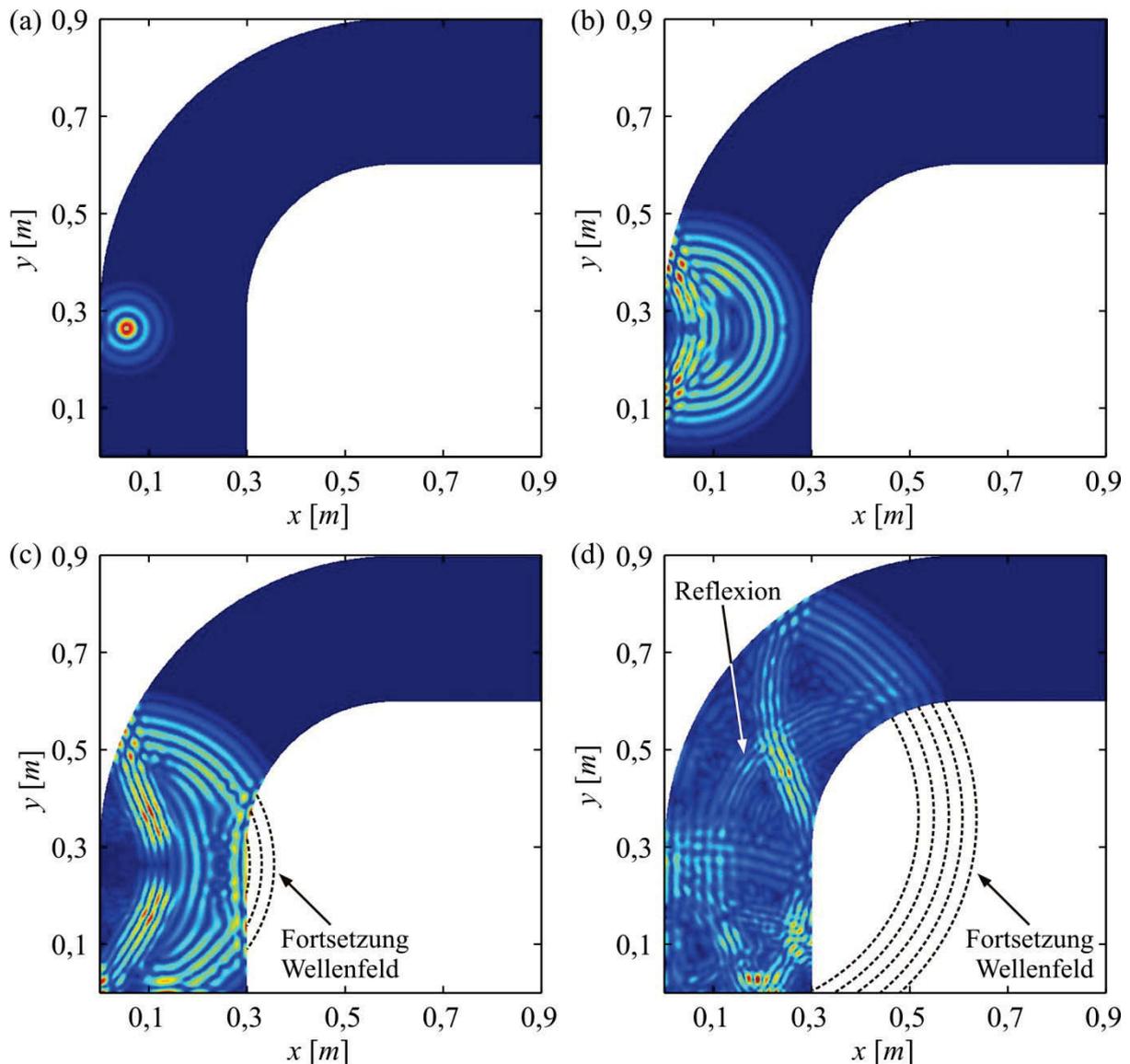


Abbildung 5.53: Schnappschüsse des Wellenfelds der S_0 -Mode für den Aktor P_3 nach (a) $22\mu\text{s}$ (b) $49\mu\text{s}$ (c) $70\mu\text{s}$ und (d) $125\mu\text{s}$.

Diese Beobachtung hat Auswirkungen für die Schadenslokalisierung. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, ist in Abbildung 5.54 eine Schadenskarte mit dem Laufzeitverfahren für das Aktor-Sensorpaar P_1 - P_{14} dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die resultierende Ellipse vollständig außerhalb der Strukturgeometrie befindet, was auf die zusätzliche Wellenlaufzeit zurückzuführen ist. Damit leistet diese Aktor-Sensorpaarung keinen Beitrag für die Bestimmung des Schadensortes.

Führt man nun die Beiträge aller Aktor-Sensorkombinationen zusammen, dann ist es trotz der nicht-konvexen Geometrie möglich, den Schadensort korrekt zu bestimmen, vergleiche Abbildung 5.55. Der Hauptgrund für dieses Ergebnis liegt in der Tatsache, dass die meisten Aktor-Sensorkombinationen nicht durch die komplexe Geometrie beeinflusst werden.

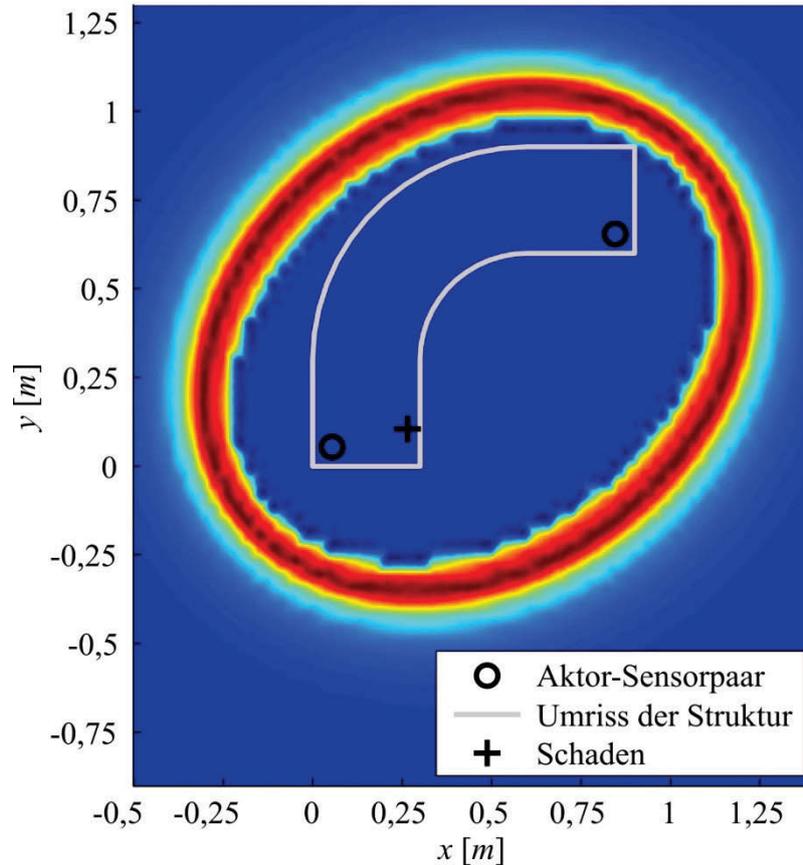


Abbildung 5.54: Aktor-Sensorpaar P_1 - P_{14} bei dem Laufzeitverfahren. Es ist zu erkennen, dass die Ellipse die Grenzen der Struktur vollständig überschreitet. Dies ist durch die nicht-konvexe Strukturgeometrie zu erklären, die eine direkte Wellenausbreitung vom Aktor zum Sensor unterbindet.

Abbildung 5.55a zeigt die Schadenskarte, welche auf Basis des klassischen Gitteransatzes berechnet worden ist. Die Stützstellen sind äquidistant zueinander angeordnet, wobei zwischen den Punkten linear interpoliert wird. Die höchste Intensität der Schadenskarte fällt

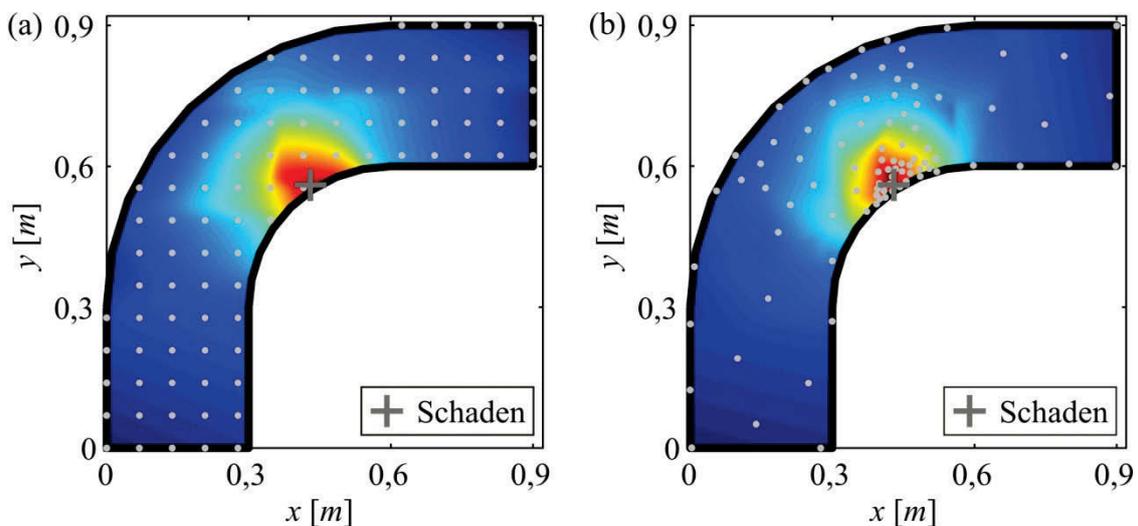


Abbildung 5.55: (a) Klassische Diskretisierung der Struktur mit dem Gitteransatz; (b) Optimierte Stützstellenverteilung durch den HilomotDoE-Algorithmus. Die meisten Stützstellen werden im Bereich des Schadens platziert, weil dort die größten Nichtlinearitäten auftreten.

mit der tatsächlichen Schadensposition überein. Im Unterschied dazu stellt Abbildung 5.55b die Stützstellenverteilung mit Hilfe des HilomotDoE-Verfahrens dar. Hierbei liegt die gleiche Anzahl an Messpunkten zugrunde. Auch hier wird der Schadensort korrekt identifiziert. Es kommt zu einer Konzentration der Stützstellen im Bereich der tatsächlichen Schadensposition, weil dort die höchsten Nichtlinearitäten des Prozessverlaufs auftreten. In den übrigen Bereichen, in denen kein Schaden existiert, werden hingegen nur wenige Stützstellen platziert.

Berechnung der Schadenskarten auf Basis des HilomotDoE-Algorithmus

Die Ergebnisse aus Abbildung 5.55b rufen die Frage hervor, wie die Verteilung der Datenpunkte entstanden ist. Hierzu wird die Entwicklung der Stützstellenplatzierung in Abbildung 5.56 demonstriert. Im Initialisierungsschritt werden zunächst 30 Datenpunkte innerhalb der nicht-konvexen Geometrie mit Hilfe der Pseudo-Monte-Carlo-Methode platziert, vergleiche Abschnitt 4.2. Die Vorgehensweise besteht darin, dass zunächst eine hohe Anzahl an Kandidatenpunkten generiert wird und alle diejenigen Punkte verworfen werden, welche sich außerhalb der Strukturgrenzen befinden. Numerisch lässt sich diese Fragestellung durch die Anwendung des so genannten Punkt-in-Polygon Problems lösen, siehe [SUTHERLAND *et al.* 1974], bei dem die Strukturgrenzen durch einen Polygonzug beschrieben und alle Punkte außerhalb des Polygonzugs verworfen werden. Durch den statistischen Charakter des Pseudo-Monte-Carlo-Ansatzes aus Kapitel 4.2 ist die Initialisierung der Datenpunkte nicht vollständig deterministisch, so dass sich die Prozessmodelle zwar ähneln, aber nie komplett identisch sind. Mit Hilfe dieser recht wenigen Datenpunkte, in diesem Fall $D_H = 30$, wird nun ein erstes Modell geschätzt, welches in Abbildung 5.56a zu sehen ist. Dazu sind durch den HilomotDoE-Algorithmus so viele Teilungen erzeugt worden, dass in keinem lokalen Modell mehr als n_{LM} -Punkte vorhanden sind. In diesem Beispiel werden zwölf Punkte pro lokalem Modell verwendet. Ein Vergleich zwischen der höchsten Intensität der Schadenskarte und dem (eigentlich unbekanntem) Schadensort zeigt, dass sich die geschätzte Schadensposition noch nicht an der korrekten Stelle befindet, so dass weitere Datenpunkte notwendig werden. Nachdem eine weitere Teilung des Modells durchgeführt worden ist, werden nun so viele Datenpunkte in beiden Teilmodellen ergänzt, bis sie die gleiche Datenmenge aufweisen. Bei der Platzierung der neuen Datenpunkte werden die bereits im lokalen Modell enthaltenen Datenpunkte berücksichtigt und alle übrigen Punkte mittels des Pseudo-Monte-Carlo-Ansatzes gesetzt. Von Iteration zu Iteration wird nun jeweils ein lokales Modell ergänzt und weitere

Stützstellen nach der beschriebenen Systematik hinzugefügt. Der Algorithmus terminiert, sobald ein Stoppkriterium erreicht ist. Dieses kann z.B. eine vorgegebene maximale Anzahl an Stützstellen sein oder wenn sich die geschätzte Schadensposition kaum mehr ändert. Abbildung 5.56b-d zeigen die Entwicklung der Stützstellenverteilung für mehrere ausgewählte Iterationsschritte. Allen Darstellungen ist gemeinsam, dass hauptsächlich dort neue Stützstellen gesetzt werden, an denen die höchsten Nichtlinearitäten vorliegen. Auf diese Weise kann bereits nach fünf Iterationen die Generierung von neuen Stützstellen eingestellt werden, weil der Schadensort korrekt identifiziert ist.

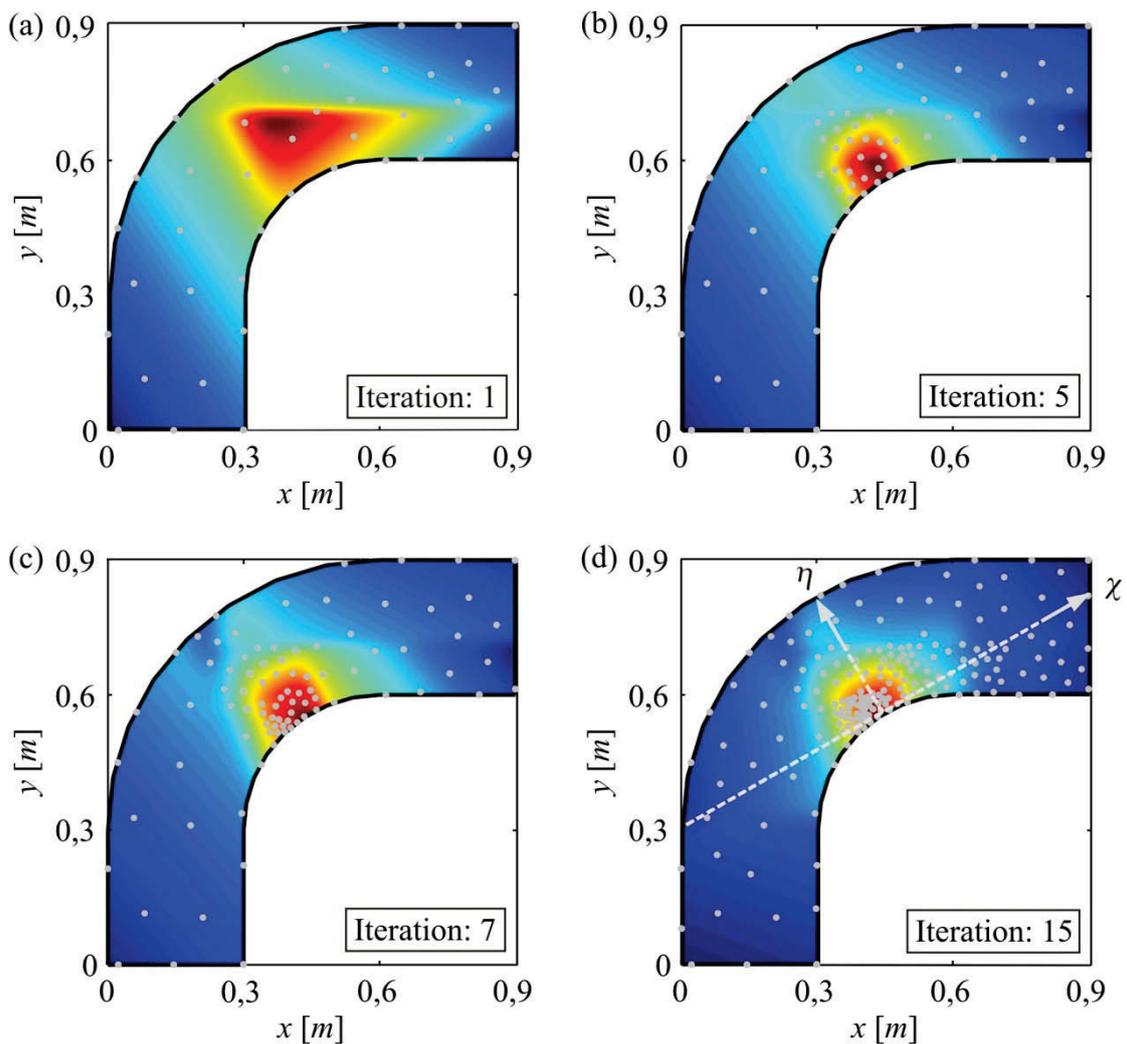


Abbildung 5.56: Prozess der Stützstellenplatzierung beim HilomotDoE-Algorithmus:
 (a) bei einer Iteration, (b) bei fünf Iterationen, (c) bei sieben Iterationen und (d) bei 15 Iterationen.
 Die Anzahl der Initialisierungspunkte beträgt $D_H=30$ bei zwölf Punkten pro lokalem Modell.

Eine quantitative Evaluation der Modellgüte erfolgt mit Hilfe zweier beispielhafter Querschnitte durch die Schadenskarte aus Abbildung 5.56d in χ - bzw. η -Richtung. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.57 dargestellt. Als Referenzprozess dient eine Schadenskarte, die auf insgesamt 2800 Stützstellen beruht, welche mit dem Gitterverfahren äquidistant

verteilt worden sind (hier nicht explizit gezeigt). Ein Vergleich zwischen dem Referenzprozess und dem HilomotDoE-Modell zeigt für beide Querschnitte, dass der Prozessverlauf mit einer guten Übereinstimmung approximiert werden kann. Damit kann man sagen, dass trotz der wenigen Datenpunkte der Schaden präzise lokalisiert werden kann.

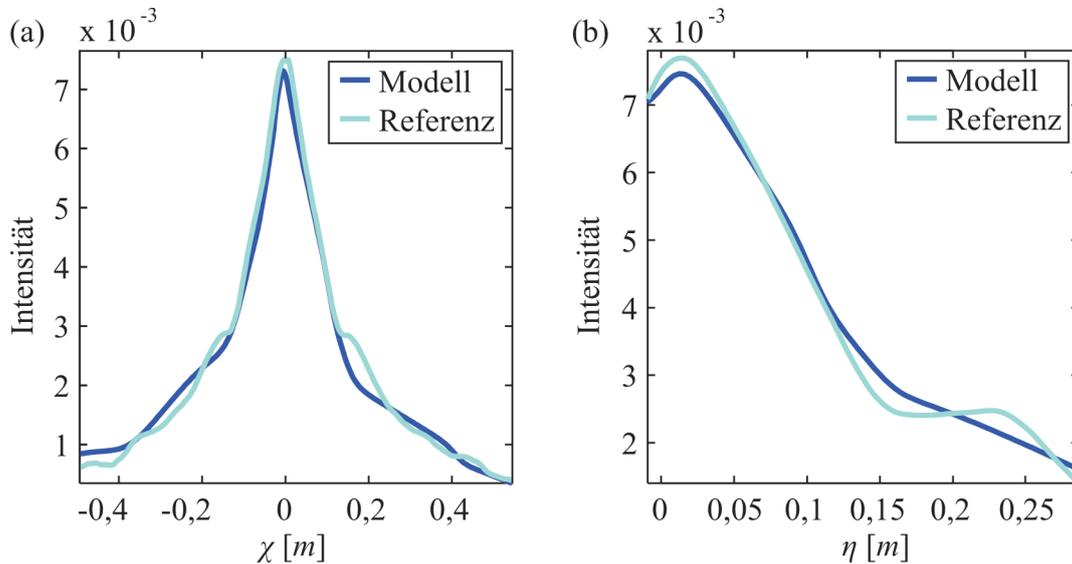


Abbildung 5.57: Schnitte in χ - und η -Richtung durch die Schadenskarte in Abbildung 5.56d für den Vergleich zwischen dem Modell und der Referenzschadenskarte. Das HilomotDoE-Modell basiert auf sechs Punkten pro lokalem Modell.

Offen ist bisher die Frage, wie viele Punkte pro lokalem Modell verwendet werden sollten, damit der zugrundeliegende Prozess möglichst gut abgebildet werden kann. Aus diesem Grund erfolgt am Beispiel des Schadens D_1 eine Parameterstudie, bei der die Anzahl der Punkte pro lokalem Modell n_{LM} die Werte 3, 6, 9, 12 und 15 Punkte annimmt. Aufgrund des statistischen Einflusses bei der Initialisierung der Startpunkte werden für jeden dieser Werte insgesamt 20 Wiederholungen durchgeführt. Abbildung 5.58 stellt den Modellfehler $NRMSE$ (englisch: „normalized root mean square error“), bezogen auf den hochaufgelösten Referenzprozess aus dem vorherigen Abschnitt, als Funktion der verwendeten Messpunkte dar. Dieser ist definiert als

$$NRMSE = \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{N_c} (y(k) - \hat{y}(k))^2}}{\sqrt{\sum_{k=1}^{N_c} (y(k) - \bar{y})^2}} \quad \text{mit} \quad \bar{y} = \frac{1}{N_c} \sum_{k=1}^{N_c} y(k). \quad (5.5)$$

Die Kurven repräsentieren jeweils die gemittelten Werte aus den 20 Wiederholungen. Abbildung 5.58 ist zu entnehmen, dass für einen möglichst kleinen Modellfehler die Anzahl der Punkte pro lokalem Modell möglichst klein gewählt werden sollte. Dies ist auch gut

nachvollziehbar, weil es für die gleiche Anzahl an Messstellen vergleichsweise mehr Teilungen gibt, was sich positiv auf die Flexibilität des HilomotDoE-Verfahrens auswirkt. In dem vorliegenden Fall kommt es bei $n_{LM} = 3$ zu den besten Ergebnissen. Bei einem anderen Prozess mit höherem Rauschanteil kann eine höhere Anzahl an Punkten je lokalem Modell vorteilhaft sein, weil dadurch mehr Punkte für die Parameterschätzung zur Verfügung stehen.

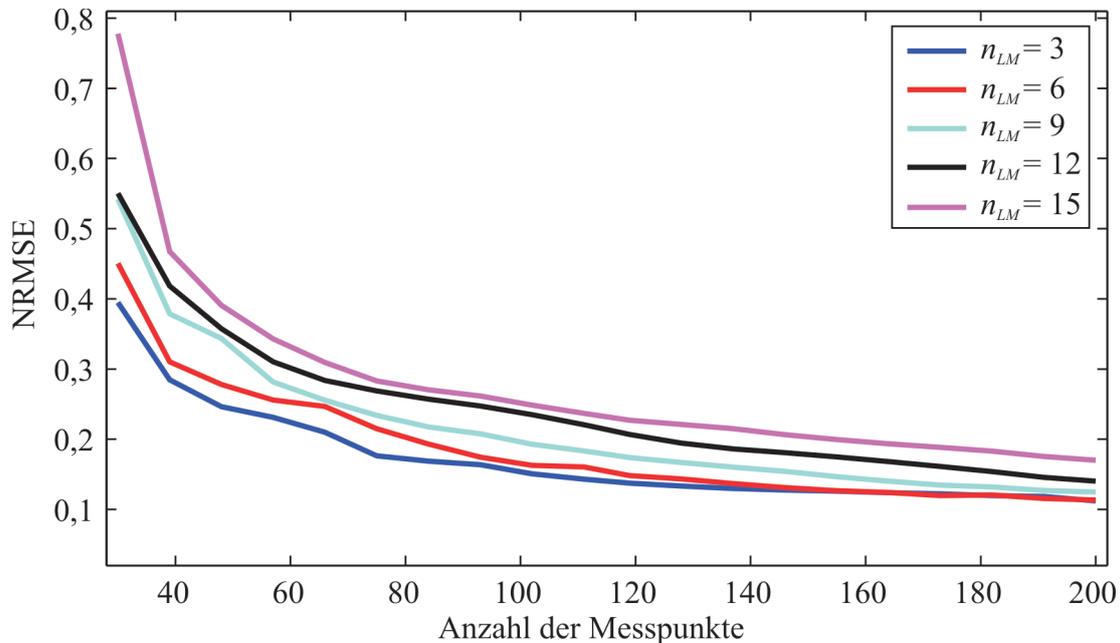


Abbildung 5.58: Konvergenz des Modellfehlers als Funktion der verwendeten Messpunkte bei 3, 6, 9, 12 und 15 Punkten pro lokalem Modell.

Abschließend soll nun am Schadensfall D_2 aus Abbildung 5.52 gezeigt werden, dass der vorgestellte HilomotDoE-Ansatz auch diesen Schaden adaptiv auflösen kann. Die entsprechende Schadenskarte ist in Abbildung 5.59 dargestellt. Die höchste Intensität des Modells, verbunden mit einer erhöhten Konzentration der Datenpunkte, befindet sich an der Schadensposition. In diesem Beispiel werden erneut 30 Initialisierungspunkte gewählt. Die Anzahl der Punkte pro lokalem Modell beträgt $n_{LM} = 9$.

Zusammenfassend kann man sagen, dass das HilomotDoE-Verfahren einen interessanten Ansatz für die stützstellenbasierte Schadenslokalisation darstellt, weil es den Schaden an jeder Stelle der Struktur adaptiv auflösen kann und dabei nur wenige Stützstellen benötigt. Neben der Information über den Schadensort erhält man gleichzeitig ein Modell des zugrundeliegenden Prozesses.

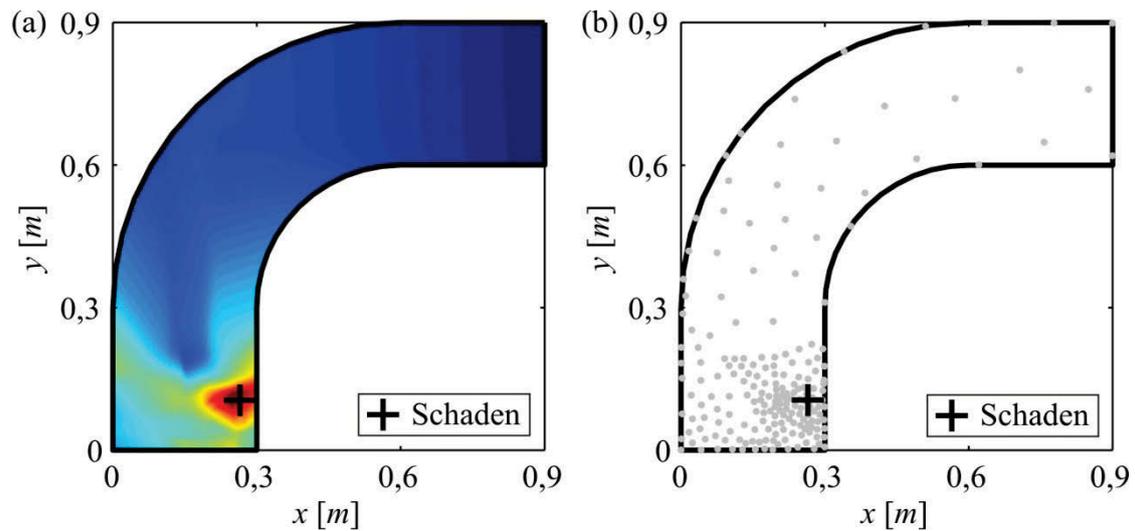


Abbildung 5.59: (a) Der HilomotDoE-Algorithmus platziert die Stützstellen adaptiv an der korrekten Schadensposition. (b) Verteilung der Messstellen.

Wenn man nur die Parameter des Modells und nicht die Datenpunkte der Schadenskarte speichert, kann eine Einsparung beim benötigten Speicherbedarf erzielt werden. Ferner hat sich an dem wenig verrauschten Beispielprozess gezeigt, dass tendenziell weniger Punkte pro lokalem Modell vorzusehen sind, um die Flexibilität des Verfahrens zu erhöhen. Der HilomotDoE-Algorithmus kann in derselben Weise auch auf Schadenskarten einer realen Struktur angewendet werden, was an dieser Stelle nicht explizit gezeigt werden soll.

In dem vorliegenden Beispiel der nicht-konvexen Struktur hat sich gezeigt, dass keine signifikanten Qualitätsunterschiede zwischen dem Gitteransatz und dem HilomotDoE-Verfahren in den Schadenskarten auftreten. Der Hauptgrund für dieses Ergebnis liegt in der Tatsache, dass der Prozess gerade im Bereich der größten Nichtlinearitäten ein stark lineares Verhalten aufweist, welches sehr gut mittels linearer Interpolation zwischen den Gitterpunkten aufgelöst werden kann, vergleiche Abbildung 5.57. Da die Form der Schadenskarten stark vom betrachteten Schaden, dem Schadensort und auch der Anregungsfrequenz abhängen, ist zu erwarten, dass das HilomotDoE-Verfahren in einem anderen Fall eine bessere Schadenskarte bei der gleichen Anzahl an Messpunkten liefert.

6 Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein Überwachungskonzept auf Basis von geführten Ultraschallwellen entwickelt, mit dem sich Schäden in isotropen und anisotropen Plattenstrukturen unter Berücksichtigung von Temperaturänderungen automatisch detektieren und lokalisieren lassen. Die Problemstellung umfasste sowohl die experimentelle Realisierung des Überwachungskonzepts wie auch die Herleitung und softwareseitige Implementierung neuer Algorithmen.

Nach der Einleitung und einer ausführlichen Literaturübersicht erfolgte in Kapitel 2 eine Betrachtung der Wellenausbreitungsmechanismen in isotropen und anisotropen Medien. In beiden Fällen wurden Strategien vorgestellt, wie man auf theoretischem Weg die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten der Lambmoden berechnen kann. Das Wissen um die Ausbreitungsgeschwindigkeiten ist speziell für die Schadenslokalisierung von besonderer Bedeutung, um durch Laufzeitmessungen und einer inversen Rechnung auf den Schadensort zurückschließen zu können. In Abschnitt 2.3 wurde anschließend ein theoretisches Modell erläutert, das auf [GIURGIUTIU 2005] zurückgeht. Es beschreibt das Kopplungsverhalten zwischen einem oberflächenapplizierten piezoelektrischen Aktor und der isotropen Grundstruktur. Näherungsweise wurde hierbei davon ausgegangen, dass die Dehnung nur an den Kanten des Aktors in die Struktur eingeleitet wird. Mit Hilfe des Modells lässt sich die Anregbarkeit von geführten Wellen durch piezoelektrische Aktoren berechnen, welche sehr stark von der Geometrie des Aktors und der Frequenz abhängt. Eine Anwendung des Modells erfolgte in Kapitel 5.1, in dem die Eigenschaften von mehreren piezoelektrischen Aktoren vergleichend bewertet wurden. Hierbei kam es zu einer guten Übereinstimmung zwischen den theoretisch ermittelten Dehnungscharakteristiken und den experimentellen Sensorantworten. Als Ergebnis einer umfangreichen Parameterstudie wurden solche Aktoren für die weiteren experimentellen Untersuchungen ausgewählt, mit denen eine modenselektive Anregung möglich war. Der Fokus in Abschnitt 2.4 lag auf dem Einfluss der Temperatur auf die Wellenausbreitung. An dieser Stelle wurde ein Modell aus [CROXFORD *et al.* 2007a] erläutert, welches die Auswirkungen von Temperaturänderungen auf die Wellenausbreitung beschreibt. Den Abschluss des Kapitels bildete die Erläuterung von einigen Grundbegriffen in Abschnitt 2.5, welche für das weitere Verständnis der Arbeit von Bedeutung waren.

In Kapitel 3.1 wurden die Eigenschaften des Überwachungskonzepts vorgestellt und die Anforderungen an das eingesetzte Messequipment beschrieben. Das Konzept sieht zwei Phasen vor: In der Trainingsphase erfolgt die Erfassung aller Aktor-Sensorkombinationen an

der als ungeschädigt angenommenen Struktur. Diese Referenzmessungen sollten einen möglichst großen Temperaturbereich einschließen. Anschließend werden ebenfalls an der intakten Struktur weitere Messungen vorgenommen, ein Schadensindikator für jede Aktor-Sensorkombination berechnet und statistische Schwellwerte definiert. In der nachfolgenden Monitoringphase erfolgen die Aufzeichnung von weiteren Messungen sowie die Berechnung eines Schadensindikators bezogen auf den ungeschädigten Referenzzustand. Überschreitet der Indikator den Schwellwert, wird die Struktur als geschädigt aufgefasst und die Schadenslokalisierung eingeleitet. Eine gezielte manuelle Wartung ermöglicht anschließend die Reparatur der ermittelten Schädigung. Die experimentelle Realisierung des vollautomatischen Überwachungskonzepts wurde in Kapitel 3.2 detailliert erläutert.

Es hat sich gezeigt, dass es für eine zuverlässige Schadensdiagnose mit geführten Wellen von entscheidender Bedeutung ist, den Temperatureinfluss für die Schadensdetektion zu eliminieren. In Zusammenarbeit mit der Universität Bristol (UK) und dem Georgia Institute of Technology (Atlanta, USA) hat der Verfasser eine Temperaturkompensationsstrategie entwickelt, welche zwei bestehende Verfahren miteinander kombiniert: die optimale Referenzdatenauswahl und das Dehnungsverfahren. Die theoretische Beschreibung des Verfahrens und dessen Implementierung im Frequenzbereich ist in Abschnitt 3.3 dokumentiert. Eigene Weiterentwicklungen führten auf eine automatisierte Schadensdetektionsstrategie. Ein wesentliches Merkmal ist hierbei die Definition von geeigneten statistischen Schwellwerten, bei deren Überschreitung die Struktur als geschädigt gilt. Der experimentelle Nachweis der automatischen Schadensdetektion wurde am Beispiel einer isotropen Aluminiumplatte in Abschnitt 5.2.1 und einer unidirektionalen Faserverbundstruktur in Abschnitt 5.2.4 erbracht. In beiden Fällen wurden die Strukturen über einen längeren Zeitraum den natürlichen Temperaturschwankungen im Labor ausgesetzt, um die realen Temperaturbewegungen möglichst getreu abbilden zu können. Die Kompensation des Temperatureffekts führte dazu, dass die jeweiligen Schäden zuverlässig identifiziert werden konnten. In diesem Zusammenhang wurden auch die Grenzen der autonomen Schadensdiagnose aufgezeigt. Sobald eine Messung in der Monitoringphase eine höhere Temperatur aufwies, als durch die Referenzdaten abgedeckt war, kam es auch bei der ungeschädigten Struktur zu einem ungewollten Überschreiten der Detektionsgrenze. Aus diesem Grund wurde gefordert, dass die Referenzmessungen den gesamten Temperaturbereich abdecken sollten, der über die Lebensdauer der Struktur zu erwarten ist.

Kapitel 3.4 widmete sich der Schadenslokalisierung in anisotropen Faserverbundstrukturen. Im Unterschied zu isotropen Werkstoffen ist die Wellenausbreitung hierbei deutlich komplexer, weil die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ultraschallwellen zusätzlich zur Frequenz und Bauteildicke auch von der Ausbreitungsrichtung abhängt. Da viele moderne Strukturen, z.B. in der Luftfahrtindustrie, einen hohen Anteil an Faserverbundwerkstoffen aufweisen, ist es bei der Überwachung dieser Strukturen von besonderer Bedeutung, das anisotrope Materialverhalten bei der Bestimmung des Schadensortes zu berücksichtigen. Das erste der drei entwickelten Verfahren kommt ohne eine räumliche Diskretisierung der Struktur aus und analysiert die Laufzeitunterschiede in den Ultraschallsignalen. Als Ergebnis erhält man nicht-elliptische Kurven, die sich vornehmlich am Schadensort schneiden. Die automatisierte Extraktion aller Kurvenschnittpunkte führt letztlich auf eine Datenpunktmenge, deren höchste Dichte am Schadensort entsteht. Der Schadensort kann auf statistischem Weg unter Verwendung der zweidimensionalen Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion automatisch ermittelt werden. Mit Hilfe von simulierten Ultraschallsignalen wurde in Kapitel 5.3.2 gezeigt, dass zwei punktförmige Schäden mit diesem Ansatz gleichzeitig korrekt lokalisiert werden können. Die Güte des Lokalisationsergebnisses war hierbei von der Genauigkeit der automatischen Laufzeitbestimmung abhängig. Das zweite und auch das dritte Lokalisationsverfahren aus Kapitel 3.4 basieren auf einer räumlichen Diskretisierung der Struktur, um an diesen Stellen die Intensität für die resultierenden Schadenskarten zu berechnen. Auch hierbei konnte eine präzise Bestimmung des Schadensortes auf Basis von Simulationsdaten und unter Beachtung des anisotropen Materialverhaltens erreicht werden, siehe Kapitel 5.3.5. Weiterhin wurde am Beispiel einer Aluminiumstruktur im Experiment nachgewiesen, dass ein Schaden in Form eines Schnitts korrekt lokalisiert werden konnte, siehe Abschnitt 5.2.3. Ein Vergleich der Schadenskarten bei unterschiedlichen Schnittlängen zeigte, dass die Schadensvisualisierung Informationen über die Schadensgröße bereitstellt.

Im vierten Kapitel wurden zwei Signalverarbeitungsverfahren erläutert, mit denen die Qualität der Schadensvisualisierung verbessert werden kann. Im ersten Teilabschnitt erfolgte die mathematische Beschreibung eines zeitveränderlichen inversen Filters. Dieses Filter beruht auf der Anwendung des Signalrekonstruktionsalgorithmus, welcher im Englischen als „Matching-Pursuit Decomposition Algorithm“ bezeichnet wird. Mit Hilfe des zeitveränderlichen inversen Filters lassen sich schmalbandige nicht-stationäre Ultraschallsignale entfalten. Die dadurch resultierende höhere zeitliche Auflösung der Wellenformen in den Zeitsignalen führt zu einer Verbesserung der Schadenslokalisierung, vergleiche Kapitel 5.4.1. Die Qualität des zeitveränderlichen Filters ist vom Umfang des

zugrunde liegenden Signalbuchs abhängig. In der vorliegenden Form wurde aus Gründen der Rechenzeit ein beschränktes Signalbuch eingesetzt und trotzdem eine gute Rekonstruktion der nicht-stationären Ultraschallsignale erreicht.

Weiterhin ist in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe um Prof. Nelles von der Universität Siegen ein Verfahren der statistischen Versuchsplanung mit Namen HilomotDoE entstanden und im Rahmen der Schadensvisualisierung angewendet worden. Darunter versteht man ein aktives, modellbasiertes und inkrementelles Versuchsplanungsverfahren, bei dem die Messpunkte vorwiegend an Stellen der größten Prozessnichtlinearität platziert werden. Die Anwendung des HilomotDoE-Algorithmus bei der Schadensvisualisierung führt dazu, dass die für die Berechnung der Schadenskarten notwendigen Stützstellen primär im Bereich des Schadensortes liegen. Dadurch lässt sich die Stützstellenverteilung im Vergleich zu den konventionellen Gitteransätzen deutlich verbessern. In Abschnitt 5.5 wurde das Versuchsplanungsverfahren erfolgreich für die Schadensvisualisierung bei einer isotropen nicht-konvexen Struktur eingesetzt. Die Güte des Versuchsplanungsverfahrens ist allerdings von der Anzahl der Punkte pro lokalem Modell und der Anzahl der Initialisierungspunkte abhängig. Eine umfangreiche Parameterstudie hatte ergeben, dass für das vorliegende Problem drei Punkte pro lokalem Modell eine sehr gute Wahl darstellten.

Die vielversprechenden Ergebnisse der Strukturüberwachung mittels Lambwellen zeigten, dass eine automatisierte Schadensdiagnose sowohl in isotropen als auch in anisotropen Strukturen unter veränderlichen Umgebungstemperaturen möglich war. Dennoch gibt es nach Meinung des Verfassers in mehreren Phasen des Überwachungskonzeptes weiteren Entwicklungsbedarf, um einen industriellen Einsatz zu realisieren. In diesem Zusammenhang sind insbesondere die Lokalisationsalgorithmen zu nennen, deren jeweilige mathematische Formulierung auf der Annahme eines punktförmigen Schadens beruht. Wie in Abschnitt 5.2.5 experimentell durch den Einsatz eines Laser-Doppler-Vibrometers gezeigt, gilt diese Annahme bei einem rissartigen Schaden nicht mehr. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Schwinggeschwindigkeiten der reflektierten Welle stark richtungsabhängig ist. Aus diesem Grund wäre es notwendig, das Abstrahlverhalten der einfallenden Ultraschallwelle am Schaden in die Lokalisationsalgorithmen zu integrieren. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass die Algorithmen bislang noch keine Modenkonversionseffekte berücksichtigen. Hierfür wäre eine Strategie wünschenswert, mit der man auf Basis eines gemessenen Ultraschallsignals entscheiden kann, welche Wellenmode und damit auch Wellengeschwindigkeit für die Laufzeitanalyse verwendet werden muss. Erste Ansätze für

eine Lösung dieses Problems gehen auf [Li *et al.* 2009a] zurück, die für die Modenidentifikation eine Zeit-Frequenzanalyse vorschlagen.

Außerdem liegt Verbesserungspotenzial in der Synchronisation zwischen dem Frequenzgenerator und den Messkanälen. Wie in Kapitel 5.3.6 gezeigt, erfordert die Analyse von Differenzsignalen eine sehr hohe Synchronisation, um nicht-physikalische Artefakte in den Differenzsignalen zu vermeiden. Des Weiteren sollten neben der Temperatur auch weitere Umgebungseinflüsse wie z.B. eine mit Wasser benetzte Oberfläche oder auch statische Vorlasten analysiert werden. Beide Einflussgrößen sollten ebenfalls untersucht und in das Überwachungskonzept eingearbeitet werden.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Plattengeometrien betrachtet. Reale Strukturen weisen oftmals eine höhere Komplexität auf, weil sie z.B. einen veränderlichen Querschnitt aufweisen oder Versteifungselemente beinhalten. Durch den erhöhten Komplexitätsgrad wird die Schadenslokalisierung erschwert, weil nun weitere Wellenpakete in den Messsignalen enthalten sind.

7 Literaturverzeichnis

- Alleyne, D. N. und Cawley, P. (1992): *The Interaction of Lamb Waves with Defects*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Band 39, Nr. 3, S. 381-397.
- Altenbach, H.; Altenbach, J. und Kissing, W. (2004): *Mechanics of Composite Structural Elements*, Springer-Verlag, Berlin.
- Altenbach, H.; Altenbach, J. und Rikards, R. (1996): *Einführung in die Mechanik der Laminat- und Sandwichtragwerke*, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie.
- Auld, B. A. (1990): *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Band 2, Krieger Publishing Company.
- Balageas, D.; Fritzen, C.-P. und Güemes, A. (2006): *Structural Health Monitoring*, Hermes Science Publishing, London, UK.
- Balasubramaniam, K. (2000): *On a numerical truncation approximation algorithm for transfer matrix method*, Journal of the Acoustical Society of America, Band 107, Nr. 2, S. 1053-1056.
- Bartoli, I.; Marzani, A.; Lanza Di Scalea, F. und Viola, E. (2006): *Modeling wave propagation in damped waveguides of arbitrary cross-section*, Journal of Sound and Vibration, Band 295, Nr. 3-5, S. 685-707.
- Baxter, M. G.; Pullin, R.; Holford, K. M. und Evans, S. L. (2007): *Delta T source location for acoustic emission*, Mechanical Systems and Signal Processing, Band 21, Nr. 3, S. 1512-1520.
- Betz, D. C.; Staszewski, W. J.; Thursby, G. und Culshaw, B. (2006): *Structural damage identification using multifunctional Bragg grating sensors: II. Damage detection results and analysis*, Smart Materials and Structures, Band 15, Nr. 5, S. 1313-1322.
- Böger, L.; Viets, C.; Wichmann, M. H. G. und Schulte, K. (2009): *Glass Fibre Reinforced Composites with a Carbon Nanotube Modified Epoxy Matrix as Self Sensing Material*, 7th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford, USA, S. 973-978.
- Boller, C. (2001): *Ways and options for aircraft structural health management*, Smart Materials and Structures, Band 10, Nr. 3, S. 432-440.
- Case, T. J. und Waag, R. C. (1996): *Flaw identification from time and frequency features of ultrasonic waveforms*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Band 43, Nr. 4, S. 592-600.
- Castaings, M. und Hosten, B. (1994): *Delta operator technique to improve the Thomson-Haskell-method stability for propagation in multilayered anisotropic absorbing plates*, Journal of the Acoustical Society of America, Band 95, Nr. 4, S. 1931-1941.
- Chen, F. und Wilcox, P. D. (2007): *The effect of load on guided wave propagation*, Ultrasonics, Band 47, Nr. 1-4, S. 111-122.

- Chetwynd, D.; Mustapha, F.; Worden, K.; Rongong, J. A.; Pierce, S. G. und Dulieu-Barton, J. M. (2008): *Damage Localisation in A Stiffened Composite Panel*, Strain, Band 44, Nr. 4, S. 298-307.
- Cicero, T.; Cawley, P.; Simonetti, F. und Rokhlin, S. I. (2009): *Potential and Limitations of a deconvolution Approach for Guided Wave Structural Health Monitoring*, Structural Health Monitoring, Band 8, Nr. 5, S. 381-395.
- Clarke, T. und Cawley, P. (2008): *Monitoring of Complex Structures Using Guided Waves*, 4th European Workshop on Structural Health Monitoring, Krakau, Polen, S. 672-679.
- Clarke, T.; Cawley, P.; Wilcox, P. D. und Croxford, A. J. (2009): *Evaluation of the Damage Detection Capability of a Sparse-Array Guided-Wave SHM System Applied to a Complex Structure Under Varying Thermal Conditions*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Band 56, Nr. 12, S. 2666-2678.
- Clarke, T.; Simonetti, F. und Cawley, P. (2010): *Guided wave health monitoring of complex structures by sparse array systems: influence of temperature changes on performance*, Journal of Sound and Vibration, Band 329, Nr. 12, S. 2306-2322.
- Cremer, L. und Heckl, M. (1996): *Körperschall - Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen*, Band 2, Springer-Verlag.
- Croxford, A. J.; Moll, J.; Wilcox, P. D. und Michaels, J. E. (2010): *Efficient Temperature Compensation Strategies for Guided Wave Structural Health Monitoring*, Ultrasonics, Band 50, Nr. 4-5, S. 517-528.
- Croxford, A. J.; Wilcox, P. D. und Drinkwater, B. W. (2009): *Quantification of sensor geometry performance for guided wave SHM*, Proceedings of the SPIE (Health Monitoring of Structural and Biological Systems), San Diego, USA, S. 72951H(1-10).
- Croxford, A. J.; Wilcox, P. D.; Konstantinidis, G. und Drinkwater, B. W. (2007a): *Strategies for guided-wave structural health monitoring*, Proceedings of the Royal Society A, Band 463, S. 2961-2981.
- Croxford, A. J.; Wilcox, P. D.; Konstantinidis, G. und Drinkwater, B. W. (2007b): *Strategies for Overcoming the Effect of Temperature on Guided Wave Structural Health Monitoring*, Proceedings of the SPIE (Health Monitoring of Structural and Biological Systems), San Diego, USA S. 65321T
- Croxford, A. J.; Wilcox, P. D.; Lu, Y.; Michaels, J. und Drinkwater, B. W. (2008): *Quantification of Environmental Compensation Strategies for Guided Wave Structural Health Monitoring*, Proceedings of the SPIE (Health Monitoring of Structural and Biological Systems), San Diego, USA, S. 69350H(1-11).
- Davies, J.; Simonetti, F.; Lowe, M. und Cawley, P. (2006): *Review of Synthetically Focused Guided Wave Imaging Techniques with Application to Defect Sizing*, European Conference on Nondestructive Testing, Berlin, Deutschland, S. 142-149.
- Duda, R. O.; Hart, P. E. und Stork, D. G. (2001): *Pattern Classification*, Band 2, John Wiley & Sons. Inc.

- Fan, W. und Qiao, P. (2010): *Vibration-based damage Identification Methods: A Review and Comparative Study*, Structural Health Monitoring (online verfügbar, Stand 09.09.2010).
- Freitag, E. und Busam, R. (2009): *Complex Analysis*, Springer-Verlag.
- Friswell, M. I. und Mottershead, J. E. (1995): *Finite element model updating in structural dynamics*, Springer-Verlag.
- Fukada, E. (2000): *History and Recent Progress in Piezoelectric Polymers*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Band 47, Nr. 6, S. 1277-1290.
- Giurgiutiu, V. (2005): *Tuned Lamb Wave Excitation and Detection with Piezoelectric Wafer Active Sensors for Structural Health Monitoring*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Band 16, Nr. 4, S. 291-305.
- Giurgiutiu, V. (2008): *Structural Health Monitoring: With Piezoelectric Wafer Active Sensors*, Academic Press.
- Giurgiutiu, V. und Bao, J. (2004): *Embedded-Ultrasonics Structural Radar for In Situ Structural Health Monitoring of Thin-wall Structures*, Structural Health Monitoring, Band 3, Nr. 2, S. 121-140.
- Grosse, C. U.; Gehlen, C. und Glaser, S. D. (2007): *Sensing Methods in Civil Engineering for an Efficient Construction Management*, Advances in Construction Materials, Band 7, S. 549-561.
- Grosse, C. U. und Reinhardt, H.-W. (1999): *Schallemissionsquellen automatisch lokalisieren - Entwicklung eines Algorithmus*, Materialprüfung, Band 41, Nr. 9, S. 342-347.
- Gunasekaragea, A. und Power, D. M. (2001): *The profitability of moving average trading rules in South Asian stock markets*, Emerging Markets Review, Band 2, S. 17-33.
- Hartmann, B.; Ebert, T. und Nelles, O. (2010a): *Model-Based Design of Experiments based on Local Model Networks for Nonlinear Processes with Low Noise Levels*, (interner Bericht).
- Hartmann, B.; Moll, J.; Nelles, O. und Fritzen, C.-P. (2010b): *Modeling of Nonlinear Wave Velocity Characteristics in a Structural Health Monitoring System*, IEEE Multi-Conference on Systems and Control, Tokyo Bay, Japan, S. 1011-1016.
- Hayashi, T. und Kawashima, K. (2002): *Multiple reflections of Lamb waves at a delamination*, Ultrasonics, Band 40, Nr. 1-8, S. 193-197.
- Hensman, J.; Mills, R.; Pierce, S. G.; Worden, K. und Eaton, M. (2008): *Locating acoustic emission sources in complex structures using Gaussian processes*, International Conference on Noise & Vibration Engineering, Leuven, Belgien, S. 3217-3230.
- Hosten, B. und Castaings, M. (2003): *Surface impedance matrices to model the propagation in multilayered media*, Ultrasonics, Band 41, Nr. 7, S. 501-507.

- Huang, H.; Pamphile, T. und Derriso, M. (2008): *The effect of actuator bending on Lamb wave displacement fields generated by a piezoelectric patch*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 5.
- Ihn, J.-B. und Chang, F.-K. (2008): *Pitch-catch Active Sensing Methods in Structural Health Monitoring for Aircraft Structures*, Structural Health Monitoring, Band 7, Nr. 1, S. 5-19.
- Isermann, R. (2003): *Modellgestützte Steuerung, Regelung und Diagnose von Verbrennungsmotoren*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Jennewein, D. (1999): *Beitrag zur Verfahrensoptimierung bei der modellgestützten Schadensdiagnose an passiven und aktiven elastomechanischen Strukturen*, VDI Verlag, Düsseldorf, Band 276, Nr. 11.
- Kiencke, U. und Eger, R. (2008): *Messtechnik - Systemtheorie für Elektrotechniker*, Springer-Verlag, Berlin.
- Kim, S. B. und Sohn, H. (2007): *Instantaneous reference-free crack detection based on polarization characteristics of piezoelectric materials*, Smart Materials and Structures, Band 16, Nr. 6, S. 2375-2387.
- Kirchhoff, G. (1850): *Über das Gleichgewicht und die Bewegung einer elastischen Scheibe*, Journal für die reine und angewandte Mathematik, Band 40, S. 51-88.
- Knopoff, L. (1964): *A Matrix Method for Elastic Wave Problems*, Bulletin of the Seismological Society of America, Band 54, Nr. 1, S. 431-438.
- Konstantinidis, G.; Drinkwater, B. W. und Wilcox, P. D. (2006): *The temperature stability of guided wave structural health monitoring systems*, Smart Materials and Structures, Band 15, Nr. 4, S. 967-976.
- Konstantinidis, G.; Wilcox, P. D. und Drinkwater, B. W. (2007): *An Investigation Into the Temperature Stability of a Guided Wave Structural Health Monitoring System Using Permanently Attached Sensors*, IEEE Sensors Journal, Band 7, Nr. 5, S. 905-912.
- Kudela, P.; Ostachowicz, W. und Zak, A. (2009): *Sensor triangulation for damage localisation in composite plates*, Key Engineering Materials, Band 413-414, S. 55-62.
- Kudela, P.; Zak, A.; Krawczuk, M. und Ostachowicz, W. (2007): *Modelling of wave propagation in composite plates using the time domain spectral element method* Journal of Sound and Vibration, Band 302, Nr. 4-5, S. 728-745.
- Kuder, J. und Kruse, T. (2000): *Methodisches Vorgehen bei der Parameteroptimierung an direkt einspritzenden Ottomotoren*, 4. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Indizierung - Visualisierung - Motoroptimierung, Baden-Baden, Deutschland, S. 253-262.
- Kundu, T. (2004): *Ultrasonic Nondestructive Evaluation: Engineering and Biological Material Characterization*, CRC Press.

- Lamb, H. (1917): *On waves in an elastic plate*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Band 93, Nr. 648, S. 114-128.
- Lanza Di Scalea, F.; Matt, H.; Bartoli, I.; Coccia, S.; Park, G. und Farrar, C. R. (2007): *Health Monitoring of UAV Wing Skin-to-spar Joints using Guided Waves and Macro Fiber Composite Transducers*, Intelligent Material Systems and Structures, Band 18, Nr. 4, S. 373-388.
- Lee, B. C. und Staszewski, W. J. (2007): *Lamb wave propagation modelling for damage detection: II. Damage monitoring strategy*, Smart Materials and Structures, Band 16, Nr. 2, S. 260-274.
- Li, F.; Meng, G.; Ye, L. und Kageyama, K. (2009a): *Dispersion analysis of Lamb waves and damage detection for aluminum structures using ridge in the time-scale domain*, Measurement Science and Technology, Band 20, Nr. 9.
- Li, F.; Murayama, H.; Kageyama, K. und Shirai, T. (2009b): *Guided Wave and Damage Detection in Composite Laminates Using Different Fiber Optic Sensors*, Sensors Band 9, Nr. 5, S. 4005-4021.
- Liang, C.; Sun, F. und Rogers, C. A. (1996): *Electro-mechanical impedance modeling of active material systems*, Smart Materials and Structures, Band 5, S. 171-186.
- Liu, L. und Yuan, F. G. (2008): *Active damage localization for plate-like structures using wireless sensors and a distributed algorithm*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 5.
- Liu, L. und Yuan, F. G. (2010): *A Linear Mapping Technique for Dispersion Removal of Lamb Waves*, Structural Health Monitoring, Band 9, Nr. 1, S. 75-86.
- Lowe, M. (1995): *Matrix Techniques for Modeling Ultrasonic Waves in Multilayered Media*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Band 42, Nr. 4, S. 525-542.
- Lu, Y.; Lin, Y.; Su, Z. und Huang, N. (2007): *Quantitative evaluation of crack orientation in aluminium plates based on Lamb waves*, Smart Materials and Structures, Band 16, Nr. 5, S. 1907-1914.
- Lu, Y. und Michaels, J. E. (2005): *A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations*, Ultrasonics, Band 43, Nr. 9, S. 717-731.
- Lu, Y. und Michaels, J. E. (2007): *Consideration of surface variations on ultrasonic structural health monitoring*, 6th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford, USA, S. 1275-1282.
- Lu, Y. und Michaels, J. E. (2008): *Numerical Implementation of Matching Pursuit for the Analysis of Complex Ultrasonic Signals*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Band 55, Nr. 1, S. 173-182.

- Lu, Y.; Wang, X.; Tang, J. und Ding, Y. (2008): *Damage detection using piezoelectric transducers and the Lamb wave approach: II. Robust and quantitative decision making*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 2.
- Mal, A. K. (1988): *Wave Propagation in Layered Composite Laminates under Periodic Surface Loads*, Wave Motion, Band 10, Nr. 3, S. 257-266.
- Malinowski, P.; Wandowski, T.; Trendafilova, I. und Ostachowicz, W. (2007): *Multi-phased array for damage localisation*, Key Engineering Materials, Band 347, S. 77-82.
- Mallat, S. G. und Zhang, Z. (1993): *Matching Pursuits With Time-Frequency Dictionaries*, IEEE Transactions on Signal Processing, Band 41, Nr. 12, S. 3397-3415.
- Martin, R. S.; Michaels, J. E. und Michaels, T. E. (2008): *Ultrasonic Characterization of Thermal Gradients in a Homogeneous Plate*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Chicago, USA, S. 1199-1206.
- Mengelkamp, G. (2006): *Entwicklung einer intelligenten Struktur: eine Kombination globaler und lokaler Verfahren zur Schadensdiagnose*, Dissertation (Universität Siegen, Deutschland).
- Mengelkamp, G. und Fritzen, C.-P. (2006): *Combination of global and local methods for Structural Health Monitoring*, 24th International Modal Analysis Conference, Saint Louis, USA, (auf CD-Rom).
- Michaels, J. E. (2008): *Detection, localization and characterization of damage in plates with an in situ array of spatially distributed ultrasonic sensors*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 3.
- Michaels, J. E.; Croxford, A. J. und Wilcox, P. D. (2008a): *Imaging Algorithms for Locating Damage via in situ Ultrasonic Sensors*, IEEE Sensor Application Symposium, Atlanta, USA, S. 63-67.
- Michaels, J. E.; Hall, J. S.; Hickman, G. und Krolik, J. (2008b): *Sparse array imaging of change-detected ultrasonic signals by minimum variance processing*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Chicago, USA.
- Michaels, J. E.; Hall, J. S. und Michaels, T. (2009): *Adaptive imaging of damage from changes in guided wave signals recorded from spatially distributed arrays*, Proceedings of the SPIE (Health Monitoring of Structural and Biological Systems), San Diego, USA, S. 729515(1-13).
- Michaels, J. E. und Michaels, T. E. (2006): *Enhanced Differential Methods for Guided Wave Phased Array Imaging Using Spatially Distributed Piezoelectric Transducers*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Portland, USA, S. 837-844.
- Mindlin, R. D. (1951): *Influence of rotatory inertia and shear on flexural motions of isotropic elastic plates*, Journal of Applied Mechanics, Band 18, S. 31-38.
- Moll, J. und Fritzen, C.-P. (2010a): *Advanced Aspects of Mode-selective Excitation of Ultrasonic Guided Waves* 24th Conference on Noise and Vibration Engineering, Leuven, Belgien.

- Moll, J. und Fritzen, C.-P. (2010b): *Time-Varying Inverse Filtering for High Resolution Imaging with Ultrasonic Guided Waves*, 10th European Conference on Non-Destructive Testing, Moskau, Russland (auf CD-ROM).
- Moll, J.; Heftrich, C. und Fritzen, C.-P. (2010a): *Time-Varying Inverse Filtering of Narrowband Ultrasonic Signals*, Structural Health Monitoring.
- Moll, J.; Kraemer, P. und Fritzen, C.-P. (2008): *Compensation of Environmental Influences for Damage Detection using Classification Techniques*, 4th European Workshop on Structural Health Monitoring, Krakau, Polen, S. 1080-1087.
- Moll, J.; Schulte, R. T. und Fritzen, C.-P. (2009): *Damage Localization in Anisotropic Plates Using an Active Guided Wave Structural Health Monitoring System*, 7th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford, USA, S. 815-822.
- Moll, J.; Schulte, R. T.; Hartmann, B.; Fritzen, C.-P. und Nelles, O. (2010b): *Multi-site damage localization in anisotropic plate-like structures using an active guided wave structural health monitoring system*, Smart Materials and Structures, Band 19, Nr. 4.
- Nabney, I. T. (2001): *NETLAB: Algorithms for Pattern Recognition*, Springer-Verlag, London.
- Nayfeh, A. H. (1990): *The general problem of elastic wave propagation in multilayered anisotropic media*, Journal of the Acoustical Society of America, Band 89, Nr. 4, S. 1521-1531.
- Nelder, J. A. und Mead, R. (1965): *A simplex method for function minimization*, Computer Journal, Band 7, S. 308-313.
- Nelles, O. (2001): *Nonlinear System Identification*, Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- Nelles, O. (2006): *Axes-oblique partitioning strategies for local model networks*, IEEE International Symposium on Intelligent Control, München, Deutschland, S. 2378-2383.
- Ng, C. T. und Veidt, M. (2009): *A Lamb-wave-based technique for damage detection in composite laminates*, Smart Materials and Structures, Band 18, Nr. 7.
- Park, H.; Sohn, H.; Law, K. H. und Farrar, C. (2007): *Time reversal active sensing for health monitoring of a composite plate*, Journal of Sound and Vibration, Band 302, Nr. 1-2, S. 50-66.
- Park, S.; Park, G.; Yun, C.-B. und Farrar, C. R. (2009): *Sensor Self-diagnosis Using a Modified Impedance Model for Active Sensing-based Structural Health Monitoring*, Structural Health Monitoring, Band 8, Nr. 1, S. 71-82.
- Pavlakovic, B. und Lowe, M. (2003): *Disperse User's Manual*, Band 2, Department of Mechanical Engineering, Imperial College London, UK.
- Peairs, D. M.; Park, G. und Inman, D. J. (2004): *Improving Accessibility of the Impedance-Based Structural Health Monitoring Method*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Band 15, Nr. 2, S. 129-139

- Petculescu, G.; Krishnaswamy, S. und Achenbach, J. D. (2007): *Group delay measurements using modally selective Lamb wave transducers for detection and sizing of delaminations in composites*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 1.
- Pohl, J. und Mook, G. (2010): *SHM of CFRP-structures with impedance spectroscopy and Lamb waves*, International Journal of Mechanics and Materials in Design, Band 6, Nr. 1, S. 53-62.
- Qing, X. P.; Beard, S. J.; Kumar, A.; Ooi, T. K. und Chang, F.-K. (2007): *Built-in Sensor Network for Structural Health Monitoring of Composite Structure*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Band 18, Nr. 1, S. 39-49.
- Qing, X. P.; Beard, S. J.; Kumar, A.; Sullivan, K.; Aguilar, R.; Merchant, M. und Taniguchi, M. (2008): *The performance of a piezoelectric-sensor-based SHM system under a combined cryogenic temperature and vibration environment*, Smart Materials and Structures, Band 17, Nr. 5.
- Qing, X. P.; Chan, H.-L.; Beard, S. J. und Kumar, A. (2006): *An Active Diagnostic System for Structural Health Monitoring of Rocket Engines*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Band 17, Nr. 7, S. 619-628.
- Quek, S. T.; Tua, P. S. und Jin, J. (2007): *Comparison of Plain Piezoceramics and Inter-digital Transducer for Crack Detection in Plates*, Intelligent Material Systems and Structures, Band 18, Nr. 9, S. 949-961.
- Raghavan, A. und Cesnik, C. E. S. (2005): *Finite-dimensional piezoelectric transducer modeling for guided wave based structural health monitoring*, Smart Materials and Structures, Band 14, Nr. 6, S. 1448-1461.
- Raghavan, A. und Cesnik, C. E. S. (2007): *Guided-wave signal processing using chirplet matching pursuits and mode correlation for structural health monitoring*, Smart Materials and Structures, Band 16, Nr. 2, S. 355-366.
- Reda Taha, M. M.; Noureldin, A.; Lucero, J. L. und Baca, T. J. (2006): *Wavelet Transform for Structural Health Monitoring A Compendium of Uses and Features*, Structural Health Monitoring, Band 5, Nr. 3, S. 267-295.
- Reddy, C. R. (2004): *Mechanics of laminated composite plates and shells: theory and analysis*, CRC Press.
- Reissner, E. (1945): *The Effect of Transverse Shear Deformation on the Bending of Elastic Plates*, Journal of Applied Mechanics, Band 12, S. 69-77.
- Rohwer, K. (1988): *Improved transverse shear stiffness for layered finite elements*, Forschungsbericht (DVLR-FB 88-32), Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt.
- Rose, J. L. (1999): *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press.
- Rytter, A. (1993): *Vibration Based Inspection of Civil Engineering Structures*, Dissertation (Universität Aalborg, Dänemark).

- Salamone, S.; Bartoli, I.; Lanza Di Scalea, F. und Coccia, S. (2009): *Guided-wave Health Monitoring of Aircraft Composite Panels under Changing Temperature*, Intelligent Material Systems and Structures, Band 20, Nr. 9, S. 1079-1090.
- Salas, K. I. und Cesnik, C. E. S. (2010): *Guided wave structural health monitoring using CLoVER transducers in composite materials*, Smart Materials and Structures, Band 19, Nr. 1.
- Salas, K. I.; Nadella, K. S. und Cesnik, C. E. S. (2009): *Characterization of Guided-Wave Excitation and Propagation in Composite Plates*, 7th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford, USA, S. 651-658.
- Santoni, G. B.; Yu, L.; Xu, B. und Giurgiutiu, V. (2007): *Lamb Wave-Mode Tuning of Piezoelectric Wafer Active Sensors for Structural Health Monitoring*, Journal of Vibration and Acoustics, Band 129, Nr. 6, S. 752-762.
- Schulte, R. T. (2010): *Modellierung und Simulation von wellenbasierten Structural Health Monitoring-Systemen auf Basis von Spektralelementen*, Dissertation (Universität Siegen, Deutschland).
- Schulte, R. T. und Fritzen, C.-P. (2008): *Spectral Element Modelling of Wave Propagation in Stringer Stiffened Structures*, 4th European Workshop on Structural Health Monitoring, Krakau, Polen, S. 512-519.
- Schulte, R. T. und Fritzen, C.-P. (2010): *Modelling of Wave-Based SHM Systems Using the Spectral Element Method*, Proceedings of Applied Mathematical Mechanics (PAMM), Band 10, S. 15-18.
- Schulte, R. T.; Fritzen, C.-P. und Moll, J. (2010): *Spectral element modelling of wave propagation in isotropic and anisotropic shell-structures including different types of damage*, Materials Science and Engineering, Band 10, Nr. 1.
- Seydel, R. und Chang, F.-K. (2001): *Impact identification of stiffened composite panels I. System development*, Smart Materials and Structures, Band 10, Nr. 2, S. 354-369.
- Sohn, H. (2007): *Effects of environmental and operational variability on structural health monitoring*, Philosophical Transactions of The Royal Society A, Band 365, Nr. 1851, S. 539-560.
- Sohn, H.; Park, G.; Wait, J. R.; Limback, N. P. und Farrar, C. (2004): *Wavelet-based active sensing for delamination detection in composite structures*, Smart Materials and Structures, Band 13, Nr. 1, S. 153-160.
- Sohn, H.; Park, H.; Law, K. H. und Farrar, C. (2005): *Instantaneous Online Monitoring of Unmanned Aerial Vehicles without Baseline Signals*, 23rd International Modal Analysis Conference, Orlando, USA, (auf CD-Rom).
- Sohn, H.; Worden, K. und Farrar, C. R. (2002): *Statistical Damage Classification Under Changing Environmental and Operational Conditions*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Band 13, S. 561-574.

- Staszewski, W. J.; Lee, B. C.; Mallet, L. und Scarpa, F. (2004): *Structural health monitoring using scanning laser vibrometry I. Lamb wave sensing*, Smart Materials and Structures, Band 13, Nr. 2, S. 251-260.
- Su, Z.; Wang, X.; Chen, Z.; Ye, L. und Wang, D. (2006): *A built-in active sensor network for health monitoring of composite structures*, Smart Materials and Structures, Band 15, Nr. 6, S. 1939-1949.
- Su, Z.; Wang, X.; Cheng, L.; Yu, L. und Chen, Z. (2009): *On Selection of Data Fusion Schemes for Structural Damage Evaluation*, Structural Health Monitoring, Band 8, Nr. 3, S. 223-241.
- Su, Z.; Yang, C.; Pan, N.; Ye, L. und Zhou, L.-M. (2007): *Assessment of delamination in composite beams using shear horizontal (SH) wave mode*, Composites Science and Technology, Band 67, Nr. 2, S. 244-251.
- Sundararaman, S.; Adams, D. E. und Rigas, E. J. (2005): *Structural Damage Identification in Homogeneous and Heterogeneous Structures Using Beamforming*, Structural Health Monitoring, Band 4, Nr. 2, S. 171-190.
- Suresh, S. (2003): *Fatigue of Materials*, Cambridge University Press.
- Sutherland, I. E.; Sproull, R. F. und Schumacker, R. A. (1974): *A Characterization of Ten Hidden-Surface Algorithms*, ACM Computing Surveys Band 6, Nr. 1, S. 1-55.
- Takatsubo, J.; Wang, B.; Tsuda, H.; Toyama, N. und Urabe, K. (2006): *Ultrasonic Spectroscopy for the Identification of Defects and Environmental Disturbances*, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Band 1, Nr. 12, S. 1397-1404.
- Todd, M. D.; Nichols, J. M.; Trickey, S. T.; Seaver, M.; Nichols, C. J. und Virgin, L. N. (2007): *Bragg grating-based fibre optic sensors in structural health monitoring*, Philosophical Transactions of The Royal Society, Band 365, S. 317-343.
- Tua, P. S.; Quek, S. T. und Wang, Q. (2004): *Detection of cracks in plates using piezo-actuated Lamb waves*, Smart Materials and Structures, Band 13, Nr. 4, S. 643-660.
- Tzou, H. S. (1993): *Piezoelectric Shells*, Kluwer Academic Publisher, Boston.
- Van der Baan, M. (2009): *Time-varying Wavelet Estimation and Deconvolution*, CSPG CSEG CWLS Convention, Calgary, Kanada.
- Van Velsor, J. K.; Gao, H. und Rose, J. L. (2007): *Guided-wave tomographic imaging of defects in pipe using a probabilistic reconstruction algorithm*, Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring Band 49, Nr. 9, S. 532-537.
- Walters-Williams, J. und Li, Y. (2009): *Estimation of Mutual Information: A Survey*, 4th International Conference on Rough Set and Knowledge Technology, Gold Coast, Australia, S. 389-396.
- Wang, L. und Yuan, F. G. (2006): *Active damage localization technique based on energy propagation of Lamb waves*, Smart Structures and Systems, Band 3, Nr. 2, S. 201-217.

- Wang, L. und Yuan, F. G. (2007): *Group velocity and characteristic wave curves of Lamb waves in composites Modeling and experiments*, Composites Science and Technology, Band 67, Nr. 7-8, S. 1370-1384.
- Waschatz, U.; Langemack, H. und Heinrich, A. (2000): *Motoroptimierung und Analyse der Messqualität durch Statistische Versuchsplanung*, 4. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Indizierung - Visualisierung - Motoroptimierung, Baden-Baden, Deutschland, S. 221-229.
- Wilcox, P. D. (2003a): *Guided Wave Beam Steering from Omni-Directional Transducer Arrays*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Green Bay, USA, S. 761-768.
- Wilcox, P. D. (2003b): *A Rapid Signal Processing Technique to Remove the Effect of Dispersion from Guided Wave Signals*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Band 50, Nr. 4, S. 419-427.
- Williams, R. B.; Park, G.; Inman, D. J. und Keats Wilkie, W. (2002): *An overview of composite actuators with piezoceramic fibers*, 20th International Modal Analysis Conference, Los Angeles, USA, (auf CD-Rom).
- Yan, F. und Rose, J. L. (2007): *Guided wave phased array beam steering in composite plates*, Proceedings of the SPIE (Health Monitoring of Structural and Biological Systems), San Diego, USA, S. 65320G(1-9).
- Yashiro, S.; Takatsubo, J. und Toyama, N. (2007): *An NDT technique for composite structures using visualized Lamb-wave propagation*, Composites Science and Technology, Band 67, Nr. 15-16, S. 3202-3208.
- Ye, L.; Su, Z. und Meng, G. (2005): *Functionalized composite structures for new generation airframes: a review*, Composites Science and Technology, Band 65, Nr. 9, S. 1436-1446.
- Yu, L. und Giurgiutiu, V. (2007): *In situ 2-D piezoelectric wafer active sensors arrays for guided wave damage detection*, Ultrasonics, Band 48, Nr. 2, S. 117-134.
- Yu, L.; Giurgiutiu, V. und Pollock, P. (2008): *A Multi-Mode Sensing System for Corrosion Detection Using Piezoelectric Wafer Active Sensors*, Proceedings of the SPIE (Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems), San Diego, USA, S. 69322H(1-12).
- Zagrai, A. N. und Giurgiutiu, V. (2001): *Electro-Mechanical Impedance Method for Crack Detection in Thin Plates*, Intelligent Material Systems and Structures, Band 12, Nr. 10, S. 709-718.
- Zhang, X.; Qian, T.; Mei, G.; Kwan, C.; Zane, R.; Walsh, C.; Paing, T. und Popovic, Z. (2007): *Active health monitoring of an aircraft wing with an embedded piezoelectric sensor/actuator network: II. Wireless approaches*, Smart Materials and Structures, Band 16, Nr. 4, S. 1218-1225.

Anhang

[SCHULTE 2010] hat ein Verfahren zur Berechnung der Dispersionskurven in geschichteten anisotropen Medien entwickelt, welches im Weiteren vorgestellt werden soll. Hierfür ist es notwendig, zunächst die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen zu betrachten. Diese basieren auf der so genannten „first-order shear deformation laminated plate theory“ (FSDT), die eine Verallgemeinerung der Plattentheorie nach [REISSNER 1945] und [MINDLIN 1951] darstellt. Im Anschluss erfolgt die Beschreibung des konstitutiven Gesetzes, bevor dann der Aufbau eines Gleichungssystems erläutert wird, dessen Lösung die Dispersionskurven bilden.

Bewegungsgleichungen für die FSDT

Die FSDT basiert auf der Annahme des ebenen Spannungszustands, also $\sigma_{33} = 0$. Im Unterschied zur klassischen Plattentheorie nach [KIRCHHOFF 1850] wird der transversale Schub zugelassen. Im folgenden wird die Notation nach [SCHULTE 2010] verwendet, welche auf den kartesischen Koordinaten x , y und z basiert, siehe Abbildung A.1. Die Verschiebung in x -Richtung ist mit u , die Verschiebung in y -Richtung mit v und die Verschiebung in z -Richtung mit w definiert. Zusätzlich bezeichnet θ_x die Verdrehung um die x -Achse und θ_y die Verdrehung um die y -Achse.

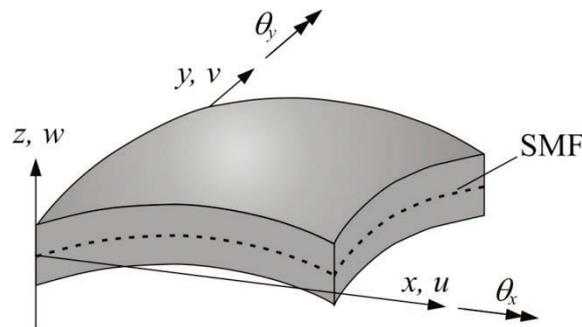


Abbildung A.1: Kinematische Größen zur Beschreibung einer schwach gekrümmten Schale; gestrichelt dargestellt ist die Schalenmittelfläche (SMF), aus [SCHULTE 2010].

Die Bewegungsgleichungen lauten:

$$\frac{\partial N_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} = I_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + I_1 \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial t^2}; \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial N_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial N_{yy}}{\partial y} = I_0 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - I_1 \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2}; \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + N(w) + \bar{q} = I_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}; \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial M_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial M_{yy}}{\partial y} - Q_y = -I_2 \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2} + I_1 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}; \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial M_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} - Q_x = I_2 \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial t^2} + I_1 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (\text{A.5})$$

Dabei sind die resultierenden Kräfte und Momente pro Längeneinheit gegeben mit

$$\begin{bmatrix} N_{xx} \\ N_{yy} \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \int_{h^e} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz \quad \text{bzw.} \quad \begin{bmatrix} M_{xx} \\ M_{yy} \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \int_{h^e} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} \cdot z dz. \quad (\text{A.6})$$

In dieser Gleichung bezeichnet h^e die Gesamtdicke des Laminats. Die Massenträgheiten I_0 und I_1 sind definiert durch

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \end{bmatrix} = \int_{h^e} \begin{bmatrix} I \\ z \end{bmatrix} \rho(z) dz. \quad (\text{A.7})$$

Für die Rotationsträgheit I_2 gilt

$$I_2 = \int_{h^e} z^2 \rho(z) dz. \quad (\text{A.8})$$

Weiterhin gilt für $N(w)$ der Ausdruck

$$N(w) = \frac{\partial}{\partial x} \left(N_{xx} \frac{\partial w}{\partial x} + N_{xy} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} + N_{yy} \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad (\text{A.9})$$

Die Querkräfte Q_x und Q_y sind definiert mit

$$\begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \kappa_s \cdot \int_{h^e} \begin{bmatrix} \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} dz. \quad (\text{A.10})$$

In dieser Gleichung bezeichnet κ_s einen Schubkorrekturfaktor. Die Einführung dieses Parameters ist notwendig, um der Annahme eines konstanten transversalen Schubs bei der FSDT entgegenzuwirken, vergleiche hierzu [ROHWER 1988]. Die Größe \bar{q} bezeichnet eine transversal angreifende Flächenlast.

Konstitutives Gesetz

Mit der Annahme des ebenen Spannungszustands ergibt sich aus dem verallgemeinerten dreidimensionalen Hookeschen Gesetz das konstitutive Gesetz einer linearen orthotropen Einzelschicht zu

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_6 \end{bmatrix}^{(k)} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & 0 \\ Q_{12} & Q_{22} & 0 \\ 0 & 0 & Q_{66} \end{bmatrix}^{(k)} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix}^{(k)} \quad (\text{A.11})$$

und

$$\begin{bmatrix} \sigma_4 \\ \sigma_5 \end{bmatrix}^{(k)} = \begin{bmatrix} Q_{44} & 0 \\ 0 & Q_{55} \end{bmatrix}^{(k)} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \end{bmatrix}^{(k)}. \quad (\text{A.12})$$

Die $Q_{ij}^{(k)}$ bezeichnen dabei die auf den ebenen Spannungszustand reduzierten Steifigkeiten im Materialkoordinatensystem der k -ten Einzelschicht. Diese hängen mit den Ingenieurkonstanten folgendermaßen zusammen:

$$Q_{11}^{(k)} = \frac{E_1^{(k)}}{1 - \nu_{12}^{(k)} \cdot \nu_{21}^{(k)}}; \quad Q_{12}^{(k)} = \frac{\nu_{12}^{(k)} \cdot E_2^{(k)}}{1 - \nu_{12}^{(k)} \cdot \nu_{21}^{(k)}}; \quad Q_{22}^{(k)} = \frac{E_2^{(k)}}{1 - \nu_{12}^{(k)} \cdot \nu_{21}^{(k)}}; \quad (\text{A.13})$$

$$Q_{44}^{(k)} = G_{23}^{(k)}; \quad Q_{55}^{(k)} = G_{13}^{(k)}; \quad Q_{66}^{(k)} = G_{12}^{(k)}. \quad (\text{A.14})$$

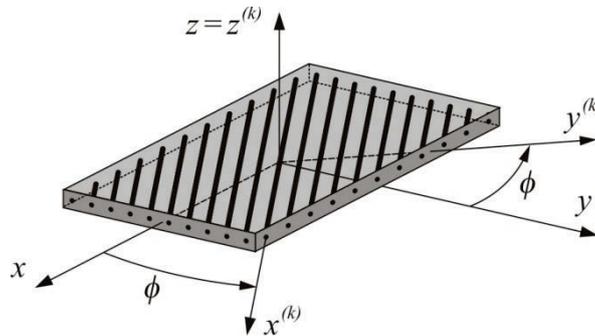


Abbildung A.2: Laminatkoordinatensystem (x, y, z) und k -te Laminat-Einzelschicht mit zugehörigem Materialkoordinatensystem $(x^{(k)}, y^{(k)}, z^{(k)})$, aus [SCHULTE 2010].

Die reduzierten Steifigkeiten aus dem Materialkoordinatensystem der k -ten Einzelschicht können mit Hilfe einer Transformation in das Laminatkoordinatensystem überführt werden, siehe [REDDY 2004] oder [ALTENBACH *et al.* 2004]

$$\bar{Q}_{ij}^{(k)} = \mathbf{T}(-\phi^{(k)}) Q_{ij}^{(k)} \mathbf{T}^T(-\phi^{(k)}). \quad (\text{A.15})$$

Hierbei lässt sich die Transformationsmatrix $\mathbf{T}(\phi)$ durch

$$\mathbf{T}(\phi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi & \sin^2 \phi & 0 & 0 & 0 & 2 \cos \phi \sin \phi \\ \sin^2 \phi & \cos^2 \phi & 0 & 0 & 0 & -2 \cos \phi \sin \phi \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ -\cos \phi \sin \phi & \cos \phi \sin \phi & 0 & 0 & 0 & \cos^2 \phi - \sin^2 \phi \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

angeben. Für ein aus n_L Einzellagen bestehendes Laminat ist der Zusammenhang zwischen den Schnittlasten und den Dehnungen:

$$\begin{bmatrix} N_{xx} \\ N_{yy} \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \sum_{k=1}^{n_L} \int_{z_k}^{z_{k+1}} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} \\ A_{12} & A_{22} & A_{26} \\ A_{16} & A_{26} & A_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^{mb} \\ \varepsilon_{yy}^{mb} \\ \varepsilon_{xy}^{mb} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{16} \\ B_{12} & B_{22} & B_{26} \\ B_{16} & B_{26} & B_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^b \\ \varepsilon_{yy}^b \\ \varepsilon_{xy}^b \end{bmatrix} \quad (\text{A.17})$$

und

$$\begin{bmatrix} M_{xx} \\ M_{yy} \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \sum_{k=1}^{n_L} \int_{z_k}^{z_{k+1}} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} \cdot z dz = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{16} \\ B_{12} & B_{22} & B_{26} \\ B_{16} & B_{26} & B_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^{mb} \\ \varepsilon_{yy}^{mb} \\ \varepsilon_{xy}^{mb} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{16} \\ D_{12} & D_{22} & D_{26} \\ D_{16} & D_{26} & D_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^b \\ \varepsilon_{yy}^b \\ \varepsilon_{xy}^b \end{bmatrix} \quad (\text{A.18})$$

sowie

$$\begin{bmatrix} Q_y \\ Q_x \end{bmatrix} = \kappa \cdot \sum_{k=1}^{n_L} \int_{z_k}^{z_{k+1}} \begin{bmatrix} \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \end{bmatrix} dz = \begin{bmatrix} \kappa A_{44} & \kappa A_{45} \\ \kappa A_{45} & \kappa A_{55} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \gamma_{yz}^s \\ \gamma_{xz}^s \end{bmatrix}. \quad (\text{A.19})$$

In diesen Gleichungen stehen ε^{mb} und ε^b für die Membran- und Biegedehnungen und γ^s für die Gleitungen. Die A_{ij} werden als Längssteifigkeiten, D_{ij} als Biegesteifigkeiten und B_{ij} als Biege-Dehn-Kopplungssteifigkeiten bezeichnet, die wie folgt definiert sind:

$$(A_{ij}, B_{ij}, D_{ij}) = \int_{h^e} \bar{Q}_{ij} \cdot (1, z, z^2) dz = \sum_{k=1}^{n_L} \int_{z_k}^{z_{k+1}} \bar{Q}_{ij}^{(k)} \cdot (1, z, z^2) dz. \quad (\text{A.20})$$

Aufbau des Gleichungssystems:

Durch das Einsetzen der Schnittlasten (A.17) bis (A.19) in die Bewegungsgleichungen (A.1) bis (A.5) und unter Vernachlässigung der äußeren Kräfte können nun die Bewegungsgleichungen für symmetrische Laminat formuliert werden:

$$A_{11} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_{12} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + A_{16} \left(2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) + A_{26} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + A_{66} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right) = I_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (\text{A.21})$$

$$A_{16} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_{26} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2 \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right) + A_{12} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + A_{66} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) + A_{22} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = I_0 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}; \quad (\text{A.22})$$

$$\begin{aligned} \kappa \cdot A_{55} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial \theta_y}{\partial x} \right) + \kappa \cdot A_{45} \left(2 \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial x} - \frac{\partial \theta_x}{\partial x} + \frac{\partial \theta_y}{\partial y} \right) + \kappa \cdot A_{44} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial \theta_x}{\partial y} \right) \\ = I_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}; \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

$$\begin{aligned} D_{16} \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial x^2} + D_{26} \left(\frac{\partial^2 \theta_y}{\partial y^2} - 2 \cdot \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial y \partial x} \right) + D_{66} \left(\frac{\partial^2 \theta_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial x^2} \right) + D_{12} \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial x \partial y} - D_{22} \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial y^2} \\ - \kappa A_{45} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \theta_y \right) - \kappa A_{44} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \theta_x \right) = -I_2 \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2}; \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

$$\begin{aligned} D_{11} \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial x^2} - D_{12} \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial y \partial x} + D_{16} \left(2 \cdot \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial x^2} \right) - D_{26} \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial y^2} + D_{66} \left(\frac{\partial^2 \theta_y}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial x \partial y} \right) \\ - \kappa A_{55} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \theta_y \right) - \kappa A_{45} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \theta_x \right) = I_2 \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Ebene, sich in beliebige Plattenrichtungen ausbreitende Wellen können in Form folgender Verschiebungsansätze angenommen werden:

$$u(x, y, t) = u_0 \cdot e^{-ikx \cos \beta} e^{-iky \sin \beta} e^{-i\omega t}; \quad (\text{A.26})$$

$$v(x, y, t) = v_0 \cdot e^{-ikx \cos \beta} e^{-iky \sin \beta} e^{-i\omega t}; \quad (\text{A.27})$$

$$w(x, y, t) = w_0 \cdot e^{-ikx \cos \beta} e^{-iky \sin \beta} e^{-i\omega t}; \quad (\text{A.28})$$

$$\theta_x(x, y, t) = \theta_{x0} \cdot e^{-ikx \cos \beta} e^{-iky \sin \beta} e^{-i\omega t}; \quad (\text{A.29})$$

$$\theta_y(x, y, t) = \theta_{y0} \cdot e^{-ikx \cos \beta} e^{-iky \sin \beta} e^{-i\omega t}. \quad (\text{A.30})$$

Die mit θ indizierten Größen bezeichnen die Amplituden und β den Winkel der jeweiligen Ausbreitungsrichtung. Das Einsetzen dieser Ansätze in die Bewegungsgleichungen (A.21) bis (A.25) führt auf das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} \bar{L}_{11} & \bar{L}_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \bar{L}_{21} & \bar{L}_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{L}_{33} & \bar{L}_{34} & \bar{L}_{35} \\ 0 & 0 & \bar{L}_{43} & \bar{L}_{44} & \bar{L}_{45} \\ 0 & 0 & \bar{L}_{53} & \bar{L}_{54} & \bar{L}_{55} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \\ \theta_{x0} \\ \theta_{y0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.31})$$

wobei die Elemente der Matrix $\bar{\mathbf{L}}$ wie folgt definiert sind:

$$\bar{L}_{11} = -A_{11}k^2c^2 - 2A_{16}k^2cs - A_{66}k^2s^2 + I_0\omega^2; \quad (\text{A.32})$$

$$\bar{L}_{12} = \bar{L}_{21} = -A_{12}k^2cs - A_{16}k^2c^2 - A_{26}k^2s^2 - A_{66}k^2cs; \quad (\text{A.33})$$

$$\bar{L}_{22} = -2A_{26}k^2cs - A_{22}k^2s^2 - A_{66}k^2c^2 + I_0\omega^2; \quad (\text{A.34})$$

$$\bar{L}_{33} = -\kappa A_{55}k^2c^2 - 2A_{45}k^2cs - \kappa A_{44}k^2s^2 + I_0\omega^2; \quad (\text{A.35})$$

$$\bar{L}_{34} = \kappa A_{45}ikc + \kappa A_{44}iks; \quad (\text{A.36})$$

$$\bar{L}_{43} = -\kappa A_{45}ikc - \kappa A_{44}iks; \quad (\text{A.37})$$

$$\bar{L}_{35} = \bar{L}_{53} = -\kappa A_{55}ikc - \kappa A_{45}iks; \quad (\text{A.38})$$

$$\bar{L}_{44} = D_{66}k^2c^2 + 2D_{26}k^2cs + D_{22}k^2s^2 + \kappa A_{44} - I_0\omega^2; \quad (\text{A.39})$$

$$\bar{L}_{45} = -D_{12}k^2cs - D_{16}k^2c^2 - D_{26}k^2s^2 - D_{66}k^2cs - \kappa A_{45}; \quad (\text{A.40})$$

$$\bar{L}_{54} = D_{12}k^2cs + D_{16}k^2c^2 + D_{26}k^2s^2 + D_{66}k^2cs + \kappa A_{45}; \quad (\text{A.41})$$

$$\bar{L}_{55} = D_{11}k^2c^2 + 2D_{16}k^2cs + D_{66}k^2s^2 + \kappa A_{55} + I_0\omega^2. \quad (\text{A.42})$$

Innerhalb dieser Gleichungen gelten die Abkürzungen $c = \cos(\beta)$ und $s = \sin(\beta)$. A_{ij} und D_{ij} sind die Elemente der Materialsteifigkeitsmatrix, vergleiche (A.20). Die Gleichungen zur Beschreibung der generalisierten Verschiebungen innerhalb der Ebene und transversal zur Ebene liegen in nicht gekoppelter Form vor. Aus dem System (A.31) lassen sich somit zwei voneinander entkoppelte, kleinere Gleichungssysteme gewinnen. Die jeweiligen Determinanten dieser Systeme ergeben zwei charakteristische Gleichungen der Form

$$s_4k^4 + s_2k^2 + s_0 = 0 \quad (\text{A.43})$$

sowie

$$a_6 k^6 + a_4 k^4 + a_2 k^2 + a_0 = 0, \quad (\text{A.44})$$

wobei die Koeffizienten dieser Gleichungen im Allgemeinen von der Kreisfrequenz ω und vom Winkel der Ausbreitungsrichtung β abhängen. Die Abhängigkeit von β entfällt für isotrope Werkstoffe. Die vier bzw. sechs Nullstellen dieser Polynome korrespondieren mit zwei bzw. drei Modenpaaren. Während Gleichung (A.43) immer zwei reelle Nullstellen und somit zwei ausbreitungsfähige Moden aufweist, hängt die Anzahl der reellen Nullstellen aus (A.44) von der Anregungsfrequenz ab.