

Luftgekoppelter Ultraschall und geführte Wellen für die Anwendung in der Zerstörungsfreien Werkstoffprüfung

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

Vorgelegt von
Dipl.-Phys. Daniel Döring
aus München

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. L. Gaul

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juni 2011

Institut für Kunststofftechnik
der Universität Stuttgart
2011

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	12
Abstract	13
1 Einleitung	14
2 Hintergrund der Luftultraschallprüfung	17
2.1 Historischer Überblick über die Ultraschallprüfung	17
2.1.1 Geschichte der Akustik	17
2.1.2 Entwicklung der Ultraschallprüfung	18
2.1.3 Entwicklung der Luftultraschallprüfung	20
2.2 Einordnung unter die Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung	21
2.2.1 Elektromagnetische Verfahren	21
2.2.1.1 Sichtprüfung	21
2.2.1.2 Wirbelstromprüfung	22
2.2.1.3 Mikrowellenverfahren	22
2.2.1.4 Speckle-Interferometrie zur Verformungsmessung	23
2.2.1.5 Thermographie	24
2.2.1.6 Röntgen und Computertomographie	25
2.2.2 Akustische Verfahren	25
2.2.2.1 Eigenschwingungsanalyse (“Vibrometrie”)	25
2.2.2.2 Nichtlineare Vibrometrie	26
2.2.2.3 Ultraschallprüfung	26
3 Grundlagen: elastische Wellen	30
3.1 Grundbegriffe einer Welle	30
3.2 Lineare Elastizitätstheorie	33
3.2.1 Spannungstensor σ	33
3.2.2 Deformationstensor ϵ	34
3.2.3 Steifigkeitstensor C	35
3.2.4 Voigt’sche Notation	35
3.2.5 Orthotrope Symmetrie	36
3.2.6 Isotropie	37
3.2.7 Spezielle Moduln in isotropen Werkstoffen	37
3.3 Bulkwellen in Festkörpern	38
3.3.1 Wellen in anisotropen Medien	38
3.3.2 Moden im isotropen Festkörper	40
3.4 Wellen in Flüssigkeiten und Gasen	41
3.5 Potentialdarstellung	43
3.6 Elastische Wellen an Grenzflächen	44
3.6.1 Brechung und Modenkonzersion	44
3.6.2 Existenzbedingungen für sekundäre Moden	45

3.6.2.1	Kritische Winkel	46
3.6.2.2	Komponenten von \vec{U}	46
3.6.3	Senkrechter Einfall ($\Theta = 0$)	47
3.6.4	Freie Grenzfläche	49
3.7	Grenzflächenwellen	51
3.7.1	Inhomogene Wellen	52
3.7.2	Rayleighwellen	52
3.7.3	Lambwellen	54
3.7.4	Rayleigh-artige Plattenwellen	59
4	Spezielle Betrachtungen für Luftultraschall-ZfP	60
4.1	Reflexionsgrad	61
4.2	Normaltransmission (NTM) durch eine dünne Platte	61
4.3	Modenkonzersion bei Schrägeinschallung	63
4.3.1	Analytische Betrachtung: Transmissionsgrad T_{13}	64
4.3.2	Weitere Anwendung der Transmissionsrechnung	66
4.3.3	Kopplung bei kompaktem Schallfeld	66
4.4	Apparative Ausstattung	69
4.4.1	Luftultraschallprüfköpfe	70
4.4.2	Analogeinheit und Digitalisierung	73
4.4.3	Datenerfassung und Scaneinrichtung	76
4.4.4	Datenanalyse: SMUDAV	77
5	Luftultraschall-Anwendungen	82
5.1	Bildgebende Luftultraschall-ZfP	82
5.1.1	Messverfahren der scannenden Luftultraschallprüfung	82
5.1.1.1	Normaltransmission (NTM)	82
5.1.1.2	Schrägdurchschallung (FSTM)	83
5.1.1.3	Einseitige Methodik (FSRM)	84
5.1.2	Vorversuche zur Bildgebung	88
5.1.2.1	Signalstabilität und Bildverschmierung in der FSRM	88
5.1.2.2	Interferenzstreifen durch Randreflexion	90
5.1.3	Bildgebung mit NTM	92
5.1.4	Bildgebung mit Lambwellen	96
5.1.5	Bildgebung mit Rayleighwellen: ZfP der Grenzschicht	103
5.1.6	Modenschwebung als Kontrastmechanismus	107
5.1.6.1	Nachweis der Modenschwebung	109
5.1.6.2	Optimierte Rissdetektion	110
5.2	Quantitative Werkstoffcharakterisierung	114
5.2.1	Methodik: Laufzeitmessung (DTOF)	114
5.2.1.1	Theoretische Überlegungen	114
5.2.1.2	Praktische Umsetzung	115
5.2.1.3	Ausrichtungskompensation	115
5.2.1.4	Automatisierung	117
5.2.2	Anwendung	118
5.2.2.1	Lambwellen: Anisotropiemessung	118
5.2.2.2	Rayleighwellen: Anisotropie und Tiefenprofilierung	119
5.3	Prozessverfolgung	123

5.3.1	Methodik: Phasen-Tracking	123
5.3.2	Anwendung	123
5.3.2.1	Trocknungsvorgänge auf Blech (Lambwellen)	123
5.3.2.2	Polyurethanverschäumung (Lambwellen)	128
5.3.2.3	Prozessverfolgung mit Rayleighwellen	139
6	Aeroakustische Vibrometrie	141
6.1	Akustooptischer Effekt in Luft	141
6.1.1	Einordnung unter die akustooptischen Verfahren	141
6.1.2	Photoelastischer Effekt in Luft	141
6.1.3	Aeroakustische Vibrometrie (AAV)	142
6.1.4	Vergleich mit Dopplervibrometrie, Kalibrierung	143
6.1.5	Winkelbetrachtungen	145
6.2	Anwendung der AAV	148
6.2.1	Untersuchung der Schallfelder von Luftultraschallprüfköpfen	148
6.2.1.1	Nummerische Schallfeldberechnung	149
6.2.1.2	Messung mit der scannenden Punktblendenmethode	151
6.2.1.3	Quantifizierung mit aeroakustischer Vibrometrie	153
6.2.2	Visualisierung der “leaky” Lambwelle	156
6.2.3	Versuch der FSTM/FSRM-Visualisierung	158
7	Anwendung in der nichtlinearen Akustik	160
7.1	Klassische Nichtlinearität in Luft	160
7.1.1	Entstehung	160
7.1.2	Nachweis mit AAV	164
7.2	Nichtklassische Kontaktnichtlinearität	167
7.2.1	Entstehung	167
7.2.2	Nichtlineare Luftultraschallabstrahlung (NACE)	169
8	Zusammenfassung und Ausblick	173
	Danksagung	175
	Literaturverzeichnis	177
A	Modellproben	186
B	Schäumapparatur und Zubehör	189

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellungsform A-Scan.	27
2.2	B-Scan in CFK.	27
2.3	C-Scan in CFK.	28
3.1	Komponenten des Spannungstensors.	33
3.2	Deformationszustand Longitudinal- und Transversalwelle.	40
3.3	Koordinaten bei Grenzflächenbetrachtungen.	44
3.4	Wellenvektoren der beteiligten L- und T-Wellen an der Grenzfläche.	45
3.5	Wellenvektoren und Komponentenzerlegung der Potentiale.	50
3.6	Komponenten der Deformationsamplitude einer Rayleighwelle.	54
3.7	Erzeugung von L- und T-Wellen durch Modenkonzersion in einer Platte.	54
3.8	Dispersionsrelation der Lamb-Moden nullter Ordnung.	56
3.9	Deformationsmuster der a_o - und s_o -Mode.	57
3.10	Deformationsmuster für eine mässig dicke und eine dicke Platte.	58
4.1	Transmissionskoeffizient in Abhängigkeit von der Plattendicke.	62
4.2	Geometrische Darstellung der Resonanzbedingung.	63
4.3	Platte (2), umgebendes Medium (1, 3) und Winkel der Schallwelle.	64
4.4	T_{13} nach (4.9) für 200 kHz.	65
4.5	Transmissionskurven (a_o -Peak) bei verschiedenen Ultraschallfrequenzen.	66
4.6	“Landschaft” der Transmission.	67
4.7	Kopplungseffizienz eines in y -Richtung begrenzten Schallstrahls.	69
4.8	Komponenten eines Luftultraschallprüfsystems.	70
4.9	Röntgenbilder des Ultrason “NCG50-D25-P76”.	71
4.10	Röntgenbild eines Prüfkopfs mit monolithischem Piezoelement.	72
4.11	Übertragungsfunktionen einiger Luftultraschallprüfkopfpaare.	73
4.12	Blockschaltbild der externen USB-Ultraschalleinheit.	74
4.13	Pulser-Einheit für Luftultraschall.	75
4.14	Durchlasskurven der Filtereinheit für verschiedene Einstellungen.	76
4.15	Schema für die Anbindung der Schrittmotoren.	77
4.16	Screenshot der Ultralab-Scansoftware.	78
4.17	Screenshot des SMUDAV Hauptfensters.	79
4.18	Screenshot des Amplituden- und des Phasenbildes.	80
5.1	Luftultraschallprüfung in Normaldurchschallung (NTM).	83
5.2	Luftultraschallprüfung in Schrägdurchschallung (FSTM).	84
5.3	Luftultraschallprüfung bei einseitiger Zugänglichkeit (FSRM).	85
5.4	FSRM-Aufbau (Foto).	86
5.5	Mögliche Ausbreitungswege des Ultraschalls im FSRM-Aufbau.	86
5.6	Zeitliche Separation von Lambwelle und Direktschall.	87
5.7	Halbautomatische Luftultraschallprüfung auf zylindrischen Oberflächen.	87

5.8	Zur FSRM äquivalenter Aufbau in der Tauchtechnik.	88
5.9	SAW-FSTM C-Scan an einer intakten PMMA-Oberfläche.	89
5.10	SAW-FSTM C-Scan über künstliche Störungen auf PMMA.	90
5.11	Randreflexionsinterferenz, Messung und Rechnung.	91
5.12	Randreflexionsinterferenz, Bezeichnungen für das Modell.	91
5.13	NTM C-Scans von Impact-Schäden in CFK.	92
5.14	NTM C-Scan der FACC Wabenverbundplatte.	93
5.15	NTM C-Scan (50 kHz) an C/CSiC.	94
5.16	NTM C-Scans der "Schunk"-CFK-Platten bei zwei Frequenzen.	95
5.17	NTM C-Scans der "Schunk-Platte" im CFC-Zustand.	95
5.18	FSTM C-Scans von Impact-Schäden in CFK.	96
5.19	FSTM C-Scans an "Schunk"-CFK-Platten.	98
5.20	FSTM C-Scans an "Schunk"-CFC-Platten.	98
5.21	FSRM C-Scan der FACC Wabenverbundplatte.	99
5.22	FSTM und FSRM C-Scans eines GFK-Laminats.	100
5.23	FSRM C-Scans von gewickelten GFK-Rohren.	101
5.24	Stahl-PU-Verbundpaneel, Foto und FSRM C-Scans.	102
5.25	PMMA-Proben mit eingefrästen Kerben.	103
5.26	Amplitudenverlauf bei B-Scan über eine Kerbe wachsender Tiefe.	104
5.27	Ungeglätteter Verlauf der Amplitude: Interferenzmuster.	105
5.28	Amplitudenverlauf bei B-Scan über Kerbe im Inneren.	105
5.29	PMMA-Sacklochprobe und FSRM-Sensor (392 kHz Prüfköpfe).	106
5.30	FSRM mit Rayleighwellen an einer Sacklochprobe.	107
5.31	Versuchsaufbau zur Plattenwellenfeldabbildung.	108
5.32	B-Scan in Ausbreitungsrichtung mit Auftreten verschiedener Moden.	108
5.33	B-Scan entlang des sich ausbreitenden Pulses.	109
5.34	Abhängigkeit der empfangenen Amplitude von der Laufstrecke.	110
5.35	FSRM C-Scans mit der Kerbe auf der Ober- und Unterseite.	112
5.36	Signalamplitude entlang der in Abbildung 5.35 markierten Pfade.	112
5.37	FSRM C-Scans mit zwei Schwebungswellenlängen Prüfkopfabstand.	113
5.38	Signalamplitude entlang B-Scans über eine Kerbe.	113
5.39	Schema für die <i>differential time of flight</i> (DTOF) Methode.	114
5.40	Phasenverlauf bei manueller DTOF-Messung.	116
5.41	Nachweis der DTOF-Winkelkompensation.	116
5.42	Automatisierte DTOF: Aufbau und Phasenverlauf.	117
5.43	Anisotropie der Lambwellengeschwindigkeit in GFK.	119
5.44	SAW-Anisotropieplots von Buchenholz und CFK.	121
5.45	Foto der Buntsandsteinprobe.	122
5.46	Phasenmessung bei Blechtrocknung (Wasser).	124
5.47	Phasenmessung bei Blechtrocknung (Isopropanol).	125
5.48	Messanordnung für Lacktrocknungsversuche.	126
5.49	Phasenmessung bei Trocknung von Wasserbasislack.	127
5.50	Phasenmessung bei Trocknung von Sprühlack.	127
5.51	Aufbau Geschwindigkeitsmessung in Schäumen.	129
5.52	Schaumkeil, Foto und NTM-Phasenmessung.	131
5.53	Amplituden- und Phasenmessung bei PU-Verschäumung.	133
5.54	Phasenmessung über Plattenwelle und Reflexion.	134
5.55	Blechverformungsmessung.	135

5.56	Verlauf der Abstandsmessung bis zur Stabilisierung.	135
5.57	Abstandsmessung bei leicht überladener Schäumzelle.	136
5.58	Abstands-Phasenmessung bei aktiver Abstandsregelung.	137
5.59	Phasenmessung (Lambwelle) bei aktiver Abstandsregelung.	138
5.60	Durchfeuchtung und Trocknung von Beton.	139
6.1	Schema der aeroakustischen Vibrometrie.	143
6.2	Winkelbeziehungen in der aeroakustischen Vibrometrie.	145
6.3	Modulationseffizienz in Abhängigkeit von α	146
6.4	Luftultraschallfeld in einem aus zwei Prüfköpfen gebildeten Resonator.	147
6.5	Reduzierte Interaktionslänge am Rand des Schallfelds.	147
6.6	Gemessene Winkelabhängigkeit der AAV.	148
6.7	Verteilung der 9471 Quellpunkte zur Simulation.	150
6.8	Berechnetes Schallfeld in Anlehnung an AirStar 200.	150
6.9	Berechnetes Schallfeld in Anlehnung an AirStar 400.	151
6.10	Punktblenden-Schallfeldscan AirStar 200.	152
6.11	Punktblenden-Schallfeldscan AirStar 400.	152
6.12	AAV-Messergebnis: AirStar 200.	153
6.13	Profil des Schallfeldes.	153
6.14	AAV-Scan des AirStar 400: Amplitude (links) und Realteil (rechts).	155
6.15	Für leaky-wave-AAV verwendete PMMA-Platte.	156
6.16	AAV Scans des von Plattenwellen abgestrahlten Wellenfelds.	157
6.17	Ermittlung von Θ_o aus AAV-Bildern.	157
6.18	Aus der AAV ermittelte Plattenwellendispersion.	158
6.19	AAV-Scan in der FSTM-/FSRM-Konfiguration.	159
7.1	Deformation der Sinus-Wellenform bis zur Schockwelle.	161
7.2	Verlauf von w' und w''	163
7.3	AAV-Scans des nichtlinearen Prüfkopffeldes.	165
7.4	Gemessene Schallschnellen und gefitteter Verzerrungsfaktor.	166
7.5	Riss als Modell der nichtlinearen Kraftübertragung.	167
7.6	Übertragung an einem Interface mit segmentweise-linearer $\sigma(\epsilon)$ -Funktion.	168
7.7	Spektrum der nichtlinearen Schwingung für $\epsilon^o/\epsilon_o = 0,95$	169
7.8	Schema des NACE-Verfahrens.	170
7.9	NACE-Untersuchung einer Schweißnaht.	170
7.10	AAV für lokale Kontaktnichtlinearitäten.	171
7.11	Lineare und nichtlineare Schallabstrahlung.	171
A.1	Foto der Schunk-Prüfplatte.	186
A.2	Verteilung und Tiefenlage der Inserts im Laminat.	186
A.3	Aufbau CFK-Sandwich-Probenkörper.	187
A.4	Fotos des Sandwich-Probekörpers.	188
B.1	CAD-Zeichnung der Schäumzelle.	189
B.2	Skizze als Anweisung für die Herstellung der Probenbleche.	189
B.3	Schnittmuster für die Herstellung der Papiereinleger.	190
B.4	Faltanleitung für Papiereinleger.	191
B.5	Integration der Haltemagnete in die Schäumzelle.	192
B.6	Fertiges und zerstörtes PU-Sandwichelement.	192

Mathematische Konventionen, Symbole und Abkürzungen

Mathematische Konventionen

In dieser Arbeit wurden für skalare Größen wie allgemein üblich kursive Buchstaben (z. B. ω , ρ) gewählt. Echte Vektoren wie auch zur vektoriellen Darstellung reduzierte Tensoren sind durch darübergestellten Pfeil (\vec{v} , $\vec{\epsilon}$) gekennzeichnet, Tensoren zweiter oder höherer Stufe durch Fettdruck ($\boldsymbol{\sigma}$, \boldsymbol{C}). Alternativ tritt, wenn geeignet, auch die Komponentendarstellung mit Indizes (C_{ijkl} , ϵ_{kl} , U_i) für Tensoren und Vektoren auf. Das mehrfache Auftreten desselben Index innerhalb einer Gleichung impliziert nach der Einstein-Konvention eine Summation über diesen Index. Tritt ein Index nur einfach auf, so ist genau genommen eine Reihe von Gleichungen zu beachten: eine für jeden Wert des Index.

Die Indizes x , y und z bzw. 1, 2 und 3 für die Koordinaten im euklidischen Koordinatensystem werden austauschbar verwendet.

Symbole

Es wurden die folgenden Symbole mit der angegebenen Bedeutung benutzt. Bei vektoriellen oder tensoriellen Größen gilt die Einheit pro Komponente. Mehrdeutigkeit wurde soweit möglich vermieden, was manchmal zu einer Symbolwahl führte, die von der in der Literatur üblichen abweicht.

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_{el}	N/m^2	Elastizitätskonstante (eindimensionale Betrachtung)
\boldsymbol{C} , C_{ijkl}	N/m^2	Steifigkeitstensor
D	m	Dicke einer Platte
δ_{ij}		Kronecker-Symbol: $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, 0 sonst
e	$e \approx 2,7183$	Eulersche Zahl
E	$Pa = N/m^2$	Elastizitätsmodul
ϵ	1 (m/m)	Lineare Dehnung
$\boldsymbol{\epsilon}$, ϵ_{kl}	1 (m/m)	Dehnungstensor
$\vec{\epsilon}$, ϵ_j	1 (m/m)	Dehnungstensor in Vektordarstellung (Voigt'sche Notation)
f	Hz	Frequenz einer Schwingung oder Welle
F , \vec{F}	N	Kraft
g	$g \approx 9,81 N/kg$	Fallbeschleunigungskonstante
$\boldsymbol{\Gamma}$, Γ_{ik}		Christoffel-Tensor
h	N/m	Hooke'sche Federhärte
i	$i = \sqrt{-1}$	Imaginäre Einheit
k , \vec{k}	$1/m$	Wellenzahl bzw. -vektor (elastische Welle)
K , \vec{K}	$1/m$	Wellenzahl bzw. -vektor (Lichtwelle)
κ	$1/Pa$	Kompressibilität eines Mediums
λ	m	Wellenlänge
λ , μ	N/m^2	Lamé-Konstanten zur Darstellung des Steifigkeitstensors im isotropen Werkstoff

Symbol	Einheit	Bedeutung
Λ	m	Schwebungswellenlänge rayleigh-artiger Plattenwellen
n	1	optischer Brechungsindex
ν	1	Querkontraktionszahl (Poissonzahl)
$\omega = 2\pi f$	$1/s$	Kreisfrequenz
p	Pa	Schalldruck
ϕ	Rad	Phase einer Welle oder eines Schwingungszustands
$\Phi, \vec{\Psi}$		Skalar- und Vektorpotential einer Welle
\vec{r}	m	Ortsvektor
R	1	Reflexionsgrad einer Welle an einer Grenzfläche
ρ	kg/m^3	Dichte
σ, σ_{ij}	N/m^2	Spannungstensor
$\vec{\sigma}, \sigma_i$	N/m^2	Spannungstensor in Vektordarstellung (Voigt'sche Notation)
T	1	Transmissionsgrad einer Welle an einer Grenzfläche
Θ_N	$^\circ$	Winkel zwischen Schallwelle N und Ebenennormal
Θ_o	$^\circ$	Resonanzwinkel: Winkel, bei dem in Schrägeinschallung eine bestimmte geführte Mode resonant angeregt wird
\vec{u}	m	Verschiebevektor eines Masselements
v, \vec{v}	m/s	Geschwindigkeit bzw. Geschwindigkeitsvektor
v_{ph}	m/s	Phasengeschwindigkeit
v_{gr}	m/s	Gruppengeschwindigkeit
\vec{w}	m/s	Geschwindigkeit eines Partikels, Schallschnelle
Z	$M Rayl$	Akustische Impedanz
\parallel		Symbol für Parallelität zweier Vektoren
\perp		Symbol für Orthogonalität zweier Vektoren
$\partial/\partial t$		Operator der partiellen Ableitung nach der Zeit
$\partial/\partial x_i$		Operator der partiellen Ableitung nach der Koordinate x_i
$\vec{\nabla}$		Gradientenoperator: $\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix}$
Δ		Laplace-Operator: $\Delta = \vec{\nabla}^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$
sinc		sinc-Funktion: $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$

Abkürzungen

AAV	Aeroakustische Vibrometrie
ASCII	American Standard Code for Information Interchange (Zeichensatz)
BNC	<i>binary network connector</i> , Messleitungsanschlussstecker
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
CT	(Röntgen-) Computertomographie
CW	Dauersinus-Betrieb (<i>continuous wave</i>)
DGL	Differentialgleichung
DFT	Diskrete Fouriertransformation (auch: Digitale FT)
DTOF	Differentielle Laufzeitmessung (<i>differential time of flight</i>)
ESPI	<i>electronic speckle pattern interferometry</i> (speckle-interferometrisches Verformungsmessverfahren)
EMAT	Elektro-magneto-akustischer Transducer
FFT	<i>fast fourier transform</i> , beschleunigte DFT
FSTM	Luftultraschall-Schrägdurchschallung (<i>focused slanted transmission mode</i>)
FSRM	Einseitige Luftultraschallmesstechnik (<i>focused slanted reflection mode</i>)
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
IFB	Institut für Flugzeugbau, Universität Stuttgart
IKT	Institut für Kunststofftechnik, Universität Stuttgart
IR	Infrarot
KTL	Kathodische Tauchlackierung
LUS	Luftultraschall
NACE	Nichtlineare Luftultraschallabstrahlung (<i>nonlinear air-coupled emission</i>)
NTM	Luftultraschall-Normaldurchschallung (<i>normal transmission mode</i>)
o.B.d.A.	ohne Beschränkung der Allgemeinheit (in math. Beweisen)
PAW	<i>plate acoustic wave</i> , Platten- oder Lambwelle
PMMA	Polymethylmethacrylat, Plexiglas®
PU, PUR	Polyurethan, meist für PUR-Hartschaum
PC	<i>personal computer</i> , x86-kompatibler Windows-Rechner
PTFE	Polytetrafluorethylen (DuPont Markenname: Teflon)
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat (Piezokeramik)
QS	Qualitätssicherung
RTM	<i>resin transfer moulding</i> , Fertigungsverfahren für Faserverbundbauteile
SAW	<i>surface acoustic wave</i> , Oberflächen- oder Rayleighwelle
USB	Universal Serial Bus (PC-Anschlussstandard)
WSP	Wirbelstromprüfung
XML	Extensible Markup Language (Dateiformat)
ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung
1D/2D/3D	ein-/zwei-/dreidimensional

Zusammenfassung

Die Werkstoffprüfung mit elastischen Wellen (Ultraschallprüfung und Schwingungsanalyse) ist eines der wichtigsten Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung. Für Anregung und Detektion kommen in den meisten Fällen piezokeramische Wandler im direkten Kontakt oder mit Flüssigkeitskopplung zum Einsatz. Dies ist bei vielen Werkstoffen unerwünscht oder unmöglich: poröse Materialien (Faserkeramiken, Beton) nehmen Feuchtigkeit auf und verändern ihre Eigenschaften, andere (Holz, frische Lack- oder Klebeschichten) werden durch die Koppelmittel schichtweg zerstört. Bisherige Methoden der berührungslosen Ultraschallprüfung sind entweder extrem aufwändig (z. B. Laser-UT) oder auf bestimmte Werkstoffgruppen eingeschränkt (z. B. ist für den Einsatz von elektro-magneto-akustische Wandlern (EMAT) Leitfähigkeit des Werkstoffs notwendig). Eine Alternative ist die Luftultraschallprüfung, bei der die Raumluft als Koppler zum Einsatz kommt. Da sie keine besonderen Werkstoffeigenschaften voraussetzt, ist sie besonders für moderne Hochleistungswerkstoffe und ihre empfindlichen Produktionsvorstufen geeignet.

In dieser Arbeit wird besonders die Wechselwirkung zwischen Luftultraschall und geführten Ultraschallmoden (Lambwellen in dünnen Platten sowie Rayleighwellen in der Randschicht massiver Körper) untersucht. Die Einkopplung des Luftultraschalls in diese ist erheblich effizienter als die Verwendung der Ultraschall-Bulkwellen und erlaubt vollkommen neue ZfP-Anwendungen. Die Schrägdurchschallung mit Lambwellen (*focused slanted transmission mode*, FSTM) verbessert das Signal-Rausch-Verhältnis erheblich und ermöglicht bei vielen Werkstoffen erstmals eine sinnvolle Luftultraschallprüfung. Geführte Moden laufen parallel zur Probenoberfläche und lassen sich auch in größerer Entfernung von der Einkoppelstelle nachweisen. Auf dieser Basis ist eine berührungslose Ultraschall-ZfP bei nur einseitiger Zugänglichkeit (Sender und Empfänger auf derselben Probenseite) realisierbar, der *focused slanted reflection mode*, FSRM. Verändert man die Laufstrecke der Welle durch Verschieben des Empfängers in Ausbreitungsrichtung und verfolgt dabei die Signalverzögerung, so lässt sich die Phasengeschwindigkeit der untersuchten Wellenmode präzise messen. Dieses *“differential time of flight”*-Verfahren (DToF) wurde mit einer schrittmotorgetriebenen Linearachse vollständig automatisiert und für Untersuchungen an einer Vielzahl von Werkstoffen eingesetzt. Über richtungsabhängige Geschwindigkeiten ist dabei die elastische Anisotropie charakterisierbar (z. B. Faserverbundwerkstoffe, Holz). Ist die Geschwindigkeit von Rayleighwellen von der Frequenz abhängig, so ist dies ein Indikator für tiefenabhängige Werkstoffeigenschaften (z. B. Oberflächenhärtung).

Zuletzt konnten Schallfelder in Luft über den akusto-optischen Effekt mithilfe eines scannenden Laservibrometers direkt sichtbar gemacht werden. Mit der neu entwickelten aeroakustische Vibrometrie wurden Prüfkopfschallfelder, das *“leaky wave”*-Phänomen, klassische Nichtlinearität in Luft und Ultraschallabstrahlung (*nonlinear air-coupled emission*, NACE) von lokalen nichtklassischen Defektnichtlinearitäten untersucht.

Abstract

Material evaluation with elastic waves (ultrasonic testing and vibration/eigenmode analysis) is one of the most important fields of non-destructive testing (NDT). For excitation and detection of elastic waves, typically piezo-electric transducers in direct contact or with a liquid couplant are used. However, this is not applicable to a number of materials: porous substances (ceramic fibre-composites, concrete) absorb water and change their elastic properties, other materials (wood, fresh layers of paint or glue) are destroyed by the contact with a liquid. Current non-contact ultrasonic methods are either extremely elaborate and expensive (e. g. LASER-UT) or limited to certain classes of materials (e. g. conductivity required for EMAT, electro-magneto-acoustic transducers). The proposed alternative is air-coupled ultrasound (ACU) which uses ambient air at normal pressure as couplant. ACU does not require any specific material properties and thus it is especially suited for testing of modern high-performance materials and their sensitive pre-production stages.

This thesis investigates the interaction of ACU and guided ultrasonic modes (Lamb waves in thin plates and Rayleigh waves in the surface layer of bulky specimen). Coupling air-ultrasound into guided waves is significantly more efficient than its use with ultrasonic bulk waves and allows for novel non-destructive testing applications. The *focused slanted transmission mode* (FSTM) with Lamb waves improves considerably the signal-to-noise ratio and opens up the field of ACU testing for a range of new materials which could previously not be tested. Results of ACU imaging in conventional NTM (*normal transmission mode*) and in FSTM are presented and compared. Guided waves propagate parallel to the surface and can be detected at extended distances from the point of excitation. This is the basis for the implementation of a single-sided non-contact ultrasonic testing and imaging setup in a pitch-catch configuration: *focused slanted reflection mode*, FSRM. The length of the guided wave propagation path can be changed by moving the receiver parallel to the specimen surface. Recording the signal delay as a function of increased propagation path enables precise measurements of guided wave phase velocities. This *differential time of flight* (DTOF) method was fully automated using a linear scan axis driven by a stepping motor. The Matlab-based data processing software includes the ACU phase recovery using FFT and calculation of the wave velocity. The DTOF was applied to a varied set of materials and testing problems: A direction-dependant velocity indicates elastic anisotropy (e. g. fibre-composites, wood); a change in Rayleigh wave velocity with frequency (dispersion) reveals depth-dependent material properties like surface hardening.

Acoustic fields in air can be imaged via the acousto-optic effect using a scanning laser vibrometer. The recently developed method is named *aero-acoustic vibrometry* and was applied to visualize and quantify air-coupled ultrasound transducer fields, the study of the “leaky wave” phenomenon, investigation of classical nonlinearity in air, and the *nonlinear air-coupled emission* (NACE) of localized non-classical defect nonlinearities.

1 Einleitung

Die zerstörungsfreie Werkstoff- und Bauteilprüfung (ZfP) ist eine Teildisziplin der Messtechnik, die nicht die Ermittlung von Materialeigenschaften als Selbstzweck zum Inhalt hat, sondern darauf ausgerichtet ist, Aussagen über die Verwendbarkeit zu einem bestimmten Zweck zu treffen. Dies bedeutet neben der Messung der reinen Werkstoffparameter (Dichte, E-Modul, Dämpfung, etc.) auch die Frage der lokalen Variation der Eigenschaften. Daraus folgt ein allgemeiner Fehlerbegriff im Sinne von Werkstoffeigenschaften, die so weit vom Soll abweichen, dass die Bauteile für den vorgesehenen Einsatzzweck nicht mehr geeignet sind. Fehler im engeren Sinn, wie Hohlräume im Inneren oder Risse, stellen nur Extremfälle dar.

Eine industrielle Qualitätssicherung (QS) mit zerstörungsfreier Prüfung wird immer aus einer konkreten Notwendigkeit heraus eingeführt. So muss ein Zulieferer in einer Produktionskette die Fehlerfreiheit seiner Produkte sicherstellen können, damit der Abnehmer, der sie mit vielen anderen Bauteilen, z. B. im Automobilbau, in sein Produkt integriert, keine unkalkulierbaren wirtschaftlichen Risiken eingeht. In manchen Branchen kann mangelnde QS zu massiven wirtschaftlichen Schäden führen (mögliche Rückrufaktionen mit dazugehörigem Image-Schaden etc.). In anderen hängt darüber hinaus eine Vielzahl von Menschenleben direkt von einer funktionierenden QS ab: In sicherheitsrelevanten Bereichen, wie Kraftwerks- und Flugzeugbau, muss die Betriebssicherheit jedes einzelnen Bauteils garantiert werden. Das konstruktive Ausreizen der Möglichkeiten moderner Werkstoffe, wie kohlefaserverstärkter Kunststoffe (CFK), beim Bau der aktuellen Generation von Verkehrsflugzeugen ist ohne eine 100%-Prüfung mit ZfP überhaupt nicht möglich.

Grundsätzlich lassen sich die meisten Fehlertypen mit wenigen Referenzverfahren, wie der Röntgen-Computertomographie oder der Ultraschall-Tauchtechnik, finden. Die Kosten für eine solche Prüfung können jedoch schnell die eigentlichen Bauteilkosten übersteigen, was in manchen Bereichen (Raumfahrt, Medizintechnik) durchaus akzeptabel ist. In den meisten Branchen darf die QS durch ZfP die Stückkosten dagegen nicht wesentlich erhöhen. Es muss für jedes Prüfproblem also auch ein Prüfverfahren gefunden werden, das wirtschaftlich sinnvoll ist. Manche Verfahren, wie laserangeregte Ultraschallprüfung, sind mit so hohen Anfangsinvestitionen (etliche Millionen Euro) und Sicherheitsauflagen verbunden, dass sie auch Jahrzehnte nach ihrer Entwicklung kaum Verbreitung gefunden haben.

An diesem Punkt hat die Ultraschallprüfung mit Luftkopplung ein großes Potential,

ein Verfahren für die Serienprüfung zu werden. Ihre wirtschaftlichen Vorteile liegen weniger in den relativ geringen Beschaffungskosten, als in der unkomplizierten Integration in Produktionsabläufe: Die Luftultraschallprüfung benötigt außer einem Zugang zur Bauteiloberfläche bis auf eine Entfernung von einigen Zentimetern keine weiteren Voraussetzungen: Keinen Tauchtank mit anschließender Reinigung und Trocknung der Bauteile (Ultraschall-Tauchtechnik) oder Strahlenschutzabschirmung (Röntgen, CT). Die Luftultraschallprüfung ist weitgehend unabhängig von den optischen Oberflächeneigenschaften - andere berührungslose ZfP-Verfahren (Speckle-Interferometrie, Thermographie) stoßen bei glänzenden, zu hellen oder zu dunklen Oberflächen, blankem Metall oder Transparenz rasch an ihre Grenzen und erfordern Vorbehandlungen mit der sich zwingend anschließenden Säuberung der Oberflächen. Auch eventuelle elektrische Leitfähigkeit der Werkstoffe, die eine Voraussetzung für wirbelstrombasierte Verfahren ist, spielt für die Ultraschallprüfung keine Rolle.

Darüber hinaus ermöglicht die Kopplung von Luftultraschall an geführte Moden (Platten- und Oberflächenwellen) im Werkstoff, die den Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt, eine erhebliche Ausweitung des Einsatzgebietes. Zum einen wird das Spektrum untersuchbarer Bauteilgeometrien erweitert, da jetzt u. a. auch eine Prüfung bei einseitiger Zugänglichkeit möglich ist. Zum anderen kann neben der bildgebenden Suche nach Materialinhomogenitäten (Fehlern) eine quantitative Untersuchung der elastischen Eigenschaften über Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden, einschließlich möglicher Werkstoffanisotropien, die in modernen Faserverbundwerkstoffen eine entscheidende Rolle spielen. Elastische Wellen sprechen nicht nur auf die Eigenschaften ihres Trägermediums an, sondern werden auch von der unmittelbaren Umgebung beeinflusst. Deshalb lassen sie sich als Sensor zur Prozessüberwachung einsetzen, z. B. zur Verfolgung der Lacktrocknung auf einem Stahlblech.

Die periodischen Druckschwankungen eines Schallfeldes in Luft bewirken eine minimale Änderung des optischen Brechungsindex. Diese nutzt die neu entwickelte aeroakustische Vibrometrie (AAV), um Luftultraschallfelder störungsfrei abzubilden und die Schallfeldeigenschaften quantitativ zu messen. Eingesetzt wird hierfür ein scannendes Laser-Doppler-Vibrometer.

Diese Arbeit betrachtet die Möglichkeiten der Luftultraschallprüfung im Kontext der existierenden Prüfverfahren als ergänzende oder sogar konkurrierende Methode. Es wird ein ausführlicher Überblick über das Gebiet gegeben, der auch eine geschichtliche Einordnung und den Vergleich mit etablierten ZfP-Verfahren umfasst. Die Darstellung des theoretischen Hintergrunds fällt wegen der Bandbreite der Experimente (Bulkwellen, Plattenwellen, Oberflächenwellen, akusto-optische Interaktion, klassische und nichtklassische nichtlineare Akustik) recht umfangreich aus, da sie den Anspruch erhebt, ohne Lektüre zusätzlicher Quellen die Voraussetzung für das Verständnis der Messungen liefern.

Besondere Aufmerksamkeit gilt den speziellen Aspekten der Luftultraschall-ZfP. Ausgehend von der extremen Fehlanpassung der akustischen Impedanzen wird die Kopplung von Luftultraschall an verschiedene Wellenmoden im Festkörper theoretisch untersucht. Dabei wird auch auf den Einfluss der Prüfköpfe (endliche Apertur des Schallfelds) eingegangen, und die Komponenten des eingesetzte Luftultraschallprüfsystems werden detailliert vorgestellt.

Bei den Luftultraschall-Anwendungen werden die Prüfverfahren für die Bildgebung in unterschiedlichen Konfigurationen, für die Phasengeschwindigkeitsmessung und die Prozessverfolgung erläutert. Die vorgestellten Methoden wurden auf eine möglichst breite Auswahl an Werkstoffen und Bauteilen angewendet. Unter diesen finden sich gerade solche, die mit "klassischen" ZfP-Verfahren (Ultraschall-Tauchtechnik, Röntgen) schlecht oder gar nicht zu prüfen sind: Kunststoffe, Faserverbundwerkstoffe, Hartschaumstoff, Holz, Beton und Naturstein. In der Prozessverfolgung kommen Stahlblechsubstrate mit Lösemitteln, Lacken und Polyurethanschaum zum Einsatz.

Im Kapitel über die aeroakustische Vibrometrie ist die theoretische Herleitung der optischen Phasenmodulation durch Schallfelder einschließlich ihrer Projektionseigenschaften und der Quantifizierbarkeit der Messsignale dargestellt. Anwendung findet sie für die Charakterisierung von Prüfkopfschallfeldern und die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Plattenwellen und angekoppeltem Luftschallfeld (*"leaky wave"*).

Abschließend werden noch zwei Phänomene der nichtlinearen Akustik vorgestellt und experimentell untersucht: Klassische (verteilte) Nichtlinearität und nichtklassische (lokalisierte) Kontaktnichtlinearität. Luft als Trägermedium für Schall ist ein Beispiel für klassische akustische Nichtlinearität, bei der sich Harmonische einer monochromatischen Welle über den Ausbreitungsweg aufbauen. Die Theorie wird dargestellt und anhand von Schallfelduntersuchungen mit der AAV bestätigt. Bestimmte Defektarten (Risse, Delaminationen) stellen nichtklassische Kontaktnichtlinearitäten dar. Sie sind unter monofrequenter Anregung starke lokale Quellen neuer Frequenzkomponenten, die auch in den umgebenden Luftraum abgestrahlt werden. Diese nichtlineare Abstrahlung (*nonlinear air-coupled emission*, NACE) lässt sich mit Luftultraschallprüfköpfen detektieren und mit AAV genauer untersuchen.

2 Hintergrund der Luftultraschallprüfung

2.1 Historischer Überblick über die Ultraschallprüfung

2.1.1 Geschichte der Akustik

Gliedert man die Ultraschallprüfung in das größere Wissenschaftsgebiet der technischen Akustik ein, so zeigt sich, dass die Verwendung von Luft als Medium für die Schallausbreitung die eigentliche Grundlage der Disziplin darstellt [1].

Der Grund hierfür liegt darin, dass für die längste Zeit der Entwicklung ausschließlich das menschliche Ohr als geeignetes Instrument zum Nachweis und, in gewissem Umfang, zur quantitativen Beschreibung von Schall zur Verfügung stand. Schon in der griechischen Antike existierte eine erstaunlich treffende Vorstellung der grundlegenden Eigenschaften: Schall entsteht durch mechanische Schwingung von Festkörpern, breitet sich - soweit nicht durch Hindernisse abgelenkt - in Luft aus und wird schließlich vom Ohr in einen Sinneseindruck umgewandelt [2]. Auch führte bereits Pythagoras im 6. Jahrhundert vor Christus systematische Versuche zum Zusammenhang zwischen der Länge einer Saite und ihrem Klang durch [1]. Da damit scheinbar alles Notwendige verstanden war und die Feinheiten dem als Kunstform geltenden Instrumentenbau überlassen wurden, stagnierte das wissenschaftliche Feld der Akustik, während sich Optik, Mechanik und Thermodynamik als mathematisch beschreibbare exakte Wissenschaften entwickelten.

Erst im 17. Jahrhundert begann die mathematische Beschreibung von Schwingungs- und Schallphänomenen durch Galilei Galileo [1564 - 1642], Martin Mersenne [1588 - 1648] und Robert Hooke [1635 - 1703], die die Gesetzmäßigkeit der Schwingung von Pendel und Saite untersuchten, den aus der Musik bekannten "harmonischen" Tonkombinationen Zahlenverhältnisse zuordneten und zuletzt überhaupt erstmalig einen quantitativen Frequenzbegriff einführten. Zeitgleich wurden große Fortschritte im Verständnis der Schallausbreitung gemacht und die noch von Gassendi [1592 - 1655] vertretene Hypothese eines Schallpartikels mithilfe von Vakuumexperimenten widerlegt. Ebenfalls in diesem Jahrhundert wurden die ersten quantitativen Messungen der Schallgeschwindigkeit durchgeführt, zuerst von Gassendi in Paris, später verfeinert von Mersenne und Morelli [1608 - 1679].

Erst im 18. Jahrhundert gelangen dann hinreichend genaue Messungen, sodass die

Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur erkannt und quantifiziert werden konnte. Es dauerte sogar noch bis ins 19. Jahrhundert, bevor Schallgeschwindigkeiten in Festkörpern (eiserne Wasserleitung, Biot, 1808) und Flüssigkeiten (Wasser des Genfer Sees, Colladon, 1826) gemessen wurden.

Die erste theoretische Herleitung der Schallausbreitung, die einen Wellenbegriff einführt, wurde schon 1687 durch Isaac Newton [1642 - 1727] geführt, basierte allerdings auf physikalisch nicht notwendigen Annahmen zur Übertragung der Schwingung von einem Oszillator zum nächsten. Lagrange [1763 - 1813] entwickelte eine allgemeinere Theorie, die ihn jedoch zum gleichen, näherungsweise richtigen Wert für die Schallgeschwindigkeit eines Fluids führten wie Newton. Eine schlüssigere Theorie, die die Erkenntnis der Schallausbreitung als adiabatischen Prozess mit einbezog und noch heute als gültig angenommen wird, wurde erst 1825 von Laplace veröffentlicht.

Während dieser ganzen Entwicklung stand ausschließlich das menschliche Gehör als Messinstrument zur Verfügung, was unter anderem erklärt, dass Phänomene der Schallausbreitung in anderen Medien als Luft nur schwer beobachtet werden konnten. Entweder wurde der Schall als solcher aufgrund der schlechten Kopplung zwischen den Medien gar nicht erkannt, oder der Ausbreitungsprozess erschien wegen der wesentlich höheren Geschwindigkeiten instantan. Während erst im 19. Jahrhundert verschiedene Methoden entwickelt wurden, Schall im Zeitsignal *sichtbar* zu machen, war die Analyse der Schwingungsformen verschiedener Körper schon weiter. Da sich feiner Staub in den Knotenlinien resonant schwingender Objekte sammelt, konnten schon im ausgehenden 18. Jahrhundert Stehwellenmuster festgehalten werden (Chladni'sche Klangfiguren, 1787). Für die Visualisierung der Wellenform (Zeitsignal) wurde zum einen der Einfluss eines Schallfeldes auf Gas- und Flüssigkeitsströmungen erkannt und in Form der "sensitiven Flamme" von John Tyndall [1820 - 1893] in Kombination mit einem Drehspiegel zu einem brauchbaren Visualisierungsinstrument entwickelt. Andere Ansätze basierten auf der Übertragung der Schwingung einer Membran auf ein Aufzeichnungsmedium, sei es mechanisch ("Phonograph", Leon Scott, 1857) oder optisch (Eli Whitney Blake, 1878). Jedoch erst die systematische Umsetzung mechanischer Oszillationen in elektrische Signale durch elektrodynamische und piezoelektrische Wandler, unter anderem angestoßen durch die Erfindung des Telefons durch Philipp Reis und Graham Bell (Patentanmeldung 1876), ermöglichte die quantitative Akustik und mit ihr die Ultraschallprüfung des 20. Jahrhunderts.

2.1.2 Entwicklung der Ultraschallprüfung

Aus der Distanz eines vollen Jahrhunderts betrachtet ist klar, dass Natur- und Ingenieurwissenschaften am Anfang des 20. Jahrhunderts für die Entwicklung der Ultraschallprüfung reif waren. Auf der einen Seite standen mit der Erfindung der Elektronenröhre (1906 zeitgleich durch Lee de Forest und Robert von Lieben) als Verstärker und des Oszilloskops (1897, Karl Ferdinand Braun) die elektronischen Voraussetzungen zur Verfügung [3]. Während für die Wandlung von elektrischen Signalen in akustische

und zurück in dieser Zeit durchaus auch andere Effekte untersucht wurden, setzte sich für den Ultraschallbereich schnell der von den Brüdern Curie 1880/81 entdeckte direkte und inverse Piezoeffekt durch [4].

Als technologischer Vorläufer der Ultraschalltechnologie in der Materialprüfung dürfte das Sonar (sound navigation and ranging) zur Unterwasserortung und Tiefenmessung gelten. Zwei historische Ereignisse stießen seine Entwicklung an: der mit dem ersten Weltkrieg aufkommende U-Boot-Krieg sowie der Untergang der Titanic nach Kollision mit einem Eisberg [4]. Die ersten Versuche eines Unterwasserultraschallortungssystems wurden von dem Pariser Physiker Paul Langevin auf Basis der Ideen des Russen M. Constantin Chilowsky in der Zeit ab 1915 durchgeführt. Da Langevins System sehr große akustische Leistungen erforderte und Naturquarz in der dafür erforderlichen Größe nur begrenzt verfügbar war, entwickelte er bereits die erste Form eines Composite-Schallwandlers [4]. Langevins Sandwich-Transducer bestand aus kleineren Quarzscheiben zwischen massiven Stahlplatten und hatte neben dem Verzicht auf einen großen Einzelkristall den Vorteil, dass die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems auch durch die Dicke der Stahlplatten eingestellt werden konnte.

Die ersten Anwendungen als Grenzflächendetektionssystem in den Materialwissenschaften stellte gegenüber Langevins Puls-Echo-Sonar technologisch einen Rückschritt dar, denn das 1929 erstmals von S. Y. Sokolov (Russland) vorgeschlagene und 1931 von O. Mühlhäuser patentierte System basierte auf der Durchschallung der zu prüfenden Platten mit Ultraschall-Dauertönen statt Pulsen in einem Wasserbad. Da Fehler, wie Einschlüsse und Dopplungen, den Schall reflektieren, hinterlassen sie in Transmission einen "Schatten" im Schallfeld, daher der Name Schattenverfahren [5].

Obwohl in der Entwicklung der Disziplin von Anfang an Bestrebungen existierten, direkt-bildgebende Varianten zu entwickeln, und einige von ihnen durchaus auch industrielle Produktreife erlangten (Sokolov-Kamera, Pohlmannsche Zelle, pyroelektrische Kamera etc.), dominieren das Feld bis heute solche Techniken, bei denen das Schallfeld mit einem piezoelektrischen Wandler erzeugt und abgetastet wird. Diese scannenden Verfahren haben nicht nur den Vorteil, dass sie durch rein mechanische Maßnahmen an fast beliebige Probengeometrien angepasst werden können, sondern sie können als einzige das ankommende Ultraschallsignal in seiner Gesamtheit als *Zeitsignal* aufzeichnen und machen so erst die Selektion eines bestimmten Zeitfensters im Signal für die Bildgebung möglich, eine Voraussetzung für Puls-Echo-Methoden in der Ultraschallprüfung. Eine weitere Voraussetzung ist die Verfügbarkeit hinreichend schneller elektronischer Komponenten, deren Entwicklung, angetrieben durch die im zweiten Weltkrieg forcierte RADAR-Technik (RADio Detection And Ranging), Ende der 30er Jahre auch existierte.

Puls-Echo-Handprüfgeräte mit direkter Kontaktankopplung wurden in den folgenden Jahren praktisch parallel von Floyd Firestone (USA, Patent 1940), Sprule (UK) und Kruse (Deutschland) bis zur Produktreife entwickelt und von etlichen Firmen auf den Markt

gebracht. Geräte für die praktische Anwendung sind bis heute im Wesentlichen gleich geblieben und nur dem Stand der Technik angepasst worden. Die vollständige Digitalisierung der Signale ermöglicht heute bei automatisierter Ortsabtastung ihre nachträgliche Analyse hinsichtlich Grenzflächen in verschiedenen Tiefen. Mit einem gespeicherten digitalen Datensatz kann wiederum eine sehr flexible Eigenschaftsextraktion durch digitale Signalverarbeitung auf regulären Computersystemen durchgeführt werden.

2.1.3 Entwicklung der Luftultraschallprüfung

Die historische Entwicklung der Luftultraschallprüfung als eigene Disziplin ist schwer zu verfolgen, da sie sich zum einen massiv der Entwicklungen anderer Akustikdisziplinen bediente, zum anderen an ihrem Anfang verschiedene Exotenanwendungen standen. So war die treibende Kraft zur Entwicklung kapazitiver Luftultraschallwandler mit angepasster Impedanz [6] nicht die Materialprüfung, sondern es standen die Datenübertragung und Abstandsmessung im Vordergrund. Bis heute nutzen die Hersteller von Luftultraschallprüfköpfen Piezoscheiben und Anpassschichten von Wandlern zur Ultraschall-Abstandsmessung [7, 8]. Frühe Spezialanwendungen setzten bereits 1971 auf die niedrige Schallgeschwindigkeit in Luft für die Plattenwellenanregung in dünnen Materialien wie Papier [9], allerdings mit großen kapazitiven Wandlern und somit kaum für eine sinnvoll orts aufgelöste Messung geeignet. Der extreme Impedanzsprung zwischen Luft und praktisch allen festen Medien wurde auch in der luftgekoppelten Ultraschallmikroskopie für die Oberflächentopographie als Vorteil verstanden, da der Reflexionsgrad kaum vom jeweils vorliegenden Material abhängt und keine zusätzlichen Signale aus dem Prüfgutinneren zu erwarten sind [10]. Das Mikroskop war abgeleitet von einem System, das durch den Einsatz von Gasen (vorzugsweise solche mit hoher Dichte) bei erhöhtem Druck ein flüssigkeitsfreies Ultraschallmikroskop mit Blick ins Probeninnere erlaubte, das aber durch die hierfür nötige Druckgaszelle für den praktischen Einsatz wenig geeignet war [11].

Erst Fortschritte beim Design der Luftultraschallwandler ab den 1980er Jahren, die sich bis heute fortsetzen [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18], führten in der Folge zur Entwicklung einer Reihe von Luftultraschallprüfsystemen, die sich auch das Ziel setzten, in ihren Nischen mit konventionellem Ultraschall zu konkurrieren [19, 20, 21]. Mit der Verfügbarkeit dieser Systeme weitete sich die Forschung in der ZfP mit Luftultraschall stark aus. Sie konzentrierte sich in der Folge jedoch auf den Einsatz in Normaldurchschallung mit einem Fokus auf die Tauglichkeit für die industrielle Qualitätssicherung, da der Verzicht auf ein Koppelmittel letztendlich auch einen Faktor zur Kostensenkung darstellt [22, 23, 24, 25, 26, 27]. Das Forschungsobjekt einiger Arbeiten aus diesen Jahren waren akustisch weiche Materialien, wie Kohlefaser-Prepreg [28] oder beschichtete Textilien [29], da hier der Sprung der akustischen Impedanzen kleiner ist als bei Metallen oder ausgehärteten Faserverbundmaterialien. Bis auf einige Arbeiten, die Dickenresonanzen bei breitbandiger Anregung einsetzen, z. B. [23], um die Schallgeschwindigkeit zu ermitteln, wird kaum an der quantitativen Vermessung von Werkstoffeigenschaften gearbeitet. Der Fokus liegt auf der Bildgebung.

2.2 Einordnung unter die Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung

“Zerstörungsfreie Werkstoff- und Bauteilprüfung” bezeichnet eine Vielzahl von Verfahren, die dazu geeignet sind, die Eigenschaften eines Werkstoffes zu messen und auch deren lokale Abweichungen zu erfassen, ohne das Objekt selbst zu verändern. Letztendlich fällt die technische Messung aller Eigenschaften (Dimensionen, Masse, Kristallstruktur, Gasemissionsanalyse, ...) unter diese Definition. Allerdings soll hier nur auf industriell eingesetzte, technische Verfahren eingegangen werden. Die Einteilung nach elektromagnetischen und akustischen Verfahren ist dabei etwas willkürlich, da z. B. in der Röntgenprüfung die Welleneigenschaft des Röntgenquants stark in den Hintergrund tritt, wie auch die Messtechnik der Akustik oft auf interferometrische oder elektromagnetische Verfahren zurückgreift.

2.2.1 Elektromagnetische Verfahren

2.2.1.1 Sichtprüfung

Das Qualitätssicherungsverfahren, das sowohl im Alltag als auch in der handwerklichen wie industriellen Fertigung so allgegenwärtig ist, dass es oft übersehen wird, ist die Sichtprüfung: die Beurteilung des Zustandes aufgrund der optischen Eigenschaften der Oberfläche, mit oder ohne technische Hilfsmittel. Genau genommen könnte man beispielsweise die Überprüfung der Garheit von Backwerk aufgrund der Bräunung der Kruste als Prozessüberwachung durch Sichtprüfung bezeichnen. Weitere Beispiele sind die Bewertung von Holzqualität und Trockenheit nach Augenschein, Feuchtigkeit in Baustanz oder auch Farbe und Glanz von Lacken.

Technische Verfeinerung kann an zwei Stellen ansetzen: an der Beleuchtung und in einer Unterstützung des Auges durch Optik. Spezielle Beleuchtung, z. B. Lichteinfall unter einem sehr flachen Winkel, erlaubt etwa die Beurteilung von Oberflächenplanheit bzw. der Übereinstimmung einer Kontur mit dem Soll, etwa an Teilen einer Kfz-Karosserie. Unter die optischen Hilfsmittel kann man alle Formen der Vergrößerung und damit das ganze Feld der optischen Mikroskopie zählen, aber auch den Einsatz von Farb- oder Polarisationsfiltern.

Das große Problem der Sichtprüfung liegt, wie bei jedem manuellen Verfahren, bei der Notwendigkeit eines erfahrenen Prüfers. Das Ergebnis einer Beurteilung hängt zwangsläufig nicht nur von der Person, sondern auch von seiner Tagesform ab, und ist somit nur schwer zu quantifizieren. Aus dieser Problematik heraus hat sich ein Feld entwickelt, das man als automatische optische Inspektion (AOI) bezeichnet: Ersatz des Auges durch Digitalkameras und der Mustererkennung im visuellen Kortex des Prüfers durch computerimplementierbare Objekt-, Muster- und Eigenschaftserkennungsalgorithmen [30].

2.2.1.2 Wirbelstromprüfung

Die Wirbelstromprüfung (WSP) ist eines der Verfahren, die mit der elektromagnetischen Wechselwirkung im engeren Sinn arbeiten. Ein magnetisches Wechselfeld ($10^1 - 10^7$ Hz) induziert in Leitern ihm entgegenwirkende Wirbelströme. Diese konzentrieren sich in einer mit steigender Frequenz immer dünner werdenden Oberflächenschicht, der sogenannten Skintiefe [31, 32]. Das von diesem Strom induzierte Feld kann als veränderte Impedanz der Sendespule oder durch eine getrennte Empfangsspule gemessen werden. Sind die Eigenschaften des Leiters gestört (Wanddickenabnahme unter die Skintiefe, senkrechte Risse, Poren, veränderte Leitfähigkeit), so verändern sich die induzierten Wirbelströme, was über die Rückkopplung nachweisbar ist. Da sich der niederfrequente Teil des für die WSP interessanten Frequenzbereichs mit dem hörbaren Spektrum (20 Hz - 20 kHz) überlappt und somit für Signalsynthese, Aufnahme und Verarbeitung auf ausgereifte Komponenten eines Massenmarkts (Computer-Soundkarten) zurückgegriffen werden kann, sind auch sehr preisgünstige Prüfgeräte (speziell für Schulungszwecke) zu realisieren [33]. Durch den Einsatz mechanischer Scaneinheiten ist auch eine automatisierte, bildgebende WS-ZfP möglich. Ein typisches Einsatzgebiet ist die Prüfung der für Rissentwicklung besonders wichtigen, oberflächennahen Schicht von mechanisch besonders beanspruchten Metallbauteilen (Verkehrswesen, Luftfahrt). Da kohlefaserverstärkte Kunststoffe (CFK) ebenfalls eine gewisse, wenn auch niedrige, elektrische Leitfähigkeit besitzen, ist hier ebenso eine Wirbelstromprüfung möglich. Diese spricht dann auch besonders auf die Eigenschaften und die Verteilung der den Strom tragenden Kohlefasern an (z. B. Faserverarmung durch Harznester, Faserbrüche, abweichende Faserorientierung) [34, 35].

2.2.1.3 Mikrowellenverfahren

Die Mikrowellenprüfung schließt sich bei höheren Frequenzen an die WSP an, hat nur noch eine schwache Verwandtschaft zur dieser: Im verwendeten GHz-Bereich ist die verbleibende Skintiefe so gering, dass die Reflexion einer Mikrowelle nur noch zur Untersuchung sehr dünner leitfähiger Beschichtungen geeignet ist. Somit eignen sich Mikrowellen nur zur Prüfung von nicht oder schlecht leitfähigen Werkstoffen, z. B. zur Bestimmung der Restfeuchte in Holz [36]. Andererseits ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Material eine Funktion der Polarisierbarkeit ($c \sim 1/\sqrt{\epsilon}$), die somit durch ein einfaches Resonatorexperiment bestimmt werden kann. Da die Polarisierbarkeit vieler Werkstoffe (orientierte Polymere, eingebettete Glasfasern) keine skalare Größe, sondern richtungsabhängig ist (ϵ -Tensor), stellt die Mikrowellen-ZfP ein berührungsloses Verfahren zur Faser- und Matrixorientierungsmessung dar [37, 38]. Beispielsweise wird bei kurzglasfaserverstärkten Kunststoffspritzgußproben in Plattenform eine gemittelte Polarisierbarkeit von Faser und Matrix integral über die ganze Probendicke ermittelt. Ist die Faserorientierung von der Tiefe im Bauteil abhängig, lässt sich dies nicht ohne zusätzliche Probenpräparation untersuchen. Solche Orientierungsunterschiede entstehen z. B. bei der Fertigung von Spritzgussbauteilen durch Strömungsrandschichten in der Kunststoffschmelze.

2.2.1.4 Speckle-Interferometrie zur Verformungsmessung

Eine wesentliche Fragestellung der ZfP ist, ob ein bestimmtes Bauteil einer gewissen statischen oder dynamischen mechanischen Beanspruchung gewachsen ist. Daraus leitet sich ein ganzes Gebiet von Prüfverfahren ab, die unter Betriebslast oder einer ihr ähnlichen Beanspruchung die Verformung messen, etwa durch Dehnmessstreifen oder Beschleunigungsaufnehmer. Allerdings ist die Belastung eines als zweifelhaft eingestuften Bauteils nicht unkritisch, beispielsweise ist das schlagartige Versagen eines CFK-Drucktanks für Raketentreibstoff gefährlich für Prüfer und Prüfeinrichtung. Steht jedoch eine Methode zur Verfügung, die berührungslos kleinste Verformungen messen kann, so reicht ein Bruchteil der Nennbelastung, um strukturell kritische Schwächungen eines Bauteils bereits weit vor der Versagensgrenze sichtbar zu machen.

Das klassische Verfahren in diesem Bereich ist die interferometrische Holographie, die die höchste Empfindlichkeit besitzt und zugleich sehr kompliziert in der Anwendung ist. Nimmt man ein Hologramm eines Objektes auf und betrachtet anschließend dasselbe, leicht verformte Objekt durch das entwickelte Hologramm, so entstehen durch den Moiré-Effekt Linienmuster, die als Höhenlinien der Verformung gewertet werden können.

Das weiterentwickelte Verfahren, das auf die optochemische Filmabbildung verzichtet, ist die sogenannte ESPI (*electronic speckle pattern interferometry*). Bei ihr wird das körnige Bild (*speckle-pattern*), das durch die Beleuchtung mit kohärentem Licht entsteht, mit einer Digitalkamera aufgenommen. Die zusätzliche Einkopplung eines Referenzstrahls (aus dem Beleuchtungslaser), dessen Phase gezielt geschoben werden kann, ermöglicht, statt der Amplitude des Speckle-Bildes seine Phase aufzunehmen. Dies verbessert Kontrast und Robustheit des Einzelbildes deutlich. Die Subtraktion zweier Speckle-Bilder verschiedener Verformungszustände ergibt wie in der Holographie das Streifenbild der Höhenlinien. Wertet man mehr als zwei Verformungsstufen aus, so kann alternativ auch ein Verformungs-Phasenbild erzeugt werden, das *gerichtete* Höhenlinien zeigt. Diese können dann auch zur Darstellung der Absolutverformung demoduliert werden.

Der ESPI eng verwandt ist die Shearographie, da auch sie das Specklemuster verwendet. Allerdings zeigt sie nicht die Verformung selbst, sondern ihre partielle Ableitung in einer Richtung der Bauteilebene, da sie auf einen internen Referenzstrahl verzichtet und stattdessen das Licht eng benachbarter Oberflächenpunkte überlagert. Diese lokale Referenzierung über das Bauteil hat die Vorteile, dass zum einen nicht das ganze Bauteil von einer einzigen Laserquelle beleuchtet werden muss, sondern auch, dass Ganzkörperbewegungen nicht abgebildet werden und somit die Probenlagerung in Bezug zum Messkopf wesentlich vereinfacht wird [39].

Unabhängig vom eigentlichen Messverfahren, lässt sich die Verformung auch ohne mechanische Belastung einbringen: Speziell Kunststoffe besitzen eine große Wärmeausdehnungskonstante, sodass sich die Verteilung einer extern eingebrachten Temperaturmodulation über das Verformungsmuster zeigt. Dieses Prinzip ähnelt der später beschrie-

benen aktiven Thermographie. Seinen technologischen Höhepunkt erreicht dieser Ansatz in Form der Lock-In ESPI bzw. Lock-In Shearographie, bei der über die Frequenz der Wärmemodulation auch eine gewisse Tiefenauflösung für die Defektcharakterisierung erreichbar ist [40].

2.2.1.5 Thermographie

Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts strahlt ein Spektrum elektromagnetischer Strahlung ab, das dem Planck'schen Strahlungsgesetz folgt [41]. Um für das Auge sichtbar zu werden, muss ein Objekt eine Temperatur von ca. 700 °C (Rotglut) erreichen. Bei Raumtemperatur liegt das Maximum der Abstrahlung bei einer Wellenlänge von 10 μm , wodurch die Oberflächentemperatur von Körpern mit geeigneten Infrarotkameras sichtbar gemacht werden kann. Die passive Thermographie kann ohne weitere Hilfsmittel einige sehr konkrete Defekte aufspüren: Übermäßige Reibung in mechanischen Komponenten oder defekte elektronische Bauteile führen zu einer sichtbaren Erwärmung. Auch Wärmebrücken an Gebäuden lassen sich mit Aufnahmen der IR-Abstrahlung auffinden.

Im allgemeinen Fall muss die Temperaturungleichverteilung aktiv erzeugt werden. Eine Form ist die optisch angeregte Thermographie, bei der die Bauteiloberfläche mit Licht, z. B. einem kurzen Lichtpuls, erwärmt wird. Die Wärme wird dem Diffusionsgesetz folgend ins Innere abgeführt, staut sich aber vor Grenzflächen wie Delaminationen in Faserverbundbauteilen, was sich durch eine Störung der Wärmeverteilung an der Oberfläche bemerkbar macht. Bei leitfähigen Werkstoffen kann alternativ die Wärme auch induktiv eingebracht werden, wobei das Ergebnis je nach Induktorfrequenz und Tiefenlage des Defekts eine Mischung aus der Wechselwirkung der Wirbelströme mit dem Defekt und aus dessen Störung der Wärmeausbreitung zeigt [42]. Eine dritte Form des Energieeintrags, die noch dazu die Wärme selektiv an Defekten freisetzt, ist die Ausnutzung der Hysterese in der ultraschallangeregten Thermographie: Eine intensive, breitbandige Schwingungsanregung wird je nach Dämpfung des Materials zwar überall Wärme freisetzen, am Ort bestimmter Defekte, die mit lokal erhöhter Reibung verbunden sind, ist der mechanische Verlustwinkel jedoch stark erhöht. Diese Variante hat sich besonders für Ermüdungsrisse, Delaminationen und mangelhafte Quetschpassungen bewährt [43, 44].

Bei periodischem Energieeintrag (sinusartig) lässt sich die Wärmeausbreitung als thermische Welle beschreiben, die an Grenzflächen reflektiert wird. Mithilfe einer Fouriertransformation der Wärmesignatur nach der Zeit lässt sich die Phase des Signals rekonstruieren, die weitgehend unempfindlich gegenüber Inhomogenitäten der Anregung und des Emissionsgrades ist. Die aus diesem Prinzip abgeleiteten Messverfahren werden als optisch angeregte, ultraschallangeregte bzw. Induktions-Lockin-Thermographie bezeichnet.

2.2.1.6 Röntgen und Computertomographie

Die Röntgendurchstrahlung ist das älteste der bildgebenden ZfP-Verfahren. Sie wurde schon am Ende des 19. Jahrhunderts gleichwertig in der medizinischen Diagnostik und der Materialprüfung eingesetzt [45]. Sie basiert auf der exponentiellen Schwächung der Strahlung beim geradlinigen Durchdringen von Materie, wobei der Absorptionskoeffizient proportional zur dritten Potenz der Kernladungszahl ist. Sie ist also ideal für die hochauflösende Darstellung von Einschlüssen eines Elements im Volumen eines anderen, dazu gehören auch Hohlräume und geöffnete Risse. Einer Vielzahl von Projektionen in unterschiedlichen Richtungen lässt schließlich in der Röntgen-Computertomographie (CT) die Rekonstruktion der dreidimensionalen inneren wie äußeren Struktur zu. Die CT kann in der ZfP als Referenzverfahren gelten, da mit ihr fast jede Art von Defekt gefunden werden kann. Andererseits ist eine hochauflösende CT-Anlage für größere Bauteile derart kostspielig und jede Einzelmessung so zeitaufwändig, dass sie sich für die Serienprüfung nur in Spezialfällen, z. B. der Prüfung von Hubschrauber-Rotorblättern, anbietet.

Zu erwähnen ist, dass auch die Welleneigenschaften der Röntgenstrahlung in der Materialprüfung Einsatz finden. Neben der weitverbreiteten Röntgenstrukturuntersuchung (Beugung am Gitter) in der Kristallographie [46] wird auch die Brechung an Grenzflächen benutzt. Da der Brechungsindex aller Werkstoffe nur minimal von eins abweicht, handelt es sich in allen Fällen um Kleinwinkelbrechungsverfahren. Diese "Röntgenrefraktometrie" eignet sich zur Untersuchung innerer Oberflächen (Faser-Matrix-Interface, Porosität), deren Quantifizierung u. a. Hinweise auf allmähliches Materialversagen gibt [47, 48].

2.2.2 Akustische Verfahren

2.2.2.1 Eigenschwingungsanalyse ("Vibrometrie")

Die Erkenntnis, dass jeder Gegenstand einen für ihn charakteristischen Klang besitzt, führt die technische Akustik zurück zu ihrem Ursprung als Seitenlinie des eher als Kunst angesehenen Instrumentenbaus, wobei es durchaus Hinweise gibt, dass der Klang von Töpferwaren schon in der Bronzezeit als Qualitätsmerkmal genutzt wurde [49]. Da gerade hochsymmetrische Objekte (Stab, Scheibe, Zylinder, Glocke) zu einem angenehmen Klang neigen und eine Brechung der Symmetrie (z. B. durch Risse) das als angenehm empfundene, geordnete Spektrum stören, war die Nutzung für eine gut/schlecht-Entscheidung naheliegend. Bei kompliziert geformten Bauteilen ist eine derartige Klassifizierung aufgrund des Klangspektrums selbst nicht möglich, sondern nur durch Ähnlichkeitsvergleiche mit den Spektren solcher Bauteile, die durch eine andere Prüftechnik als gut bzw. schlecht eingeteilt wurden.

Die heutige Prüftechnik setzt allerdings nur noch selten auf das menschliche Gehör, da sich die subjektive Klangwahrnehmung schlecht objektivieren lässt. An seine Stelle sind Mikrophone, Schwingungsaufnehmer und Laservibrometer sowie eine nachgeschal-

tete digitale Signalanalyse getreten [50]. Neuere Entwicklungen, wie scannende Laservibrometer [51], können auch die Schwingungsform selbst abbilden, während “akustische Kameras” [52, 53] mittels digitalen Beamformings die Quelle hörbarer Abstrahlungen auf Bauteilen lokalisieren können.

2.2.2.2 Nichtlineare Vibrometrie

Bestimmte Defekte, wie geschlossene Risse (“*kissing bonds*”), die ohne Belastung fest verpresst sind, lassen sich mit den meisten ZfP-Verfahren nicht finden, da sie sich kaum vom unbeschädigten Material unterscheiden: Sie stören beispielsweise weder den Wärmetransport noch die Übertragung von Ultraschallwellen niedriger Amplitude. Bei hohen Amplituden dagegen kommt es zu Abweichungen vom linearen Materialverhalten, beispielsweise einer mangelnden Übertragung von Zug oder dem seitlichen Abgleiten unter Scherbelastung. All diese Vorgänge deformieren minimal die Form einer Ultraschallwelle im Zeitsignal, was äquivalent zum Auftreten von Harmonischen des Anregungssignals ist. Dies ist die Voraussetzung für die nichtlineare Laservibrometrie, in der das lokale Auftreten von nichtlinearen Frequenzkomponenten unter intensiver Anregung zur Abbildung von Defekten genutzt wird. Zur Detektion dient standardmäßig ein Doppler-Laservibrometer, das breitbandig das Schwingungsspektrum der Bauteiloberfläche erfassen kann. Das Verfahren erfordert, ähnlich der Ultraschallthermographie, die Kontakteinkopplung hochenergetischen Ultraschalls (Leistung ≥ 100 W) und ist somit nicht für empfindliche Werkstoffe geeignet [54, 55, 56].

2.2.2.3 Ultraschallprüfung

Auf die konventionelle Ultraschallprüfung ist in dieser Verfahrensübersicht ein besonderer Schwerpunkt zu legen, da sie gewissermaßen der große Bruder aller Luftultraschallverfahren ist. Auch wird die Mehrzahl der Begrifflichkeiten von dieser übernommen. Ihre Basis ist die Wechselwirkung einer Ultraschallwelle mit Diskontinuitäten im zu untersuchenden Bauteilvolumen. Zur Abgrenzung zur Schwingungsanalyse (stehende Wellen vergleichsweise niedriger Frequenz) ist klarzustellen, dass in der Ultraschallprüfung in der Regel ein Wellenzug vorliegt, der wesentlich kürzer ist als die Bauteildimensionen. Meistens handelt es sich um Pulse mit nur wenigen Schwingungen. Auch die laterale Ausdehnung der Schallfelder muss klein gegenüber der Bauteilgröße sein, um Stehwellenphänomene – auf denen die Schwingungsanalyse beruht – zu vermeiden.

Trifft eine Schallwelle auf eine sprunghafte Änderung der akustischen Impedanz, so wird ein Teil der Schallenergie zurückreflektiert (vgl. Kap. 3.6). Einen solchen Impedanzsprung stellt zum einen jede Bauteiloberfläche dar, zum Beispiel (aus Sicht des Prüfers) die Rückwand, zum anderen jeder Einschluss von Fremdmaterial (“Lunker”) und die Luft, die mögliche Risse füllt. Ein freier “Blick” auf die Rückwand bedeutet deshalb, dass das gesamte Volumen frei von zusätzlichen Reflektoren ist.

In der praktischen Umsetzung sendet ein Prüfkopf (meist piezokeramisch) einen Ul-

traschallpuls aus, der über ein flüssiges Koppelmittel in das Bauteil eindringt. Dort breitet er sich aus und wird entweder an Ungängen im Volumen oder an der Rückwand reflektiert. Erreicht ein Teil des Pulses wieder den Prüfkopf, so wird er zurück in ein elektrisches Signal gewandelt, das auf dem Schirm des Ultraschallprüfgeräts angezeigt oder digital gespeichert werden kann.

Die Darstellung der Signal-Spannung über der Zeit wird als **A-Scan** bezeichnet. Dieser enthält die vollständige Ultraschallinformation an einem Messpunkt und stellt die kleinste sinnvolle Speichereinheit der digitalen Ultraschalltechnik dar. Abbildung 2.1 zeigt simulierte A-Scans, die die Reflexion des Pulses beim Eintritt in das Bauteil (Eintrittsecho, EE), das Rückwandecho (RE) und an einem Defekt (Fehlerecho, FE) sichtbar machen. Gezeigt ist der Verlauf ohne Fehler (a), mit einem rückreflektierenden Fehler (b) und mit einer so gearteten Störung, dass das RE zwar reduziert, aber kein Fehlerecho sichtbar ist, z. B. bei einem schrägen Riss.

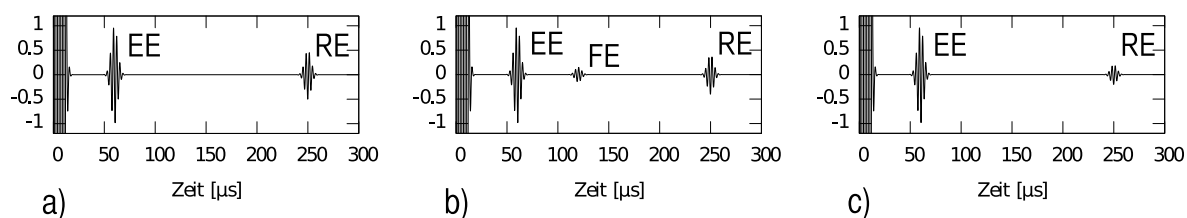


Abb. 2.1: Darstellungsform A-Scan [57].

Alternativ kann der Spannungswert grau- oder farbkodiert als Pixelspalte eines **B-Scans** dargestellt werden. Die A-Scans entlang einer Ortskoordinate der Probe werden so zu einem Ort-/Tiefe-Bild zusammengestellt, das vor allem die Möglichkeit bietet, die Tiefenlage von Fehlern oder variable Wanddicken auf einen Blick zu beurteilen (vgl. Abb. 2.2).

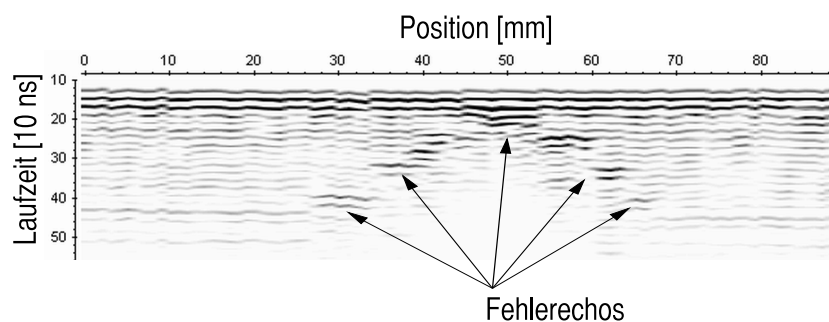


Abb. 2.2: B-Scan über einen mit PTFE-Folie simulierten Impact in CFK (Dicke 4 mm), gemessen in Puls-Echo-Tauchtechnik [57].

Wählt man ein bestimmtes Zeitfenster des A-Scans und verwendet die dort vorgefundene Amplitude, um dem zugehörigen Ort der Probe einen Grau- oder Farbwert zuzu-

weisen, so erhält man bei zweidimensionaler Abrasterung des Objekts einen **C-Scan**, das eigentliche Ultraschallbild. Standardmäßig wird der Zeitbereich des Rückwandechos gewählt, da ein ungestörtes RE auf Fehlerfreiheit schließen lässt. Alternativ können auch Fenster für bestimmte Tiefenlagen, die man als besonders kritisch ansieht, definiert werden, um selektiv die sich dort befindenden Reflektoren darzustellen. Abbildung 2.3 zeigt vier solche Schnitte, die aus demselben Datensatz stammen wie der B-Scan in Abbildung 2.2.

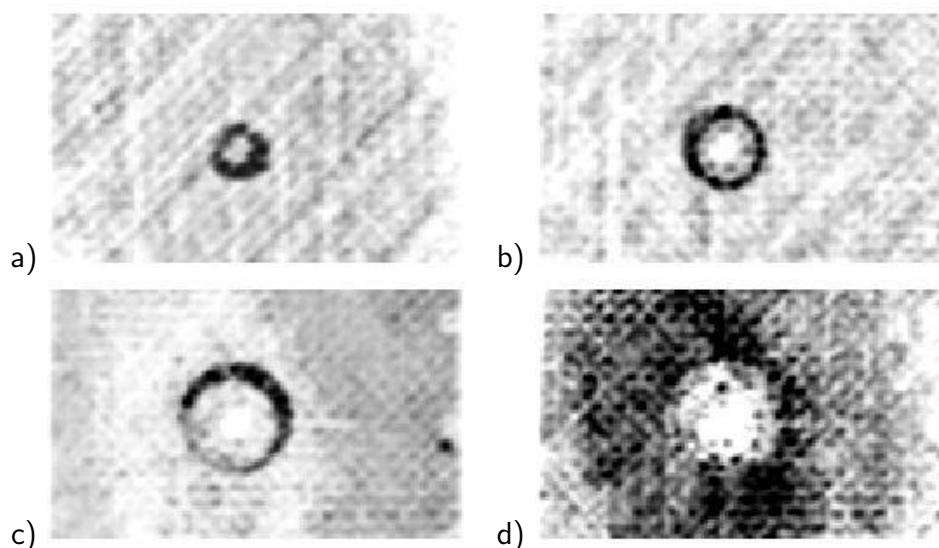


Abb. 2.3: C-Scan Darstellung, dunkle Grauwerte zeigen starke Reflexion an. Sichtbar sind ringförmige Bilder der in unterschiedlichen Tiefen eingebrachten Folien (a-c) sowie das in der Schadenszone abgeschwächte Rückwandecho (d). Weiterhin ist die Struktur des Kohlefasergewebes zu erkennen [57].

Für weitere bildhafte Darstellungen (z. B. die Laufzeit bis zum ersten Fehlerecho oder die Mittelfrequenz des empfangenen Signals) gibt es weitere Bezeichnungen (D-Scan, F-Scan). Es existiert jedoch im Gegensatz zu A-/B-/C-Scan in der Literatur und in den konkreten Implementierungen kein Konsens über die Verwendung dieser Bezeichnungen.

Unabhängig von der Darstellung des Ultraschallsignals muss die Welle in das Prüfobjekt ein- und wieder ausgekoppelt werden. Die einfachste Form ist die sogenannte Kontakttechnik, bei der der Prüfkopf von Hand angedrückt wird. Zur Überbrückung des Restspalts kann praktisch jede Flüssigkeit oder Paste verwendet werden. Eine Prüfung in Transmission erfordert die genaue Positionierung eines zweiten Prüfkopfs in Ausbreitungsrichtung und ist deshalb in Kontakttechnik schwierig.

Um für eine automatisierte Prüfung auf den direkten Kontakt verzichten zu können, wird das Objekt auch vollständig in ein Koppelmedium (meist Wasser) eingetaucht. Der ebenfalls getauchte Prüfkopf fährt die Oberfläche in einem Abstand von einigen Zentimetern ab. Tauchtechnik wird zumeist auch in Puls-Echo-Technik durchgeführt, bei

hochdämpfenden oder sehr dünnen Materialien kommt bisweilen auch eine Durchschallungstechnik (Transmission) zum Einsatz. Für die Prüfung sehr großer Bauteile, beispielsweise in einem Stück gefertigter und über zehn Meter langer CFK-Flugzeugrumpfsegmente, ist Tauchtechnik wenig praktikabel. Eine Variante hiervon ist die sogenannte Pfützen- oder lokale Tauchtechnik, bei der sich der Prüfkopf in einem wassergefüllten Becher befindet, der auf einem dünnen Wasserfilm reibungslos über die Oberfläche geführt werden kann. Eine Absaugung rund um das Wasserkissen reduziert die Umgebungsver-
schmutzung auf ein Minimum.

Die Flüssigkopplung, die der Luftultraschallprüfung am nächsten kommt, da sie einen Abstand zwischen Prüfkopf und Oberfläche erlaubt, aber trotzdem ohne Tauchbecken auskommt, ist die Squirter- oder Wasserstrahlmethode: Der Ultraschallpuls wird in einem freien Wasserstrahl auf die Oberfläche geführt. Obwohl eine Puls-Echo-Prüfung prinzipiell auch hier möglich ist, wird die Squirtertechnik vor allem in Transmission eingesetzt, was die exakte Nachführung des Empfangsprüfkopfes mit seinem eigenen Ankopplungsstrahl erfordert. Gerade für die Durchschallung von gekrümmten Objekten werden für die mindestens fünf Freiheitsgrade der Positionierung zunehmend Industrieroboter eingesetzt.

3 Grundlagen: elastische Wellen

Elastischen Wellen zeigen erheblich komplexere Phänomene als andere Wellen (elektromagnetische Wellen, Wärmewellen etc.). Dies liegt an einer Reihe von Besonderheiten. Zum einen lässt sich die Kohärenz (bzw. umgekehrt die Pulslänge) in einer Weise kontrollieren, die auf anderen Gebieten nicht möglich ist. Gemeinsam mit geometrischen Begrenzungen realer Prüfobjekte, die oft in der Größenordnung der Wellenlänge zu finden sind, zeigen sich z. B. Interferenzerscheinungen in ungewohnter Deutlichkeit. Zum anderen lassen sich die in der Elastizitätstheorie auftretenden Energieformen der Partikelbewegung und der Deformation in ihrer Vollständigkeit nur als Vektor bzw. als Tensor zweiter Stufe darstellen. Die resultierenden Zustandsgleichungen sind dementsprechend komplex, insbesondere in anisotropen Medien.

3.1 Grundbegriffe einer Welle

Zunächst sollen anhand eines stark vereinfachten, eindimensionalen Modells einige Grundbegriffe geklärt werden, darunter Frequenz, Wellenlänge, Wellenzahl bzw. -vektor, Phasen- und Gruppengeschwindigkeit. Einige der Konzepte erscheinen in einem 1D-Modell trivial oder unsinnig, bekommen jedoch bei der Betrachtung komplizierterer Wellenphänomene ihre Berechtigung.

Das System, in dem nur Bewegung entlang seiner Achse erlaubt ist, kann man sich als dünnen Draht vorstellen oder als eine lineare Kette von Molekülen. Verformung bedeutet, dass Masse, die sich normalerweise am Ort x befindet, an den Ort x' verschoben wurde. Das Ziel ist, eine Funktion der Verschiebung $u(x, t) = x' - x$ zu finden, die die Bewegung an jedem Ort und zu jeder Zeit beschreibt. Hierzu muss aufgrund der Eigenschaften der Massenkette eine Differentialgleichung aufgestellt werden, deren Lösung u ist.

Es lässt sich schnell feststellen, dass manche Verschiebungsmuster $u(x)$ zu keinem inneren Effekt führen: Zum Beispiel bewegt die konstante Verschiebung $u(x) = u_0$ das System als Ganzes zur Seite, lokal hat sie jedoch keine Wirkung. Damit ein Element Δx auch deformiert wird, muss seine rechte Seite um einen anderen Betrag verschoben werden als seine linke: $u(x) \neq u(x + \Delta x)$. Damit die Wirkung unabhängig von der Größe des Elements Δx beschrieben werden kann, führen wir eine differentielle Dehnung ϵ ein:

$$\epsilon(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(x + \Delta x) - u(x)}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (3.1)$$

In einer Verallgemeinerung des Hooke'schen Gesetzes wirken auf die Seiten des Elements Δx Kräfte, die proportional zur Dehnung sind, zum Beispiel bei einer homogenen Dehnung $\epsilon(x) = \epsilon_0$ die Kräfte $F^* = c_{el}\epsilon_0$. Die Kräfte $F^*(x)$ und $F^*(x + \Delta x)$, die links bzw. rechts auf das Element wirken, gleichen sich bei konstanter Dehnung jedoch aus und haben keine weitere Wirkung. Für einen Nettoeffekt müssen sie unterschiedlich sein:

$$F_{el} = F^*(x + \Delta x) - F^*(x) = c_{el} [\epsilon(x + \Delta x) - \epsilon(x)]. \quad (3.2)$$

Nimmt man eine Dehnungsverteilung an, die sich auf der Länge Δx nur wenig ändert, so lässt sich eine Taylor-Entwicklung $\epsilon(x + \Delta x) = \epsilon(x) + \Delta x \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \dots$ unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung verwenden, um (3.2) umzuformen in

$$F_{el} = c_{el} \Delta x \frac{\partial \epsilon}{\partial x}. \quad (3.3)$$

Durch Einsetzen der Definition (3.1) in (3.3) resultiert für ein infinitesimal kleines Längenelement ($\Delta x \rightarrow 0$):

$$dF_{el} = c_{el} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (3.4)$$

Ein Element der Länge Δx besitzt mit Einführung der (linearen) Massendichte $\rho = m/x$ eine kleine Masse $\Delta m = \rho \Delta x$. Für diese gilt die Newton'sche Bewegungsgleichung $F_{dyn} = \Delta m a = \rho \Delta x \partial^2 u / \partial t^2$. Mit $\Delta x \rightarrow 0$ ergibt sich für die beschleunigende Kraft:

$$dF_{dyn} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (3.5)$$

Treten außer der elastischen Rückstellkraft F_{el} und der Trägheit keine weiteren Kräfte (Gravitation, Reibung, elektrodynamische Kräfte etc.) auf, so gilt an jedem Ort x die Bedingung $F_{dyn} - F_{el} = 0$ bzw.

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_{el} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0. \quad (3.6)$$

Lösungen dieser homogenen partiellen Differentialgleichung sind Wellen $u(x, t)$. Ohne weitere Randbedingungen existieren unendlich viele Lösungen der Form

$$u(x, t) = u_0 e^{i(\omega t - kx)}, \quad (3.7)$$

die durch ihre Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ bestimmt sind. Die Wellenzahl k ergibt sich in Abhängigkeit von ω . Mit dem Ansatz (3.7) für die Bewegungsgleichung (3.6) folgt

$$-\rho \omega^2 u_0 e^{i(\omega t - kx)} + c_{el} u_0 k^2 e^{i(\omega t - kx)} = 0 \quad (3.8)$$

und daraus

$$k = \omega \sqrt{\frac{\rho}{c_{el}}}. \quad (3.9)$$

Es lässt sich zeigen, dass die Lösungen in (3.7) ein Fundamentalsystem der Differentialgleichung darstellen, sodass jede mögliche Welle, auch ein Wellenpaket oder eine anharmonische Welle, durch ihre Linearkombination erzeugt werden kann.

Nun sollen anhand von (3.7) einige weitere Konzepte eingeführt werden, die zur Beschreibung von Wellen nützlich sind. Zunächst unterscheidet sich eine Welle von einer Schwingung dadurch, dass sie neben der zeitlichen Modulation auch eine räumliche besitzt. Die Wellenlänge λ beschreibt diese räumliche Periodizität, d. h. nach welcher Strecke sie bei festgehaltener Zeit wieder denselben Zustand zeigt:

$$u(x + \lambda, t_o) = u(x, t_o). \quad (3.10)$$

Diese Modulation breitet sich im Allgemeinen mit der sogenannten Phasengeschwindigkeit v_{ph} aus. Aus (3.7), folgt dass der Wert von u in Zeit und Raum immer dann gleich ist, wenn das Argument der Exponentialfunktion, seine Phase $\varphi = \omega t - kx$, gleich ist. Ein Ort konstanter Phase $x(\varphi_o)$ bewegt sich danach mit

$$x(\varphi_o) = \frac{\omega t - \varphi_o}{k}, \quad (3.11)$$

also mit der Geschwindigkeit

$$v_{ph} = \frac{\partial}{\partial t} x(\varphi_o) = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{c_{el}}{\rho}}, \quad (3.12)$$

wobei k aus (3.9) eingesetzt wurde. Dies ist die Geschwindigkeit, mit der sich Phasen (z. B. die Wellenmaxima) ausbreiten. Davon ist die Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = \partial\omega/\partial k$ zu unterscheiden, die den Energie- und Informationsfluss in einer Welle beschreibt. Die Unterscheidung ist notwendig bei dispersiven Wellenmoden (Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sind nicht unabhängig von der Frequenz) sowie in anisotropen Medien, in denen sich v_{ph} und v_{gr} sogar in ihrer Richtung unterscheiden können.

Mit den Konzepten Phase und Phasengeschwindigkeit lässt sich die Wellenlänge λ aus (3.10) bestimmen: Die Exponentialfunktion mit rein imaginärem Argument, die u beschreibt, ist mit 2π periodisch, das heisst $u(\varphi + 2\pi) = u(\varphi)$. Daraus folgt

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{2\pi v_{ph}}{\omega} = \frac{v_{ph}}{f}. \quad (3.13)$$

Bei vielen Wechselwirkungen zwischen Wellen und Strukturen sind nicht absolute Strukturgrößen von Bedeutung, sondern das Verhältnis zwischen Strukturgröße und Wellenlänge. Sind die Strukturdimensionen "sehr groß" gegen die Wellenlänge, so lässt sich ein Vorgang oft analog zur Optik mit Strahlkonstruktionen beschreiben. Sind sie, wie z. B. das Gitter eines Kristalls, sehr viel kleiner als die Wellenlänge des Ultraschalls, der sich in ihm ausbreitet, so werden die Strukturen für die Welle unsichtbar. Kritisch sind Strukturen, die in der Größenordnung der Wellenlänge im homogenen Medium liegen. Hier brechen oft die für die Herleitung der Welle notwendigen Bedingungen zusammen, und es treten vollkommen andere Bewegungsphänomene auf – ähnlich den Übergitterphänomenen elektronischer Systeme in Halbleitern [46].

3.2 Lineare Elastizitätstheorie

Die Theorie eines elastischen Kontinuums stellt die Verallgemeinerung der Hooke'schen Kraftgleichung dar, die eine Kraft F und eine kleine Deformation Δu über eine Materialkonstante h verknüpft:

$$F = h \cdot \Delta u. \quad (3.14)$$

Diese Gleichung beinhaltet die in der Realität nur für sehr kleine Deformationen gültige Annahme, dass dieser Zusammenhang linear ist. Diese Linearisierung ermöglicht eine analytische Untersuchung vieler Phänomene, die in einer allgemeinen (nichtlinearen) Theorie nur noch numerisch zugänglich sind. Die Verformungsamplituden in der Ultraschallprüfung sind im Allgemeinen jedoch so klein, dass die lineare Theorie eine gute Näherung ist.

3.2.1 Spannungstensor σ

Für eine Erweiterung von (3.14) muss als Verallgemeinerung der Kraft eine lokale Spannung eingeführt werden, die im Volumenelement $\Delta V = \delta x \delta y \delta z$ wirkt. Sie wird zum einen als die Kraft auf ein differenzielles Flächenelement, z. B. $\Delta A_x = \delta y \delta z$, normiert, zum anderen muss sie alle Komponenten eines dreidimensionalen Kräftezustands berücksichtigen (Abb. 3.1). Dabei wird zwischen den drei Kräften unterschieden, die jeweils parallel

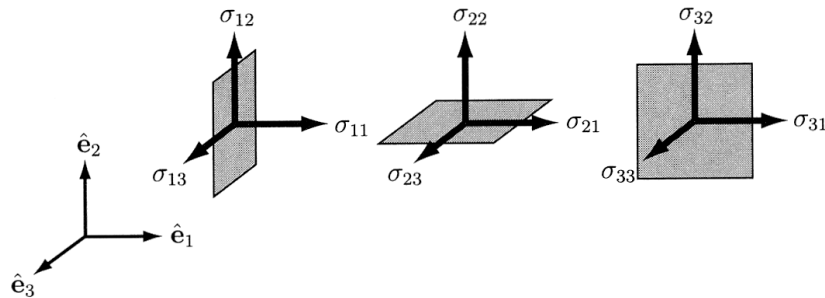


Abb. 3.1: Graphische Darstellung der Komponenten des Spannungstensors [58].

zur Bezugsflächennormale wirken und zu den sogenannten Normalspannungen führen,

$$\sigma_x = \frac{\Delta F_x}{\Delta A_x}, \quad \sigma_y = \frac{\Delta F_y}{\Delta A_y}, \quad \sigma_z = \frac{\Delta F_z}{\Delta A_z}, \quad (3.15)$$

und den sechs Komponenten ("Scherspannungen"), bei denen der Kraftvektor F_j in der Oberfläche des Bezugslements A_i liegt:

$$\tau_{ij} = \frac{\Delta F_j}{\Delta A_i}, \quad i, j \in \{x, y, z\}, i \neq j. \quad (3.16)$$

Die so entstandenen neun Komponenten bilden den Spannungstensor σ [58]:

$$\sigma = \{\sigma_{ij}\} = \left\{ \frac{\Delta F_j}{\Delta A_i} \right\}, \quad i, j \in \{x, y, z\}. \quad (3.17)$$

Hier bezeichnet jeweils der erste Index (i) die Normalenrichtung der Bezugsfläche, der zweite (j) die Richtung der angreifenden Kraft. Dabei wird die verallgemeinerte Form in (3.17) austauschbar mit den Formen aus (3.15) und (3.16) verwendet:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \sigma_{xx}, & \sigma_y &= \sigma_{yy}, & \sigma_z &= \sigma_{zz}, \\ \tau_{ij} &= \sigma_{ij}, & i, j &\in \{x, y, z\}, i \neq j.\end{aligned}\quad (3.18)$$

Für einen zweidimensionalen Tensor existiert immer auch eine graphische Darstellung der Komponenten, bei der hier auch die Identifikation der Einheitsrichtungen x , y und z mit der oft handlicheren Zahlenindizierung eingeführt werden soll:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{32} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

3.2.2 Deformationstensor ϵ

Unter einer externen Spannung deformiert sich der Festkörper, sodass ein Massenelement mit der ursprünglichen Lage \vec{r} nun am Ort \vec{r}' liegt. Die Differenz bezeichnet man als Verschiebung $\vec{u} = \vec{r}' - \vec{r}$. Analog zur Einführung einer differentiellen Spannung tritt an Stelle der Längenänderung Δu aus (3.14) eine auf die Gesamtlänge x normierte Dehnung $\epsilon = \Delta u / \Delta x$. Ist die Dehnung nicht überall im Objekt gleich groß, so muss sie als lokale Größe definiert werden, die auf ein differenzielles Element bezogen ist:

$$\epsilon = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (3.20)$$

Bezeichnet man die Koordinaten wie in (3.19) eingeführt als $x = x_1$, $y = x_2$ und $z = x_3$, dann sind die reinen Longitudinaldehnungen in allen drei Raumrichtungen definiert als:

$$\epsilon_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad i \in \{1, 2, 3\}. \quad (3.21)$$

Weiterhin ist Scherung zu berücksichtigen. Dies bedeutet mathematisch, dass die Verschiebung orthogonal zur Bezugslänge ist. Die entsprechenden Elemente des Deformationstensors (Scherdeformationen) sind in linearer Näherung definiert als [59]:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j \in \{1, 2, 3\}, i \neq j. \quad (3.22)$$

Bei genauerer Betrachtung enthält (3.22) auch die Definition der Longitudinaldehnungen in (3.21), sodass der Deformationstensor zusammenfassend dargestellt werden kann als

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{32} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad \epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j \in \{1, 2, 3\}. \quad (3.23)$$

3.2.3 Steifigkeitstensor C

Verallgemeinert man F und Δu aus (3.14) wie erfolgt zu den Tensoren zweiter Stufe σ und ϵ , so ist zu ihrer Verknüpfung im Sinne einer linearen Abbildung ein Tensor vierter Stufe mit $3^4 = 81$ Elementen notwendig:

$$\sigma = C\epsilon. \quad (3.24)$$

C wird als Steifigkeitstensor oder als Tensor der elastischen Steifigkeit bezeichnet. Das Tensorprodukt in (3.24) lässt sich auch in Komponentenschreibweise darstellen:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}. \quad (3.25)$$

Es ist hier zu beachten, dass (3.25) genau genommen eine Liste von insgesamt neun Gleichungen (für jede Kombination von ij) darstellt und der Ausdruck $C_{ijkl}\epsilon_{kl}$ nach der Einstein-Konvention eine Summation über die doppelt vorhandenen Indizes k und l beinhaltet.

Aufgrund ihrer Definition sind σ und ϵ symmetrisch, besitzen also jeweils nur sechs unabhängige Komponenten (z. B. $\sigma_{23} = \sigma_{32}$). Daraus und aufgrund weiterer Symmetriebetrachtungen lässt sich zeigen [58, 60], dass sich die Zahl der unabhängigen Komponenten des Steifigkeitstensors auf maximal 21 reduziert. Diese Komponenten genügen für die vollständige Beschreibung der elastischen Eigenschaften eines allgemeinen anisotropen Feststoffes. Sie sind jedoch abhängig von der Wahl des Koordinatensystems bezüglich z. B. der kristallographischen Achsen oder der Vorzugsrichtung in Faserverbundwerkstoffen. Besitzt ein betrachtetes Material Symmetrien, so reduziert sich die Zahl der unabhängigen Komponenten weiter. Der Extremfall ist Isotropie (vollständige Unabhängigkeit der Eigenschaften von der Orientierung), die mit nur noch zwei unabhängigen Komponenten auskommt.

3.2.4 Voigt'sche Notation

Eine übersichtliche Darstellung eines Systems von 81 Zahlen zur Beschreibung eines Materials auf Papier ist praktisch unmöglich, da gerade die Symmetrien, die C vereinfachen, eigentlich erst in einer vierdimensionalen Darstellung sichtbar würden. Deshalb hat sich speziell in der praktischen Anwendung die sogenannte Voigt'sche oder Ingenieursnotation durchgesetzt, in der die Indexanzahl halbiert werden kann (Nach Woldemar Voigt, deutscher Physiker, 1850 - 1919). Dabei werden die unabhängigen Komponenten der Tensoren σ und ϵ jeweils zu einem Vektor in einem \mathbb{R}^6 zusammengefasst:

$$\begin{aligned} \sigma_1 \hat{=} \sigma_{11}, \quad \sigma_2 \hat{=} \sigma_{22}, \quad \sigma_3 \hat{=} \sigma_{33}, \quad \sigma_4 \hat{=} \sigma_{23}, \quad \sigma_5 \hat{=} \sigma_{13}, \quad \sigma_6 \hat{=} \sigma_{12}, \\ \epsilon_1 \hat{=} \epsilon_{11}, \quad \epsilon_2 \hat{=} \epsilon_{22}, \quad \epsilon_3 \hat{=} \epsilon_{33}, \quad \epsilon_4 \hat{=} 2\epsilon_{23}, \quad \epsilon_5 \hat{=} 2\epsilon_{13}, \quad \epsilon_6 \hat{=} 2\epsilon_{12}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Diese Kontraktion folgt immer folgendem Schema:

$$\begin{bmatrix} 11 & 12 & 13 \\ & 22 & 23 \\ & & 33 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 6 & 5 \\ & 2 & 4 \\ & & 3 \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

Nach dem Schema der Indexzusammenfassung in (3.26, 3.27) lassen sich auch die Indizes von \mathbf{C} paarweise reduzieren, z. B. $C_{14} \hat{=} C_{1123}$. Damit vereinfacht sich (3.25) zu:

$$\sigma_i = C_{ij}\epsilon_j, \quad i, j \in \{1, 2, \dots, 6\}. \quad (3.28)$$

In der Voigt'schen Notation ist das verallgemeinerte Hooke'sche Gesetz auch in einer übersichtlichen Vektor-/Matrixform darstellbar:

$$\vec{\sigma} = \mathbf{C}\vec{\epsilon},$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

Da \mathbf{C} auch in dieser Darstellung symmetrisch ist, wird oft nur die obere rechte Hälfte dargestellt. Im Folgenden werden noch zwei Spezialfälle von Materialsymmetrien beschrieben, die später relevant werden.

3.2.5 Orthotrope Symmetrie

Besitzt ein Werkstoff drei ausgezeichnete orthogonale Richtungen und damit drei zueinander orthogonale Symmetrieebenen, so bezeichnet man dies als Orthotropie. Einige der wichtigsten technischen Werkstoffe gehören zu dieser Symmetrieklasse: neben rhombischen Kristallen auch Lamine aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) sowie der wohl wichtigste hochanisotrope Werkstoff: Holz. Im Falle von Holz bezieht sich die Orthotropie auf das lokale Orthogonalsystem (Zylinderkoordinaten), in dem die ausgezeichneten Richtungen mit den Koordinaten der Zylindersymmetrie zusammenfallen [61]. In Reihenfolge steigender Festigkeit sind diese Richtungen tangential (Θ), radial (r) und axial (z) [62].

Besitzt ein physikalisches Gesetz, das hier durch das Tensorprodukt mit \mathbf{C} dargestellt wird, eine Invarianz gegenüber Koordinatentransformationen (hier: Spiegelungen an den Symmetrieebenen), so bedeutet das, dass der Tensor als mathematisches Konstrukt ebenfalls invariant gegenüber solchen Transformationen sein muss. Die Invarianz gegenüber drei orthogonalen Symmetrieebenen ist erfüllt, wenn \mathbf{C} , dargestellt in der Basis der Vorzugsrichtungen, die folgende Form hat [60]:

$$\mathbf{C}_{orth} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}; \quad (3.30)$$

es verbleiben also nur neun unabhängige Komponenten.

3.2.6 Isotropie

Isotropie ist der Zustand maximaler Symmetrie: Invarianz gegenüber beliebiger Ebenen-, Achsen- und Punktspiegelung sowie Rotationen. Für einen Tensor vierter Stufe lautet die zugehörige Bedingung

$$C_{ijkl} = a\delta_{ij}\delta_{kl} + b\delta_{ik}\delta_{jl} + c\delta_{il}\delta_{jk}, \quad (3.31)$$

wobei a , b und c Skalare sind und δ_{mn} das Kronecker-Symbol ($\delta_{mn} = 1$ für $m = n$, 0 sonst;) [58]. Die weiteren Symmetrien des Steifigkeitstensors erfordern weiterhin $b = c$, sodass sich \mathbf{C} mit Einführung der sogenannten Lamé-Konstanten $\lambda = a$ und $\mu = b = c$ in der Voigt'schen Notation darstellt, wie folgt [63]:

$$\mathbf{C}_{iso} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & & & \\ & \lambda + 2\mu & \lambda & & & \\ & & \lambda + 2\mu & & & \\ & & & \mu & & \\ & & & & \mu & \\ & & & & & \mu \end{bmatrix}. \quad (3.32)$$

Die symmetrischen Komponenten und solche, die null sind, wurden zugunsten der Übersichtlichkeit weggelassen. Das Hooke'sche Gesetz reduziert sich dann zu

$$\sigma_{ij} = \lambda\epsilon_{kk}\delta_{ij} + 2\mu\epsilon_{ij}. \quad (3.33)$$

Zu den isotropen Werkstoffen gehören alle ohne Fernordnung (z. B. Gläser) oder mit zufallsorientierter lokal-kristalliner Struktur ("polykristallin", z. B. die meisten Metalle). Oft tritt in der letzten Gruppe durch Umformprozesse (Spritzen, Walzen etc.) eine gewünschte oder auch störende Vorzugsorientierung der mikroskopischen Struktur auf, die sich dann in makroskopischer Anisotropie zeigt.

3.2.7 Spezielle Moduln in isotropen Werkstoffen

Mit den Vereinfachungen aus (3.32) reduziert sich (3.25) zu

$$\sigma_{ij} = 2\mu\epsilon_{ij} + \lambda\epsilon_{kk}\delta_{ij}. \quad (3.34)$$

Die Gleichung lässt sich durch Inversion des Tensors \mathbf{C} auch nach den Dehnungen umformen ($\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{C}^{-1}\boldsymbol{\sigma}$):

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2\mu}\sigma_{ij} - \frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}\sigma_{kk}\delta_{ij}. \quad (3.35)$$

Ein erster Spezialfall der elastischen Belastung ist die uniaxiale Spannung. In diesem Zustand sind alle Spannungen bis auf eine (o.B.d.A. σ_{11}) null:

$$\sigma_{11} = \sigma, \quad \sigma_{22} = \sigma_{33} = \sigma_{12} = \sigma_{13} = \sigma_{23} = 0. \quad (3.36)$$

Einsetzen von (3.36) in (3.35) ergibt

$$\epsilon_{12} = \epsilon_{13} = \epsilon_{23} = 0,$$

$$\epsilon_{11} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\lambda + \mu}{3\lambda + 2\mu} \right) \sigma \quad \text{und} \quad \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma. \quad (3.37)$$

Da die Längsdehnung in Zugrichtung bei Konstruktionsfragen von besonderer Bedeutung ist, wurde hierfür eine eigene Größe eingeführt: der Elastizitätsmodul, kurz E-Modul, $E := \sigma/\epsilon_{11}$. Aus (3.37) ist auch zu erkennen, dass sich ein Festkörper, der z. B. in x-Richtung gezogen wird, orthogonal dazu, also in y- und z-Richtung zusammenzieht. Für das Verhältnis wird die Querkontraktionszahl $\nu := -\epsilon_{22}/\epsilon_{11} = -\epsilon_{33}/\epsilon_{11}$ (manchmal auch als Poisson-Zahl bezeichnet) eingeführt. Die Werte dieser neuen Moduln in Abhängigkeit von λ und μ sind:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}. \quad (3.38)$$

Wie bei den Lamé-Konstanten ist mit E und ν das linear-elastische Verhalten eines isotropen Festkörpers vollständig definiert. Die Querkontraktionszahl hat einen Wert zwischen 0 und 0,5, wobei sehr kleine Werte (z. B. für Keramiken) bedeuten, dass eine Verformung in einer Achse kaum Kreuzkopplung in die anderen Richtungen bewirkt, große Werte (z. B. für kautschukartige Werkstoffe) weisen in Richtung Volumenkonstanz bei einachsiger Verformung. Die Theorie erlaubt auch $\nu \in [-1; 0]$, praktisch lassen sich negative Querkontraktionen jedoch nur über strukturierte Werkstoffe, wie rückgefaltete Schäume [64] oder Falzwaben, erreichen.

Im Zusammenhang mit Auslegungsberechnungen, die im Wesentlichen dem mit (3.36) beschriebenen Belastungszustand entsprechen, werden manchmal auch für anisotrope Werkstoffe E und ν definiert. Diese nehmen dann wie \mathbf{C} Tensorform an.

3.3 Bulkwellen in Festkörpern

3.3.1 Wellen in anisotropen Medien

Zur Unterscheidung von geführten Wellen (Platten-, Grenzflächen-, Kanten-, Stabwellen etc.), deren spezielle Eigenschaften auf den geometrischen Einschränkungen beruhen, bezeichnet man Wellen in einem (praktisch) unendlich ausgedehnten Körper als Bulkwellen¹.

Die folgende Herleitung erweitert die Wellengleichung aus Kapitel 3.1 mit der dreidimensionalen linearen Elastizitätstheorie aus Kapitel 3.2 zur vollständigen linearen Wellentheorie.

In einem homogenen Spannungsfeld wirkt auf das Volumenelement ΔV keine Nettokraft, da sich die Kräfte auf jeweils gegenüberliegenden Flächen aufheben. Ist die

¹Von engl. *bulk waves*, *bulk* = Körper, Hauptteil, Hauptmasse.

Spannung jedoch inhomogen, so ergibt sich aus dem Unterschied der angreifenden Spannungen eine Kraft $F_{\Delta V}$, und die Differenzen gehen bei infinitesimalem Bezugsvolumen in Gradientenbildungen über [63]:

$$\vec{F} = \vec{\nabla} \boldsymbol{\sigma}, \quad F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3.39)$$

wobei der Gradientenoperator $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$ hier als Zeilenvektor eingesetzt wird. Mit der Kraftgleichung (3.25) und der Definition von ϵ_{ij} (3.22) ergibt sich:

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} C_{ijkl} \epsilon_{kl} = \frac{\partial}{\partial x_j} C_{ijkl} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right). \quad (3.40)$$

Aufgrund der Permutationseigenschaften von C_{ijkl} [65] gilt

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k},$$

und somit

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l}. \quad (3.41)$$

Die Newton'sche Bewegungsgleichung $m\ddot{x} = F$ wird mit der Massendichte ρ zur dreidimensionalen differenziellen Bewegungsgleichung für den Verschiebevektor \vec{u} :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l}. \quad (3.42)$$

Diese Differentialgleichung ist die Wellengleichung im unendlich ausgedehnten, linear-elastischen und anisotropen Festkörper. Als Lösung setzt man eine ebene monochromatische Welle an, die sich in Richtung \vec{n} ausbreitet,

$$u_i = U_i e^{i(\omega t - k n_j x_j)}, \quad (3.43)$$

in der $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und $\vec{k} = k\vec{n} = \frac{\omega}{v}\vec{n}$ der Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung sind. \vec{U} bezeichnet die (vektorielle) Amplitude der Welle, $\vec{u}(\vec{r}, t)$ den Momentanwert der Auslenkung.² Einsetzen von (3.43) in (3.42) führt zur sogenannten Christoffelgleichung [66]:

$$(C_{ijkl} n_l n_j - \rho v^2 \delta_{ik}) U_k = 0. \quad (3.44)$$

Sie kann durch Einführung des Christoffel-Tensors

$$\Gamma_{ik} = C_{ijkl} n_j n_l \quad (3.45)$$

kompakter geschrieben werden, sodass sich (3.44) reduziert zu

$$(\Gamma_{ik} - \rho v^2 \delta_{ik}) U_k = 0. \quad (3.46)$$

² Nach dieser Definition ist \vec{u} ein Vektor mit komplexen Komponenten. Dies ist ein Resultat der Darstellung einer Oszillation über Exponentialfunktionen mit imaginärem Argument. Die tatsächliche Vektoramplitude \vec{u} ist der Realteil des betrachteten Ausdrucks.

Diese Gleichung stellt ein klassisches Eigenwertproblem in v^2 dar. Es besitzt nur dann nichttriviale Lösungen ($v^2 \neq 0$, $\vec{U} \neq 0$), wenn

$$\det(\Gamma_{ik} - \rho v^2 \delta_{ik}) = 0. \quad (3.47)$$

Da der Christoffel-Tensor $\mathbf{\Gamma}$ positiv definit ist [58], besitzt er drei positiv-reelle Eigenwerte (v^2), die durch (3.47) eindeutig bestimmt sind. Führt man diese im allgemeinen Fall verschiedenen Geschwindigkeiten in (3.46) ein, so erhält man für jeden Wert von v eine zugehörige eindeutige Polarisation \vec{U} . Aus den Eigenschaften von $\mathbf{\Gamma}$ folgt auch, dass die drei Eigenvektoren \vec{U} zueinander orthogonal sind. Daher existieren für jede Ausbreitungsrichtung \vec{n} drei verschiedene Wellenmoden mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten $v_{1,2,3}$ und zugehörigen Polarisationen \vec{U} [65]. Besitzt das Medium eine gewisse Symmetrie (z. B. Orthotropie), so gibt es in ausgezeichneten Richtungen (\vec{n} in Richtung der Achsen) sogenannte “reine” Moden: eine Longitudinalwelle (L) mit $\vec{U} \parallel \vec{n}$ und zwei Transversalwellen (T) mit $\vec{U} \perp \vec{n}$ (s. Abb. 3.2). Für alle anderen Ausbreitungsrichtungen weichen die klaren Winkelbeziehungen mehr oder weniger ab (“quasi-longitudinale” (QL) und “quasi-transversale” (QT) Wellen).

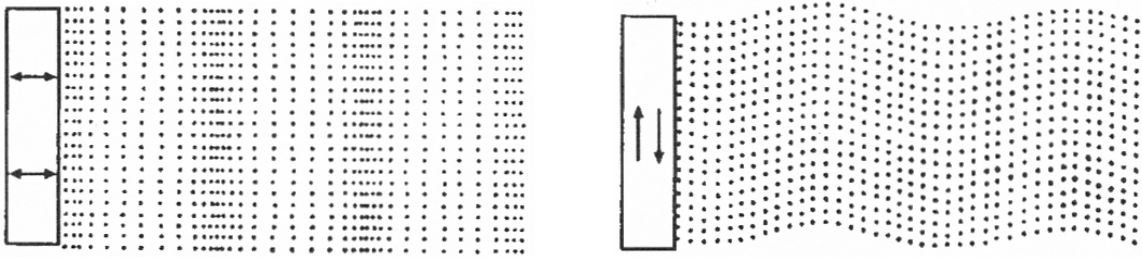


Abb. 3.2: Deformationszustand in einer Longitudinal- (links) und einer Transversalwelle (rechts) [67].

Die Geschwindigkeit von Bulkwellen ist nicht von der Frequenz $f = \omega/2\pi$ abhängig (dispersionsfrei), im Gegensatz zu den später vorgestellten Plattenwellen. Es lässt sich zeigen, dass sich durch Messung der Phasengeschwindigkeit in geeignet gewählten Richtungen alle Komponenten von \mathbf{C} bestimmen lassen [57]. Dabei sind für eine eindeutige Bestimmung genau so viele unabhängige Moden notwendig, wie \mathbf{C} unabhängige Moduln besitzt.

3.3.2 Moden im isotropen Festkörper

Setzt man den Elastizitätstensor aus (3.32) mit den drei verschiedenen Moduln $C_{11} = \lambda + 2\mu$, $C_{44} = \mu$ und $C_{12} = \lambda$ in die Definition des Christoffel-Tensors (3.45) ein, so

erhält man die folgenden Komponenten:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{11} &= C_{11}n_1^2 + C_{44}(n_2^2 + n_3^2) \\
\Gamma_{22} &= C_{11}n_2^2 + C_{44}(n_1^2 + n_3^2) \\
\Gamma_{33} &= C_{44}(n_1^2 + n_2^2) + C_{11}n_3^2 \\
\Gamma_{12} = \Gamma_{21} &= (C_{12} + C_{44})n_1n_2 \\
\Gamma_{13} = \Gamma_{31} &= (C_{12} + C_{44})n_1n_3 \\
\Gamma_{23} = \Gamma_{32} &= (C_{12} + C_{44})n_2n_3
\end{aligned} \tag{3.48}$$

Für eine Welle in einer bestimmten Richtung, z. B. $\vec{n} = (100)$, reduziert sich (3.48) zu

$$\Gamma_{11} = C_{11}, \quad \Gamma_{22} = \Gamma_{33} = C_{44}, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma_{23} = 0, \tag{3.49}$$

und die Determinantengleichung (3.47) wird

$$(C_{11} - \rho v^2)(C_{44} - \rho v^2)^2 = 0. \tag{3.50}$$

Diese Gleichung ist, wie auch der zugehörige Christoffel-Tensor, entartet, d. h. mehrere (hier zwei) Eigenwerte sind gleich. Physikalisch bedeutet dies, dass im isotropen Medium nicht nur die Geschwindigkeit der Moden unabhängig von der Ausbreitungsrichtung ist (folgt mit beliebigem \vec{n} mit $|\vec{n}|=1$ in (3.48) und (3.47)), sondern bei Transversalwellen auch von der Polarisation. Deshalb findet die Separation einer beliebigen Transversalbewegung in zwei orthogonale Scherwellen nicht statt. Bei Isotropie kann eine Transversalwelle mit beliebiger Polarisation (orthogonal zur Ausbreitungsrichtung) auftreten. Aus (3.50) ergeben sich die Geschwindigkeiten

$$v_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{und} \quad v_L = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}. \tag{3.51}$$

Es ist also ausreichend, Longitudinal- und Transversalwellengeschwindigkeit sowie die Dichte eines isotropen Festkörpers zu messen, um sein linear-elastisches Verhalten vollständig zu beschreiben.

3.4 Wellen in Flüssigkeiten und Gasen

Für die Beschreibung von Wellen in Flüssigkeiten und Gasen (im Folgenden unter dem Begriff "Fluid" zusammengefasst) ist im Grunde genommen der vollständige Formalismus der Fluidodynamik notwendig. Aus diesem soll jedoch nur der kleine Ausschnitt betrachtet werden, der für die Darstellung von Longitudinalwellen unter den speziellen Einschränkungen, wie sie für die Ultraschall-ZfP gelten, notwendig ist. Eine umfassende Herleitung findet sich z. B. in [68], Kap. 6 - 12.

Die bisher benutzten Größen der Verschiebung \vec{u} , der Dehnung ϵ und der resultierenden Spannung σ sind hier nicht mehr sinnvoll anwendbar, da z. B. das Konzept einer Ruhelage in Anwesenheit schon einer langsamen stationären Strömung seine Bedeutung

verliert. An ihre Stelle treten die Partikelgeschwindigkeit³ \vec{w} , der Schalldruck p und die Dichte ρ , die in einem komprimierbaren Medium keine Konstanten mehr sind. Anstelle des Hooke'schen Gesetzes mit Spannung und Dehnung (3.14, 3.24) tritt eines, das die durch isostatische Kompression verursachte (Massen-) Kondensation $s = (\rho - \rho_o)/\rho_o$ über die Kompressibilität κ mit dem Druck in Relation setzt:

$$p = \kappa s. \quad (3.52)$$

In dynamischen Zuständen ergibt sich der Gesamtdruck p_{tot} im Fluid als Summe aus dem Gleichanteil p_o , der sich nicht oder nur langsam verändert, und dem Schalldruck p . Prinzipiell müssten alle Gleichungen zunächst für p_{tot} aufgestellt werden. Da jedoch nur die Zeit- bzw. Ortsableitungen von p_{tot} auftreten, verschwindet der Anteil p_o .

Einfache Zustandsgleichungen erfordern gewisse Näherungen, die durch die speziellen Bedingungen in der Ultraschallprüfung gerechtfertigt sind. So können Gravitationskräfte vernachlässigt und die Dichte ρ des Mediums in Abwesenheit eines Schallfeldes als praktisch konstant angenommen werden ($\rho_o \approx \text{konst.}$). Außerdem wird mit der vollständig linearisierten Form der hydrodynamischen Gleichungen gearbeitet. Diese Näherungen sind beispielsweise bei atmosphärischen Untersuchungen (Dichte- und Druckgradient in der Atmosphäre) oder bei Luftultraschall in starken Temperaturgradienten nicht mehr zulässig. Die betrachteten akustischen Prozesse sind so schnell, dass kein Ausgleich der Temperatur zwischen verschiedenen Regionen stattfindet. Es handelt sich somit um adiabatische Prozesse (konstante Entropie). Die Ausgangsgleichungen sind:

$$\rho_o \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \vec{\nabla} p = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_o \vec{\nabla} \cdot \vec{w} = 0. \quad (3.53)$$

Die erste dieser Gleichungen beschreibt die Dynamik des Massentransports, der durch einen Druckgradienten angetrieben wird. Die zweite bezieht sich auf die Dichteentwicklung durch eine Divergenz des Massentransports. Die adiabatische Zustandsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (3.54)$$

mit $v = \sqrt{\partial p / \partial \rho} \Big|_{S=\text{konst}}$ ermöglicht die Elimination der Dichte ρ aus (3.53) zu:

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \frac{\vec{\nabla} p}{\rho_o} = 0, \quad \frac{1}{\rho_o v^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{w} = 0. \quad (3.55)$$

Die Gleichungen (3.55) lassen sich durch Gradientenbildung der ersten und Zeitableitung der zweiten Gleichung zusammenfassen zu

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p + \frac{1}{\rho_o} (\vec{\nabla} \rho_o) \cdot (\vec{\nabla} p) = 0. \quad (3.56)$$

³Das in der Kinematik bevorzugte Symbol \vec{v} der Geschwindigkeit wird hier vermieden, um Verwechslungen mit der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit (v_{ph} , v_{gr}) auszuschließen.

Da sich ρ_o auf den Skalen der Ultraschallprüfung mit dem Ort nur wenig ändert, ist der dritte Term sehr klein und kann vernachlässigt werden. So ergibt sich die Wellengleichung

$$\Delta p - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (3.57)$$

die z. B. durch Wellen der Art $p(\vec{r}, t) = p_{\sim} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ gelöst wird. Der Gesamtdruck stellt sich dann dar als $p_{tot}(\vec{r}, t) = p_o + p_{\sim} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$.

Aufgrund der Bedingung in der ersten Gleichung in (3.53) ist die durch die Welle bedingte Partikelgeschwindigkeit \vec{w} parallel zu $\vec{\nabla} p$ und somit parallel zu \vec{k} . Es handelt sich also in jedem Fall um eine Longitudinalwelle. Darum sind für die Kopplung von Festkörperwellen an solche in Flüssigkeiten oder Gasen nur die Normalkomponenten der Grenzflächenbewegung und Grenzflächenspannung relevant.

3.5 Potentialdarstellung

Für manche Probleme, wie die Darstellung der Rayleighwelle in Kap. 3.7.2, ist es vorteilhaft, die sogenannten Wellenpotentiale Φ und $\vec{\Psi}$ einzuführen. Die Wellengleichung (3.42) lässt sich mit den Lamé-Konstanten aus (3.32) umformen zu [68]:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \mu \Delta \vec{u} + (\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}). \quad (3.58)$$

Ein differenzierbares Vektorfeld \vec{u} lässt sich stets in einen rotationsfreien Teil \vec{u}_l und einen quellenfreien Teil \vec{u}_t aufteilen:

$$\vec{u} = \vec{u}_l + \vec{u}_t, \quad \vec{\nabla} \times \vec{u}_l = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_t = 0. \quad (3.59)$$

Die Felder \vec{u}_l und \vec{u}_t repräsentieren die Longitudinal- bzw. Transversalwelle und sind aufgrund ihrer Eigenschaften aus (3.59) als Ableitungen des Skalarpotentials Φ und des Vektorpotentials $\vec{\Psi}$ darstellbar:

$$\vec{u}_l = \vec{\nabla} \Phi, \quad \vec{u}_t = \vec{\nabla} \times \vec{\Psi}. \quad (3.60)$$

Durch Anwendung der Differentialoperatoren lässt sich zeigen, dass die Differentialgleichung (3.58) in zwei separate Gleichungen für \vec{u}_l und \vec{u}_t zerfällt: Die beiden Wellen existieren getrennt und unabhängig voneinander:

$$\frac{\partial^2 \vec{u}_l}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_l = 0, \quad \frac{\partial^2 \vec{u}_t}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_t = 0. \quad (3.61)$$

Daraus lassen sich mit $v_l^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ und $v_t^2 = \mu/\rho$ Zustandsgleichungen für die Potentiale konstruieren:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - v_l^2 \Delta \Phi = 0, \quad \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} - v_t^2 \Delta \vec{\Psi} = 0. \quad (3.62)$$

Existieren Lösungen für die Differentialgleichungen der Potentiale unter Einbeziehung etwaiger Randbedingungen, wie beispielsweise die harmonischen Lösungen

$$\Phi = A e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad \text{und} \quad \vec{\Psi} = \vec{B} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad (3.63)$$

so sind auch die daraus abgeleiteten Deformationsfelder \vec{u}_l und \vec{u}_t Lösungen ihrer jeweiligen Differentialgleichungen.

3.6 Elastische Wellen an Grenzflächen

3.6.1 Brechung und Modenkonversion

Bisher wurde nur die Ausbreitung von Wellen in unendlich ausgedehnten homogenen Medien betrachtet. Aus ihrer Untersuchung lassen sich wichtige Informationen für die Materialcharakterisierung gewinnen (Schallgeschwindigkeiten, elastische Konstanten). Für die zerstörungsfreie Prüfung ist jedoch auch die Wechselwirkung von Wellen mit Grenzflächen wichtig. Zugunsten einer einfacheren mathematischen Notation werden im Folgenden nur isotrope Materialien behandelt.

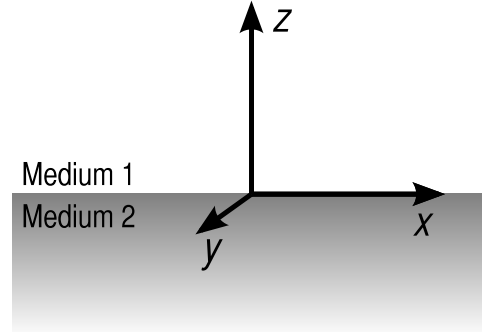


Abb. 3.3: Koordinaten bei Grenzflächenbetrachtungen.

Die Ebene $z = 0$ (s. Abb. 3.3) soll die Grenzfläche zwischen Medium 1 im oberen Halbraum ($z > 0$) und Medium 2 im unteren ($z < 0$) sein. Die beiden Medien unterscheiden sich in ihren elastischen Moduln ($\mu, \lambda / E, \nu / C_{ij}$) und ihrer Dichte ρ und somit in den Geschwindigkeiten der Wellenmoden in ihnen. Trifft eine einfallende Welle (alle zugehörigen Größen tragen den Index E) auf die Grenzfläche, so kommt es zu Reflexion zurück in Medium 1 (R) und/oder zu Transmission ins Medium 2 (T). Sowohl in Reflexion als auch in Transmission können Anteile mit neuer Polarisation entstehen (Modenkonversion). Dies können (s. Abb. 3.4) z. B. eine einfallende Longitudinalwelle (\vec{u}_{El}), die reflektierte Longitudinal- und Transversalwelle ($\vec{u}_{Rl}, \vec{u}_{Rt}$) sowie die transmittierte L- und T-Welle ($\vec{u}_{Tl}, \vec{u}_{Tt}$) sein.

Damit im Bereich der Grenzfläche mehrere Wellen gleichzeitig existieren können, müssen bestimmte Anschlussbedingungen erfüllt sein. Dies bedeutet, dass die durch die Summe der Moden beschriebenen Größen an jedem Ort der Grenzfläche denselben Wert im oberen wie im unteren Halbraum annehmen. Die Anschlussbedingungen betreffen im Einzelnen die Auslenkung und die Normalspannung (Bezugsfläche hier $\Delta A_z, i = 3$):

$$\vec{u}^{(1)} = \vec{u}^{(2)}, \quad \sigma_{3j}^{(1)} = \sigma_{3j}^{(2)}. \quad (3.64)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass z. B. ein Massenelement auf der Grenzfläche nur *eine* Verschiebung $\vec{u}(x, y, t)$ besitzen kann.

Die verschiedenen Wellen $\vec{u}_m = \vec{U}_m \exp i(\omega t - \vec{k}_m \vec{r})$ müssen auf der Grenzfläche dieselbe Periodizität besitzen. Dies ist gleichbedeutend mit dem Huygen'schen Prinzip in der Wellenoptik: der Konstruktion einer neuen Wellenfront aus Elementarwellen, die von jedem Punkt der alten Wellenfront ausgehen - nur dass die neue Welle möglicherweise

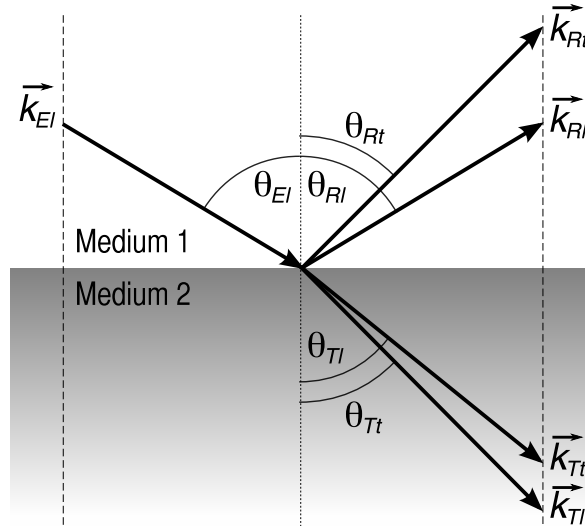


Abb. 3.4: Wellenvektoren der einfallenden, reflektierten und transmittierten L-Wellen sowie der durch Modenkonzersion in beiden Medien erzeugten T-Wellen.

eine andere Polarisierung besitzt und sich mit einer veränderten Geschwindigkeit ausbreitet. Geometrisch bedeutet die Forderung gleicher Periodizität, dass die Projektion der Wellenvektoren \vec{k} aller beteiligten Moden auf die Grenzfläche gleich ist. Definiert man Θ_m als den Winkel zwischen \vec{k}_m und der Normale der Brechebene, so leitet sich mit der Phasengeschwindigkeit $v = \omega/k$ das Snell'sche Brechungsgesetz her:

$$k \sin \Theta = \text{konst.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sin \Theta}{v^{ph}} = \text{konst.} \quad (3.65)$$

Für das obige Beispiel in den isotropen Medien 1 und 2 sowie einer einfallenden, zwei reflektierten und zwei transmittierten Wellen wird (3.65) zu:

$$\frac{\sin \Theta_{El}}{v_{1l}} = \frac{\sin \Theta_{Rl}}{v_{1l}} = \frac{\sin \Theta_{Rt}}{v_{1t}} = \frac{\sin \Theta_{Tl}}{v_{2l}} = \frac{\sin \Theta_{Tt}}{v_{2t}}. \quad (3.66)$$

Für dieses Gesetz gibt es eine geometrische Deutung mithilfe von sogenannten "slowness surfaces", die besonders dann sehr nützlich wird, wenn die Phasengeschwindigkeiten in anisotropen Medien nicht mehr von der Ausbreitungsrichtung unabhängig sind [70].

Die Verteilung der Energie/Amplitude der einfallenden Welle auf die reflektierten und transmittierten Wellen lässt sich nur durch die Lösung des vollständigen Systems der Anschlußbedingungen berechnen. Da dies für den allgemeinen Fall sehr kompliziert ist, sollen hier nur einige Existenzüberlegungen und Spezialfälle betrachtet werden.

3.6.2 Existenzbedingungen für sekundäre Moden

In manchen Fällen ist es nicht notwendig, die Verteilung der Energie auf die sekundären Moden im Detail zu untersuchen, da manche von ihnen gar nicht auftreten können. Diese Situationen sind ähnlich der Totalreflexion von Licht unter flachen Winkeln.

3.6.2.1 Kritische Winkel

Betrachtet man nur zwei Wellen, eine einfallende (Θ_1, v_1) und eine reflektierte oder transmittierte zweite Welle (Θ_2, v_2) , und nimmt an, dass $v_2 > v_1$, so vereinfacht sich (3.66) zu

$$\Theta_2 = \text{asin} \left(\frac{v_2}{v_1} \sin \Theta_1 \right). \quad (3.67)$$

Da der Arcussinus nur dann ein reelles Ergebnis hat, wenn sein Argument zwischen -1 und +1 liegt, liefert ein gegebenes Geschwindigkeitsverhältnis v_2/v_1 eine Bedingung für den Einfallswinkel Θ_1

$$\sin \Theta_1 \leq \frac{v_1}{v_2}. \quad (3.68)$$

Ist diese Bedingung verletzt, so ist (3.67) für Θ_2 nicht lösbar und die zugehörige Welle kann nicht auftreten. (3.68) kann für jede eventuell auftretende Sekundärwelle aufgestellt werden.

Betrachtet man beispielsweise die Grenzfläche zwischen einem verbreiteten Werkstoff wie Aluminium und Vakuum (in den meisten Fällen kann die Existenz von Ultraschall in Luft vernachlässigt werden), so können neben der einfallenden nur die zwei reflektierten Wellenmoden vorhanden sein. Nimmt man eine einfallende transversal polarisierte Welle an sowie die Tatsache, dass für die meisten Materialien $v_T \approx 0,5 v_L$, so ergibt sich:

$$\sin \Theta_1 \leq \frac{v_T}{v_L} = 0,5; \quad (3.69)$$

für einen Einfallswinkel $\Theta_1 > \text{asin} 0,5 = 30^\circ$ findet also keine Modenkonzersion von transversal zu longitudinal statt. Da sich so durch Modenkonzersion erzeugte sekundäre Signale vermeiden lassen, vereinfacht sich die Ultraschallprüfung (bzw. die Interpretation der A-Scans) mit schräg eingeschallten Transversalwellen erheblich, wenn ein hinreichend flacher Winkel gewählt wird.

3.6.2.2 Komponenten von \vec{U}

Für die Überprüfung der Anschlussbedingungen muss die Polarisation \vec{U} der beteiligten Wellen in ihre Komponenten normal zur Grenzfläche und parallel zur Grenzfläche zerlegt werden. Nimmt man die Grenzfläche $z = 0$ und Wellenvektoren in der xz -Ebene ($k_y = 0$) an, so zerlegen sich die drei Moden, wie folgt:

Longitudinal:

$$\vec{U}_L = U_L \begin{pmatrix} \sin \Theta_L \\ 0 \\ \cos \Theta_L \end{pmatrix}. \quad (3.70)$$

Transversal, Polarisation parallel zur Grenzfläche ("SH" *shear horizontal*):

$$\vec{U}_{SH} = U_{SH} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.71)$$

Transversal, Polarisation in der xz -Ebene (“SV” *shear vertical*):

$$\vec{U}_{SV} = U_{SV} \begin{pmatrix} \cos \Theta_{SV} \\ 0 \\ \sin \Theta_{SV} \end{pmatrix}. \quad (3.72)$$

Eine Komponentenbetrachtung ergibt, dass die SH-Mode weder mit der Longitudinal- noch mit der SV-Mode Verschiebungskomponenten teilt. Deshalb ist eine Modenkonzersion der SH-Mode in eine der beiden anderen (und anders herum) unmöglich. L- und SV-Welle dagegen besitzen gemeinsame Polarisationskomponenten, und soweit (3.69) erfüllt ist, tritt bei jeder Interaktion mit einer Grenzfläche Modenkonzersion $SV \rightarrow L$ auf. Ist die einfallende Welle longitudinal, so ist die Existenzbedingung für jeden Winkel erfüllt, nur für $\Theta = 0$ ergeben (3.70) und (3.72) keine gemeinsamen Komponenten der Wellen: Es findet also keine Konversion statt.

3.6.3 Senkrechter Einfall ($\Theta = 0$)

Für diesen einfachsten Fall ohne Totalreflexion tritt nur die Mode auf, die die einfallende Welle bildet. Eine L-Welle teilt sich in eine reflektierte und eine transmittierte L-Welle auf. Die Unterscheidung von SH und SV-Wellen verschwindet bei senkrechtem Einfall, und transmittierte/reflektierte T-Wellen besitzen dieselbe Polarisation wie die einfallende.

Wenn eine Longitudinalwelle senkrecht von unten gegen die Grenzfläche $z = 0$ einfällt, so sind $\vec{k}^{(E)} = (0\ 0\ k_z)$ und $\vec{u}^{(E)} = (0\ 0\ u_z)$ parallel zur z -Achse. Einfallende, reflektierte und transmittierte Welle sind demnach vollständig beschrieben durch [68]:

$$\begin{aligned} u_z^{(E)} &= U_z^{(E)} e^{i(\omega t - k_z z)}, \\ u_z^{(R)} &= U_z^{(R)} e^{i(\omega t + k_z z)} = R \cdot U_z^{(E)} e^{i(\omega t + k_z z)}, \\ u_z^{(T)} &= U_z^{(T)} e^{i(\omega t - k'_z z)} = T \cdot U_z^{(E)} e^{i(\omega t - k'_z z)}. \end{aligned} \quad (3.73)$$

Die erste Anschlussbedingung aus (3.64) nimmt die Form $u_z^{(E)} + u_z^{(R)} = u_z^{(T)}$ an und führt mit (3.73) bei $z = 0$ zur ersten Bestimmungsgleichung für R und T :

$$1 + R = T. \quad (3.74)$$

In diese Bedingung fließen noch keine Materialeigenschaften der Medien 1 (E, R) und 2 (T) ein. Die zweite Anschlussbedingung bezieht sich auf σ_{33} (σ_3 in Ingenieursnotation), die einzige Komponente des Spannungstensors, die bei senkrechtem Einfall einer Longitudinalwelle nicht null ist:

$$\sigma_3^{(E)} = C_{33}^{(1)} \epsilon_3^{(E)} = C_{33}^{(1)} \frac{\partial}{\partial z} u_z^{(E)} = -ik_z C_{33}^{(1)} U_z^{(E)} e^{i(\omega t - k_z z)}, \quad (3.75)$$

für die beiden anderen Wellen analog. Die Bedingung $\sigma_3^{(E)} + \sigma_3^{(R)} = \sigma_3^{(T)}$ ergibt sich nach Kürzen des Exponentialterms und $U_z^{(E)}$ bei $z = 0$ als:

$$-ik_z C_{33}^{(1)} + ik_z C_{33}^{(1)} R = -ik'_z C_{33}^{(2)} T. \quad (3.76)$$

Mit der Identität $k_z^{(i)} C_{33}^{(i)} = \omega \rho_i v_i$ ergibt sich aus (3.74) und (3.76) für Reflexionsgrad und Transmissivität⁴:

$$R = \frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}, \quad T = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}. \quad (3.77)$$

Für den Übergang von Schall aus einem Medium in das nächste ist somit das Produkt der Phasengeschwindigkeit der jeweiligen Welle mit der Dichte des Mediums die relevante Größe. Deshalb wird hier in Analogie zur Wellenleitertheorie der Elektrodynamik die akustische Impedanz Z ,

$$Z := \rho v, \quad (3.78)$$

eingeführt, die in Rayleigh angegeben wird. Die typische Größenordnung der akustischen Impedanz liegt bei einigen Millionen Rayleigh, darum wird sie üblicherweise in MRayl angegeben: $1 \text{ MRayl} = 10^6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Tabelle 3.1 enthält die Kennwerte für einige Werkstoffe. Da es sich bei technischen Materialien meist nicht um Reinstoffe im Sinne der Chemie handelt, streuen die tatsächlichen Werte z. B. eines Kunststoffes bis zu 5 % um die Literaturwerte. Für ein komplexes Gemisch wie Beton kann bestenfalls ein Werteintervall angegeben werden.

Tabelle 3.1: Elastische Materialparameter einiger relevanter Werkstoffe

Werkstoff	Dichte	Schallgeschwindigkeit		Ak. Impedanz
	$\rho [kg/m^3]$	$v_L [m/s]$	$v_T [m/s]$	$Z = \rho v_L [\text{MRayl}]$
Aluminium	$2,7 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^3$	17
Stahl	$7,7 \cdot 10^3$	$5,9 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^3$	45
Wolfram ^a	$19 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	99
Beton ^b	$(2 - 3) \cdot 10^3$	$(3 - 5) \cdot 10^3$	$\sim 1,5 \cdot 10^3$	6 - 15
PMMA	$1,2 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	3,2
CFK ^c in Faserrichtung quer zur Faser	$(1,5 - 2) \cdot 10^3$	$(8 - 9) \cdot 10^3$	$(1,5 - 2) \cdot 10^3$	12 - 20
		$(2,7 - 3) \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	4 - 6
Keramiken	$(2 - 5) \cdot 10^3$	$(8 - 12) \cdot 10^3$	$(5 - 7) \cdot 10^3$	20 - 50
Wasser (20 °C)	$1,0 \cdot 10^3$	1483	-	1,5
PU-Hartschaum ^a	20 - 100	0,5 - 1,5		$10^{-2} - 10^{-1}$
Luft (20 °C) ^a	1,20	343	-	$4,13 \cdot 10^{-4}$

Werte selbst gemessen (^a), aus [71, 72, 73] (^b), [74] (^c), sonst aus [5];

Es sollen noch zwei Grenzfälle ohne Transmission betrachtet werden. Zum einen die Reflexion einer Welle an einem "offenen Ende", z. B. an der Grenzfläche Metall – Vaku-

⁴ R und T sind hier bezüglich der Auslenkungen \vec{u} definiert. In der Literatur finden sich auch Definitionen, die sich auf die Wellenpotentiale beziehen und bei denen aufgrund der zusätzlichen Ableitung eine Vorzeichenumkehr bei R auftritt.

um, die entweder durch $Z_2 = 0$ beschrieben werden kann oder auch durch die Anschlussbedingung $\sigma_3 = 0$. Es ergibt sich:

$$R_{\text{offen}} = \frac{Z_1 - 0}{Z_1 + 0} = 1. \quad (3.79)$$

Der andere Grenzfall ist die Reflexion an einem ‘‘unendlich dichten’’ und damit vollkommen unbeweglichen Medium. Die Randbedingung ist hier $u_z^{(E)} + u_z^{(R)} = 0$ oder $Z_2 \rightarrow \infty$. Es folgt:

$$R_{\infty} = \lim_{Z_2 \rightarrow \infty} \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} = -1. \quad (3.80)$$

In diesem Fall tritt also ein Phasensprung bzw. eine Amplitudenumkehr auf.

3.6.4 Freie Grenzfläche

Eine freie Grenzfläche ($x_3 = 0$) ist spannungsfrei mit den Randbedingungen

$$\sigma_{31} = 0, \quad \sigma_{32} = 0, \quad \sigma_{33} = 0. \quad (3.81)$$

Das Koordinatensystem lässt sich so wählen, dass die Wellenvektoren aller beteiligten Moden in der x_1x_3 -Ebene liegen. Das System ist bezüglich x_2 translationsinvariant, und somit verschwinden alle partiellen Ableitungen $\partial/\partial x_2$. Die Randbedingungen lassen sich mit (3.33) und (3.22) auch in den Verformungen \vec{u} ausdrücken:

$$\sigma_{31} = 0 \rightarrow \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right]_{x_3=0} = 0, \quad (3.82)$$

$$\sigma_{32} = 0 \rightarrow \left[\frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right]_{x_3=0} = 0, \quad (3.83)$$

$$\sigma_{33} = 0 \rightarrow \left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + \lambda \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right]_{x_3=0} = 0. \quad (3.84)$$

Es fällt auf, dass zwei der Gleichungen von u_1 und u_3 abhängen, aber nicht von u_2 , während die dritte, (3.83), nur von u_2 abhängt. Sie beschreibt eine horizontal polarisierte Transversalwelle, die nicht mit den beiden anderen Moden (longitudinal und vertikal-transversal) koppelt. Deshalb lässt sich leicht einsehen, dass die SH-Mode an der freien Grenzfläche totalreflektiert wird.

Interessanter ist die Reflexion einer Longitudinalwelle und ihre Teilkonversion in eine SV-Mode bzw. umgekehrt. Für beide ist $u_2 = 0$, und es ist vorteilhaft, die in (3.60) eingeführten Potentiale zu benutzen [68]:

$$u_1 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} - \frac{\partial \Psi_2}{\partial x_3}, \quad u_2 = 0, \quad u_3 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} + \frac{\partial \Psi_2}{\partial x_1}. \quad (3.85)$$

Nimmt man weiterhin aufgrund des Snell'schen Brechungsgesetzes an, dass die Komponenten der Wellenvektoren \vec{k} und \vec{k}' parallel zur Grenzfläche gleich ($\kappa_1 = k_1$) und in x_2 -Richtung null sind, folgt für die Potentiale:

$$\begin{aligned}\Phi &= A e^{i(k_1 x_1 + k_3 x_3 - \omega t)}, \\ \vec{\Psi} &= \vec{B} e^{i(k_1 x_1 + \kappa_3 x_3 - \omega t)}.\end{aligned}\quad (3.86)$$

Da in (3.85) von $\vec{\Psi}$ nur die x_2 -Komponente auftritt, wird im Folgenden der Index weggelassen ($\Psi = \Psi_2$). Setzt man Φ und Ψ in ihre Wellengleichungen (3.62) ein und differenziert noch nicht nach x_3 , so ergibt sich mit $k = \omega/c_l$ und $\kappa = \omega/c_t$:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} + (k^2 - k_1^2) \Phi = 0, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_3^2} + (\kappa^2 - k_1^2) \Psi = 0.\quad (3.87)$$

Diese Differentialgleichungen werden erfüllt von den allgemeinen Lösungen

$$\begin{aligned}\Phi &= (a_- e^{-ik_3 x_3} + a_+ e^{+ik_3 x_3}) e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}, \\ \Psi &= (b_- e^{-i\kappa_3 x_3} + b_+ e^{+i\kappa_3 x_3}) e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}.\end{aligned}\quad (3.88)$$

Um die Koeffizienten a_{\pm} und b_{\pm} ausrechnen zu können, müssen noch die Randbedingungen an die Potentialdarstellung angepasst werden. Mit (3.85) lässt sich die Randbedingung (3.82) umschreiben zu

$$\left[2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_3^2} \right]_{x_3=0} = 0,\quad (3.89)$$

die zweite Randbedingung (3.84) zu

$$\left[2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1 \partial x_3} \right) + \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} \right) \right]_{x_3=0} = 0.\quad (3.90)$$

Setzt man analog zu (3.87) die Potentiale (3.86) in die Randbedingungen (3.89, 3.90) ein, so erhält man mit

$$p = \frac{k_1^2 - \kappa^2/2}{k_1}$$

die neuen Randbedingungen

$$\left[\frac{\partial \Phi}{\partial x_3} + ip \Psi \right]_{x_3=0} = 0 \quad \text{und} \quad \left[\frac{\partial \Psi}{\partial x_3} - ip \Phi \right]_{x_3=0} = 0.\quad (3.91)$$

Einsetzen der Potentiale (3.88) in die Randbedingungen (3.91) ergibt zwei Bestimmungsgleichungen für die Amplituden a_{\pm} , b_{\pm} :

$$k_3(a_+ - a_-) + p(b_+ + b_-) = 0,$$

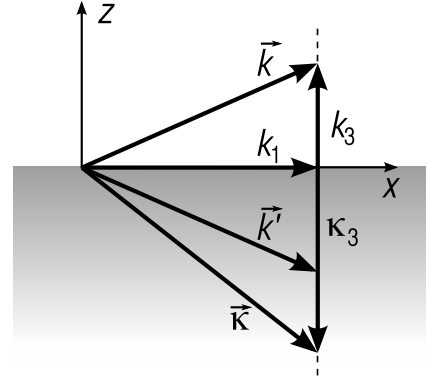


Abb. 3.5: Wellenvektor des einfallenden (k) und reflektierten (k') Skalarpotentials Φ , des Vektorpotentials Ψ (κ) sowie ihre Komponentenzerlegung.

$$\kappa_3(a_+ - a_-) + p(b_+ + b_-) = 0. \quad (3.92)$$

Dieses System gilt, wie auch (3.88), für die gleichzeitige Existenz von Longitudinal- und SV-Wellen an einer freien Grenzfläche. Betrachtet man z. B. eine einfallende L-Welle, so muss man den zugehörigen Term der nicht teilnehmenden Welle (hier: b_+) null setzen. Dann lassen sich die anderen Koeffizienten in Abhängigkeit von a_+ , k_3 , x_3 und p darstellen. Es ergibt sich der Reflexionskoeffizient der Longitudinalwelle (bezogen auf die Potentiale)

$$R_{ll} = \frac{a_-}{a_+} = \frac{k_3 \kappa_3 - p^2}{k_3 \kappa_3 + p^2} \quad (3.93)$$

sowie der Transformationskoeffizient für die Umwandlung der L- in die T-Mode an der Grenzfläche

$$R_{lt} = \frac{b_-}{a_+} = \frac{2k_3 p}{k_3 \kappa_3 + p^2}. \quad (3.94)$$

Bringt man über das Snell'sche Brechungsgesetz (3.66) und die Definition von k und κ die Einfallswinkel ins Spiel, so folgt

$$\sin \gamma = \frac{c_t}{c_l} \sin \Theta = \frac{k}{\kappa} \sin \Theta, \quad (3.95)$$

wobei Θ und γ die Winkel zwischen \vec{k} bzw. $\vec{\kappa}$ und der Flächennormale der Grenzfläche sind. Weiterhin gilt

$$\begin{aligned} k_1 &= k \sin \Theta = \kappa \sin \gamma, \\ k_3 &= k \cos \Theta, \quad \kappa_3 = \kappa \cos \gamma. \end{aligned} \quad (3.96)$$

Damit lassen sich (3.93) und (3.94) umformen zu

$$R_{ll} = \frac{\cos \Theta \tan^2(2\gamma) - \frac{c_l}{c_t} \cos \gamma}{\cos \Theta \tan^2(2\gamma) + \frac{c_l}{c_t} \cos \gamma} \quad \text{und} \quad R_{lt} = \frac{-2 \cos \Theta \tan(2\gamma)}{\cos \Theta \tan^2(2\gamma) + \frac{c_l}{c_t} \cos \gamma}. \quad (3.97)$$

Für eine einfallende Transversalwelle ($b_+ = 0$) ergibt sich analog:

$$R_{tt} = R_{ll} \quad \text{und} \quad R_{tl} = -\frac{c_l \cos \gamma}{c_t \cos \Theta} R_{lt}. \quad (3.98)$$

Reflexion und Modenkonzersion folgen also in Abhängigkeit der Winkel schon bei der freien Grenzfläche keinen einfachen Gesetzmäßigkeiten. Bei einer Grenzfläche zwischen zwei Medien, bis zu fünf beteiligten Moden und vollen Anschlussbedingungen in σ und \vec{u} sind sie noch erheblich komplizierter.

3.7 Grenzflächenwellen

Bisher wurde von ebenen Wellen ausgegangen, die unendlich ausgedehnt sind und vollständige Translationssymmetrie entlang der Wellenfronten besitzen. Unter geometrischen Einschränkungen, wie einer Grenzfläche, zwei parallelen Grenzflächen (Platte) oder noch stärkeren Einschränkungen (Stab), existiert jedoch eine Vielzahl zusätzlicher Moden. Sie werden im Englischen in Anlehnung an das Wort für Wellenleiter (“*wave guide*”) als *guided waves* oder *guided modes* bezeichnet und im Deutschen davon abgeleitet als geführte Wellen bzw. geführte Moden.

3.7.1 Inhomogene Wellen

Inhomogene Wellen sind in der Optik als evaneszente Wellen bekanntes. Nimmt man die Bedingungen aus dem Snell'schen Brechungsgesetz (3.65) und der Existenzbedingung (3.68) wörtlich, so kann bei einer hinreichend flach auf die freie Grenzfläche einfallenden SV-Transversalwelle ($\gamma > \text{asin } c_t/c_l$) keine weitere Mode mehr auftreten. Lässt man für den Zusammenhang (3.96) auch komplexe Lösungen zu, so erhält man für den im Reellen nicht lösbaren Fall $\sin \Theta > 1$:

$$k_1 > k, \quad k_3 = i|k_3| = \sqrt{k^2 - k_1^2} = i\kappa\sqrt{\sin^2 \gamma - (c_t/c_l)^2}. \quad (3.99)$$

Das resultierende \vec{k} ist trotz der Imaginärkomponente in z durchaus physikalisch sinnvoll, wenn man es in das Potential Ψ (3.86, 3.88) einsetzt ($a_+ = 0$):

$$\Phi = a_- e^{i(k_1 x_1 - i|k_3| x_3 - \omega t)} = a_- e^{i(k_1 x_1 - \omega t)} e^{-|k_3| x_3}. \quad (3.100)$$

Dies stellt eine Welle dar, die sich parallel zur Oberfläche mit $v = \omega/k_1$ ausbreitet und nur in Tiefenrichtung ($x_3 \rightarrow -\infty$) exponentiell gedämpft ist. Im oberen Halbraum ist sie definitionsgemäß nicht vorhanden.

Der Reflexionskoeffizient der Transversalwelle wird ebenfalls komplex, aus (3.98) folgt

$$R_{tt} = -\frac{p^2 - i|k_3|\kappa_3}{p^2 + i|k_3|\kappa_3}. \quad (3.101)$$

Es zeigt sich, dass $|R_{tt}| = 1$ ist und somit dargestellt werden kann als

$$R_{tt} = e^{-i\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \text{atan} \frac{2p^2|k_3|\kappa_3}{p^4 - |k_3|^2\kappa_3^2}. \quad (3.102)$$

Während die inhomogene Longitudinalwelle keinerlei Energie von der Grenzfläche wegtransportiert, hat die reflektierte Transversalwelle dieselbe Amplitude wie die einfallende, ist jedoch um α phasenverschoben. Da α frequenzabhängig ist, verändern anharmonische Wellen, z. B. Wellenpakete, bei Totalreflexion ihre Form.

3.7.2 Rayleighwellen

Analog zu Kap. 3.7.1 lassen sich die Gleichungen (3.93) - (3.98) auch ganz ohne einfallende Welle verwenden, um mit der Bedingung $R_{ul} = R_{tt} = 0$ die Möglichkeit einer unabhängigen Grenzflächenwelle zu untersuchen [68]. Als notwendige Bedingung folgt aus (3.93)

$$k_3\kappa_3 - p^2 = 0, \quad (3.103)$$

dargestellt als Funktion von k , κ und k_1 :

$$\sqrt{k^2 - k_1^2} \sqrt{\kappa^2 - k_1^2} - \frac{(2k_1^2 - \kappa^2)^2}{4k_1^2} = 0. \quad (3.104)$$

Besitzt diese Gleichung Lösungen k_1 , so beschreiben diese unabhängige inhomogene Wellen. Durch Substitution von $k = q\kappa$, $q = c_t/c_l < 1$ und $s = (\kappa/k_1)^2$ lässt sich (3.104) in eine algebraische Gleichung dritter Stufe in s umformen:

$$f(s) = s^3 - 8s^2 + 8(3 - 2q^2)s - 16(1 - q^2) = 0. \quad (3.105)$$

Ihre Lösungen s bezeichnet man als Rayleigh-Wurzeln. Da $f(0) = -16(1 - q^2) < 0$ und $f(1) = 1$, existiert mindestens eine reelle Lösung $0 < s_o < 1$, für die $k_{o1} > \kappa > k$ gilt. Daraus folgen rein imaginäre k_3 und κ_3 , die Wellenpotentiale ($\Psi = \Psi_2$) sind

$$\begin{aligned} \Phi &= ae^{i(k_{o1}x_1 - \omega t)} e^{|k_3|x_3} \\ \text{und } \Psi &= R_{tt}ae^{i(k_{o1}x_1 - \omega t)} e^{|\kappa_3|x_3}. \end{aligned} \quad (3.106)$$

Diese beiden Potentiale zusammen erfüllen die Wellengleichung und Randbedingungen der freien Grenzfläche. Die daraus abgeleitete Welle mit $\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{\nabla} \times \vec{\Psi}$ bezeichnet man als Oberflächenwelle oder, nach der theoretischen Vorhersage durch Lord Rayleigh [75], als Rayleighwelle. Sie kann nur als kombinierte Longitudinal- und SV-Transversalwelle existieren; jede Komponente für sich würde die Randbedingungen verletzen. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass in einer Grenzschicht, die sich elastisch vom Halbraum darunter unterscheidet, auch eine reine SH-transversale Oberflächenwelle existieren kann, die nach ihrem Entdecker Augustus Love (1863 - 1940) als Love-Welle bezeichnet wird [76]. Da sie jedoch mangels Normalkomponente der Grenzflächenbewegung nicht an Luftultraschall koppelt, wird sie hier nicht weiter ausgeführt.

Die Lösung $0 < s_o < 1$ der Bedingung (3.105), welche die Information über die Geschwindigkeit v_R der Rayleighwelle enthält, lässt sich im Allgemeinen nur näherungsweise ermitteln. Setzt man für $q = v_t/v_l$ die Zusammenhänge aus (3.51) und die Poissonzahl (3.38) ein, so erhält man folgende Näherungsformel [77]:

$$v_R = \frac{0,87 + 1,12\nu}{1 + \nu} v_t. \quad (3.107)$$

Wegen der Frequenzunabhängigkeit von (3.105) sind Rayleighwellen in homogenen Medien nicht dispersiv. Mit $0 < \nu < 0,5$ liegt die Oberflächenwellengeschwindigkeit immer im Intervall von 87 bis 96 % von v_t .

Mit $\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{\nabla} \times \vec{\Psi}$ (3.60) lassen sich aus (3.106) die tatsächlichen Bewegungsamplituden und ihre Tiefenverteilung in x -Richtung (Longitudinalanteil) und in z -Richtung (Scheranteil) berechnen [77]:

$$\begin{aligned} U_x &= ak_1 \left(e^{k_3x_3} - \frac{2k_3\kappa_3}{k_1^2 + \kappa_3^2} e^{\kappa_3x_3} \right) \sin(k_1x_1 - \omega t), \\ U_z &= ak_3 \left(e^{k_3x_3} - \frac{2k_1^2}{k_1^2 + \kappa_3^2} e^{\kappa_3x_3} \right) \cos(k_1x_1 - \omega t). \end{aligned} \quad (3.108)$$

Für die Amplitudenverteilung (Abb. 3.6, [78]) wurde die z -Koordinate auf die Rayleigh-Wellenlänge $\lambda_R = 2\pi/k_1$ normiert. Die Deformation senkrecht zur Oberfläche (U_z) besitzt ein Maximum knapp unter der Oberfläche und fällt dann mit zunehmender Tiefe

monoton ab, während U_x deutlich schneller abfällt, in einer Tiefe von etwa $0,2\lambda_R$ das Vorzeichen wechselt, um nach einem zweiten Extremum bei $z \approx 0,4\lambda_R$ gegen Null zu streben.

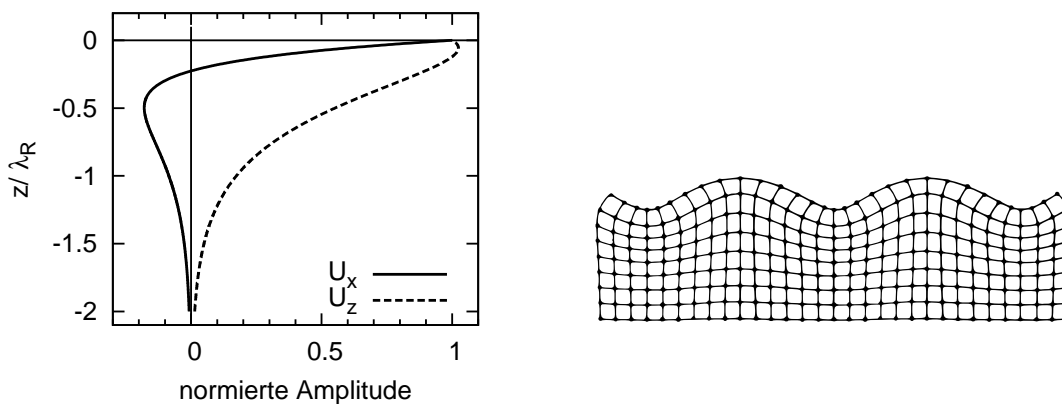


Abb. 3.6: Normierte Komponenten der Deformationsamplitude einer Rayleighwelle (links, $\nu = 0,2$) und ihre Darstellung als verschobene Massenpunkte bzw. deformiertes Gitter (rechts) [77].

3.7.3 Lambwellen

Etwas komplizierter als der Fall der geführten Welle an einer Grenzfläche ist der einer Welle, die zwischen zwei planparallelen Grenzen “eingesperrt” ist. Beispielsweise spaltet eine Longitudinalwelle, die sich mit Wellenvektor in der xz -Ebene einer Platte ausbreitet, bei jeder Reflexion eine SV-Mode ab, die wiederum L-Wellen erzeugt (s. Abb. 3.7). Es ist leicht einzusehen, dass dieses System aus Partialwellen nur dann einen stabilen Zustand (kollektive Mode der ganzen Platte) erzeugt, wenn die vielen Einzelwellen nach einer gewissen Zahl von Reflexionen wieder miteinander in Phase sind und konstruktiv interferieren. Aufgrund geometrischer Betrachtungen ließen sich die Bedingungen für

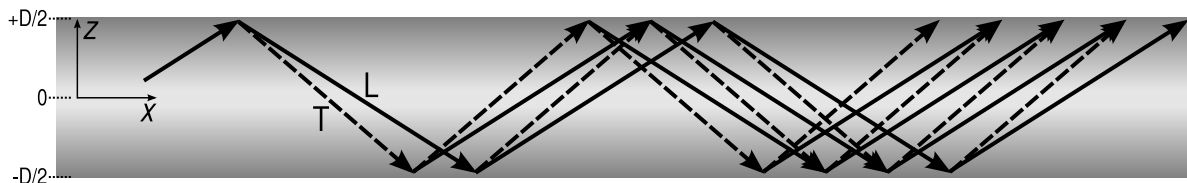


Abb. 3.7: Erzeugung von Longitudinal- und Transversalwellen durch Modenkonzersion in einer Platte.

die Winkel der Partialwellen bzw. der x - und z -Komponenten ihrer Wellenvektoren so aufstellen, dass sie die Existenz der Kollektivmode erlauben. Die Herleitung ist jedoch wesentlich kürzer, wenn sie durch Lösung der Wellengleichung für die Potentiale unter erweiterten Randbedingungen erfolgt, wie nun gezeigt wird.

Bei Translationssymmetrie in x_2 ist das Skalarpotential $\Phi(x_1, x_3, t)$ und das Vektorpotential $\vec{\Psi} = (0, \Psi(x_1, x_3, t), 0)$. Die bekannten Randbedingungen (3.89, 3.90) gelten nun für eine Platte der Dicke D an den Grenzflächen bei $x_3 = \pm D/2$. Weiterhin ist auch hier eine Übereinstimmung in der x_1 -Komponente der Wellenvektoren (k_1) anzunehmen, sodass die Potentiale mit den üblichen Bezeichnungen

$$k = \frac{\omega}{v_l}, \quad k_3 = \sqrt{k^2 - k_1^2}, \quad \kappa = \frac{\omega}{v_t}, \quad \kappa_3 = \sqrt{\kappa^2 - k_1^2}$$

und den bisher unbestimmten Koeffizienten $A_{1/2}$ und $B_{1/2}$ angesetzt werden können als:

$$\Phi = (A_1 \cos k_3 x_3 + A_2 \sin k_3 x_3) e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}, \quad (3.109)$$

$$\Psi = (B_1 \cos \kappa_3 x_3 + B_2 \sin \kappa_3 x_3) e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}. \quad (3.110)$$

Setzt man diese bei $x_3 = \pm D/2$ in die Randbedingungen ein, so erhält man folgendes System algebraischer Gleichungen für die Koeffizienten:

$$\begin{bmatrix} d_l \sin d_l & -iph \sin d_t & d_l \cos d_l & iph \cos d_t \\ -d_l \sin d_l & iph \sin d_t & d_l \cos d_l & iph \cos d_t \\ -iph \cos d_l & d_t \cos d_t & iph \sin d_t & d_t \sin d_t \\ -iph \cos d_l & d_t \cos d_t & -iph \sin d_t & -d_t \sin d_t \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \\ A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} = 0, \quad (3.111)$$

mit den Konstanten

$$h = D/2, \quad d_l = k_3 D/2, \quad d_t = \kappa_3 D/2, \quad p = (k_1^2 - \kappa^2/2)/k_1. \quad (3.112)$$

Das Gleichungssystem hat nur dann eine nichttriviale Lösung für $A_{1/2}$, $B_{1/2}$, wenn die Determinante der Matrix aus (3.111) null ist. Es ist hilfreich, die Matrix erst durch zeilenweise Addition und Subtraktion des ersten bzw. zweiten Zeilenpaares umzuformen zu

$$\begin{bmatrix} d_l \sin d_l & -iph \sin d_t & 0 & 0 \\ -iph \cos d_l & d_t \cos d_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d_l \cos d_l & iph \cos d_t \\ 0 & 0 & iph \sin d_l & d_t \sin d_t \end{bmatrix} \quad (3.113)$$

mit der Determinante

$$(d_l d_t \sin d_t \cos d_t + p^2 h^2 \cos d_l \sin d_t) \times (d_l d_t \cos d_t \sin d_t + p^2 h^2 \sin d_l \cos d_t) = 0. \quad (3.114)$$

Die Bedingung in (3.114) ist erfüllt, wenn einer der beiden Faktoren null ist. Daraus ergeben sich die zwei sogenannten Rayleigh-Lamb-Gleichungen (RLG), jede für einen Teil der Determinante:

$$d_l d_t \tan d_l + p^2 h^2 \tan d_t = 0, \quad (3.115)$$

$$d_l d_t \tan d_t + p^2 h^2 \tan d_l = 0. \quad (3.116)$$

Einsetzen von (3.112) in (3.115) und (3.116) ergibt für eine gegebene Frequenz ω eine oder mehrere Lösungen $k_1^{(i)}$. Ihre Zahl hängt für gegebene v_l und v_t vom Verhältnis von

ω und D ab - für bestimmte Werte von ansteigendem D tauchen neue Lösungen auf. Die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit $v_{Lamb}^{(i)} = \omega/k_1(\omega)$ einer bestimmten Mode von der Frequenz bezeichnet man als Dispersionsrelation. Sie ist nur durch numerische Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichungen (durch Nullstellensuche) zu berechnen. Dispersionsrelationen der a_o - und s_o -Mode (jeweils erste Lösung der 1. und 2. RLG) sind in Abbildung 3.8 für verschiedene Werte der Querkontraktionszahl ν dargestellt. Da bei Lambwellen Ähnlichkeitsgesetze für das Verhältnis D/λ_t gelten, wird v_{Lamb} über den Ausdruck $k_t D = Dv_t/\omega$ aufgetragen und auf v_t normiert. Während die Geschwindigkeit der symmetrischen Mode für $\omega \rightarrow 0$ asymptotisch gegen einen endlichen Grenzwert läuft, der etwas kleiner ist als v_l , fällt die der antisymmetrischen gegen null. Für hohe Frequenzen oder dicke Platten nähern sich beide der Geschwindigkeit der Rayleighwelle an.

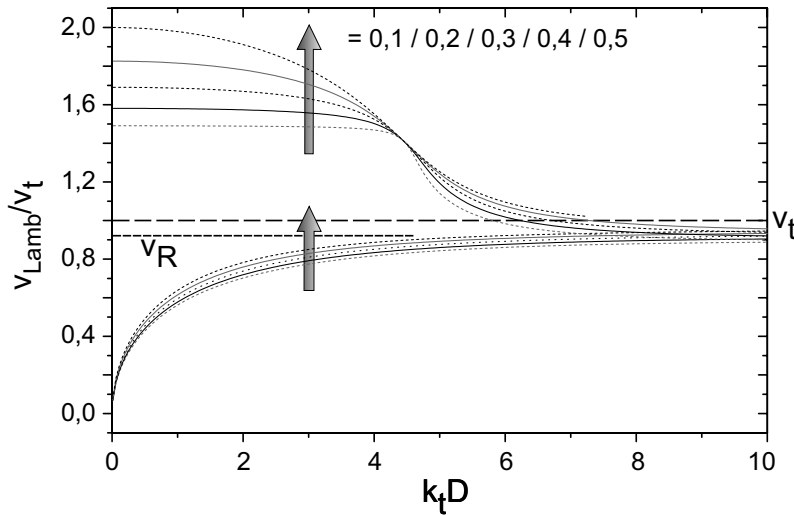


Abb. 3.8: Dispersionsrelation der Lamb-Moden nullter Ordnung, v_R für $\nu = 0,3$ [78].

Aus der jeweiligen Rayleigh-Lamb-Gleichung lassen sich die Koeffizienten der Potentiale und die Form der Bewegung in der Plattenwelle errechnen:

1. RLG: Symmetrische Moden. Setzt man (3.115) in die Matrix (3.113) und diese in (3.111) ein, so folgt sofort für die Koeffizienten

$$C_2 = D_1 = 0, \quad D_2 = iph \frac{\cos d_l}{d_t \cos d_t} C_1 \quad (3.117)$$

und daraus für die Potentiale

$$\Phi = C_1 \cos k_3 x_3, \quad \Psi = D_2 \sin \kappa_3 x_3, \quad (3.118)$$

wobei der zeit- und x_1 -abhängige Teil $e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}$ ausgelassen wurde. Aus den Potentialen folgt mit (3.85) für den x_3 -abhängigen Teil der Bewegungsamplituden

$$\begin{aligned} u_1 &= ik_1 C_1 \cos k_3 x_3 - \kappa_3 D_2 \cos \kappa_3 x_3, \\ u_3 &= -k_3 C_1 \sin k_3 x_3 - ik_1 D_2 \sin \kappa_3 x_3. \end{aligned} \quad (3.119)$$

Es zeigt sich, dass u_1 eine *gerade* Funktion in x_3 ist, d. h. $u_1(-x_3) = u_1(x_3)$, und u_3 eine *ungerade* ($u_3(-x_3) = -u_3(x_3)$). Dies bedeutet, dass die Bewegungsmoden, die sich als Lösung der ersten Rayleigh-Lamb-Gleichung (3.115) ergeben, bezüglich der $x_3=0$ -Ebene (Mittalebene der Platte) symmetrisch sind. Dementsprechend heißen sie symmetrische Plattenwellen und werden mit s_i bezeichnet, wobei der Index i ihre Ordnung bezeichnet – beginnend mit der Mode nullter Ordnung (s_o), die bereits bei sehr kleinen Frequenzen bzw. sehr dünnen Platten auftritt.

2. RLG: Antisymmetrische Moden. Analog lässt sich aus der zweiten RLG für Koeffizienten, Potentiale und Bewegungsamplituden ableiten:

$$C_1 = D_2 = 0, \quad D_1 = id_l \frac{\cos d_l}{ph \cos d_t} C_2, \quad (3.120)$$

$$\Phi = C_2 \sin k_3 x_3, \quad \Psi = D_1 \cos \kappa_3 x_3, \quad (3.121)$$

$$\begin{aligned} u_1 &= ik_1 C_2 \sin k_3 x_3 + \kappa_3 D_1 \sin \kappa_3 x_3, \\ u_3 &= k_3 C_2 \cos k_3 x_3 + ik_1 D_1 \cos \kappa_3 x_3. \end{aligned} \quad (3.122)$$

Offensichtlich ist hier u_1 ungerade und u_3 gerade in x_3 . D. h. diese Lösungen sind gerade antisymmetrisch bezüglich der Symmetrieebene der Platte. Die Deformationsmuster der Lamb-Moden nullter Ordnung (a_o , s_o) in Abb. 3.9 verdeutlichen die Bedeutung der Bezeichnungen symmetrisch und antisymmetrisch. Sie werden wegen ihrer Form auch als Biegewelle und Dehnwelle bezeichnet.

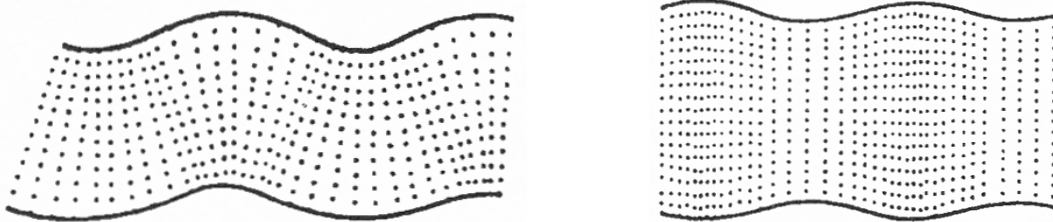


Abb. 3.9: Deformationsmuster der a_o - (links) und s_o -Mode (rechts) [67].

Für kleine Werte von $k_T D$, wenn also die Wellenlänge groß gegenüber der Plattendicke ist, lässt sich die Deformation einer a_o -Mode als reine Biegung der Platte beschreiben. Aus dieser Näherung folgt eine analytische Formel für die Dispersion [77]:

$$v_{a_o} = 4 \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\nu^2)}} \sqrt{\frac{\omega D}{2}}. \quad (3.123)$$

Diese Näherung mit einer Wurzelabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit vom Frequenz-Dicke-Produkt ergibt bis zu $k_T D \sim 2$ brauchbare Werte und erlaubt vor allem eine direkte Berechnung von Dicke oder E-Modul aus gemessenen Geschwindigkeiten.

Bei Moden höherer Ordnung spielt sich die Bewegung bevorzugt im Inneren der Platte ab, und sie koppeln nur schlecht an Luftultraschall. Deshalb soll im Folgenden nur auf die schon vorgestellten Moden nullter Ordnung eingegangen werden. Bei diesen nimmt bei niedrigen Frequenzen die ganze Plattendicke an der Verformung teil (s. Abb. 3.10), für großes $k_t D$ konzentriert sich die Wellenaktivität jedoch an den Plattenoberflächen. Dabei werden sich a_o - und s_o -Mode nicht nur in ihrer Geschwindigkeit (vgl. Abb. 3.8) immer ähnlicher, sondern auch in ihrem Deformationsmuster. Addieren sich die Normal- und In-Plane-Komponenten auf der einen Plattenseite gerade konstruktiv, wie in Abb. 3.10 (rechts) gezeigt, so löschen sie sich auf der gegenüberliegenden Seite aus. Für den Grenzfall $k_t D \rightarrow \infty$ ist diese kombinierte Mode nicht mehr von einer Rayleighwelle zu unterscheiden [70].

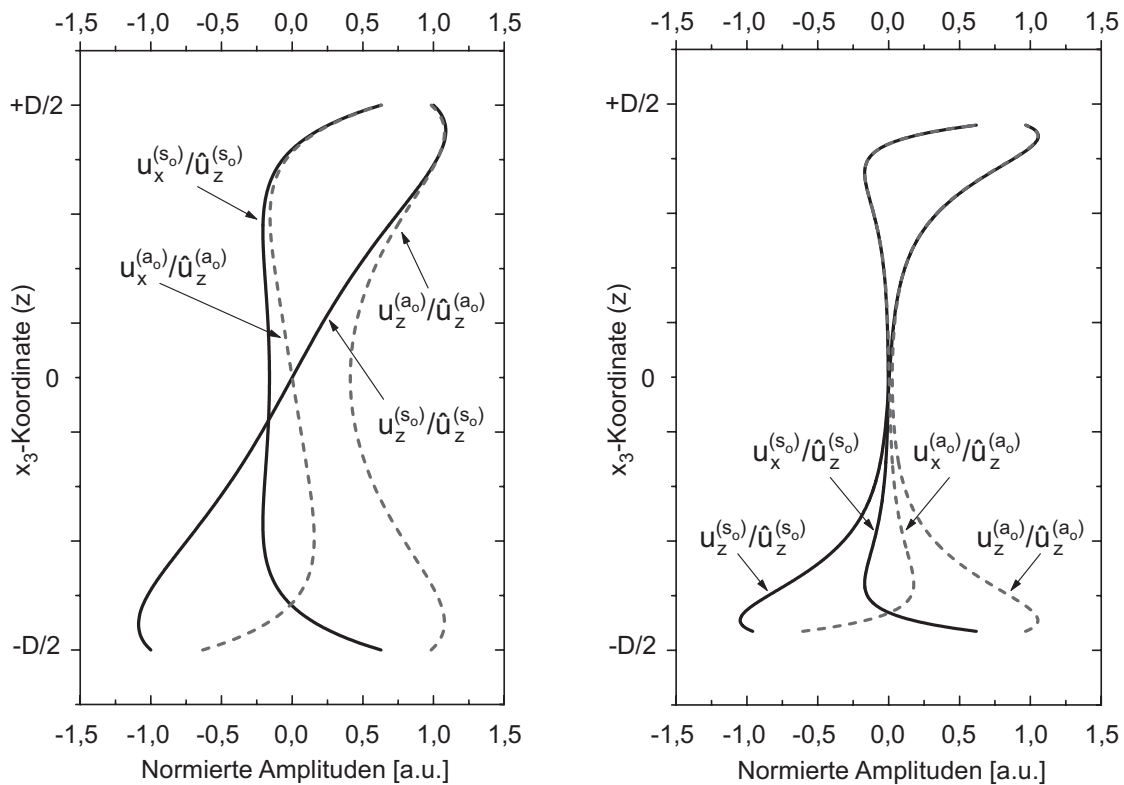


Abb. 3.10: Deformationsmuster der a_o - und s_o -Mode für eine mässig dicke ($k_t D = 12$, links) und eine dicke Platte ($k_t D = 30$, rechts), aus [78].

3.7.4 Rayleigh-artige Plattenwellen

Von besonderem Interesse ist der Fall einer Platte, die gerade so dick ist, dass der Unterschied zwischen v_{a_o} und v_{s_o} nur wenige Prozent beträgt. Dann lassen sich die beiden Moden nicht selektiv anregen oder detektieren. Aufgrund ihrer leicht verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeit entwickelt sich nach einer Strecke von einigen Wellenlängen eine Phasendifferenz zwischen den Moden, z. B. sind nach $\Delta x = \pi / (k_{a_o} - k_{s_o})$ die beiden Partialwellen gegenphasig. Sie löschen sich auf der Seite, auf der die Welle bisher zu sehen war, vollständig aus, während sich die Bewegungsamplitude auf die Rückseite verlagert [70]. Da die Amplitude periodisch (im Ort) zwischen den Seiten hin- und zurückverlagert wird, ähnelt der Vorgang einer Schwebung mit der örtlichen Periodizität (Schwebungswellenlänge)

$$\Lambda = \frac{2\pi}{k_{a_o} - k_{s_o}}. \quad (3.124)$$

Dieser Schwebungseffekt der rayleigh-artigen Welle spricht wesentlich empfindlicher auf den Übergang zwischen halbunendlichem Medium (Rayleighwelle) und Platte an als die quantitative Messung der eigentlichen Phasengeschwindigkeiten. Betrachtet man keine unendlichen Wellenzüge, sondern auf wenige Perioden beschränkte Pulse, so separieren die beiden Partialwellen nach einigen Λ vollständig und sind getrennt zu beobachten, sodass die Schwebung verschwindet.

Dieser Schwebungseffekt ist für die Ultraschall-ZfP insofern relevant, da sich der Wechsel der Energie zwischen den beiden Oberflächen für eine seitenselektive Prüfung einsetzen lässt (s. Kap. 5.1.6).

4 Spezielle Betrachtungen für Luftultraschall-ZfP

Die Übertragung der Ultraschallprüftechnik auf luftgekoppelten Ultraschall ist wegen der extremen Fehlanpassung der akustischen Impedanz Z besonders schwierig. Auf das spezielle Problem der Auskopplung von Ultraschallenergie aus Prüfköpfen mit ihrem piezokeramischen Wandlermaterial (hohes Z) in das Kopplungs- und Transportmedium Luft sowie die technischen Lösungsansätze wird in Kapitel 4.4.1 im Detail eingegangen.

In Kapitel 3.4 wurde für die Schallgeschwindigkeit eines Fluids die folgende Formel aus den hydrodynamischen Gleichungen hergeleitet:

$$v_{ph} = c = \sqrt{\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{S=\text{konst.}}}, \quad (4.1)$$

die für ein Gas umgeschrieben werden kann zu

$$v_{ph} = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}. \quad (4.2)$$

Das Verhältnis $\gamma = C_p/C_v$ der Wärmekapazität bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen wird als adiabatischer Index bezeichnet. Da sich Luft unter Laborbedingungen näherungsweise als ideales Gas beschreiben lässt, kann (4.2) mit der idealen Gasgleichung $pV = Nk_B T$ und der Dichtegleichung $\rho = Nm/V$ (k_B : Boltzmann-Konstante; N : Zahl der Moleküle in V ; m : (mittlere) Masse eines Moleküls; T : Temperatur in Kelvin) dargestellt werden als

$$v_{ph}^{(ideal)} = \sqrt{\gamma \frac{k_B T}{m}}. \quad (4.3)$$

Aus der statistischen Physik (Zahl der Freiheitsgrade) folgt für ein Gas aus zweiatomigen Molekülen (N_2 , O_2 etc.) $\gamma = 7/5 = 1,4$. Für Luft als Gemisch aus 79 % Stickstoff und 21 % Sauerstoff folgt die nur noch von der Temperatur in $^\circ\text{C}$ (T_c) abhängige Beziehung

$$v_a = 331 \frac{m}{s} \cdot \sqrt{1 + \frac{T_c}{273^\circ\text{C}}}. \quad (4.4)$$

Bei typischen Laborbedingungen (20°C , 1013 hPa) gelten für die Schallgeschwindigkeit und die akustische Impedanz

$$v_a = 343 \frac{m}{s} \quad \text{und} \quad Z_a = \rho v = 413 \frac{kg}{m^2 s} = 413 \text{ Rayl}.$$

Der Wert von Z_a ist um Größenordnungen von dem typischer Werkstoffe entfernt.

4.1 Reflexionsgrad

Wie in Kapitel 3.6.3 gezeigt, gilt bei der Reflexion einer Longitudinalwelle an der Grenzfläche zwischen den Medien 1 und 2:

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}, \quad T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}. \quad (4.5)$$

Setzt man beispielsweise für die Medien 1 Luft ($Z = 413 \text{ Rayl}$) und 2 einen Kunststoff wie PMMA ($Z = 3,2 \text{ MRayl}$) ein, so erhält man einen Reflexionsgrad von

$$R = -0,99974 = - (1 - 2,6 \cdot 10^{-4}).$$

Für die Transmission von Schall durch ein Werkstück gilt:

$$T_{tot} = T_{12} \cdot T_{21} = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2},$$

mit dem Pfad Luft–PMMA–Luft folgt: $T_{tot} = 5,1 \cdot 10^{-4}$. Es tritt also nur noch 0,05 % des einfallenden Schalls (bezogen auf die Bewegungsamplitude) auf der anderen Seite der Platte aus. Da die Leistung und Energie eines Ultraschallfeldes proportional zum Quadrat der Bewegungsamplituden sind [5], gilt für die Dämpfung

$$a = 10 \log_{10} \left[\frac{P'}{P_o} \right] \text{ dB} = 10 \log_{10} [(5,1 \cdot 10^{-4})^2] \text{ dB} = -65,9 \text{ dB}.$$

Die hier ausgeführte Rechnung der getrennten Behandlung zweier Grenzflächen ist nur dann zulässig, wenn der Ultraschallpuls kurz gegenüber der Plattendicke ist, eine Interferenz des im Inneren hin- und herreflektierten Schalls also ausgeschlossen werden kann.

4.2 Normaltransmission (NTM) durch eine dünne Platte

Ist die Platte dünn gegenüber der betrachteten Ultraschallpulslänge oder geht man von einem Dauerton aus, so können die beiden Grenzflächen nicht mehr unabhängig voneinander betrachtet werden: Dann muss das vollständige System aus einfallender, reflektierter und transmittierter Welle in Luft sowie der im Platteninneren hin- und herreflektierten Welle mitsamt den Anschlussbedingungen an den Plattenoberflächen untersucht werden. Bei senkrechtem Einfall einer Longitudinalwelle ergibt sich mit $m = Z_1/Z_2$ [79]:

$$T_{plate} = \left(1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 \left(D \frac{2\pi}{\lambda} \right) \right)^{-1}. \quad (4.6)$$

Dabei ist λ die Longitudinalwellenlänge in der Platte. Wenn man als zu prüfendes Medium wieder PMMA einsetzt ($Z_2 = 3,2 \text{ MRayl}$) und die Transmission als Funktion der Plattendicke (normiert auf die Wellenlänge in der Platte) aufträgt, so erhält man die Verläufe in Abb. 4.1 – dargestellt für Wasser ($Z = 1,5 \text{ MRayl}$) und Luft ($Z = 413 \text{ Rayl}$).

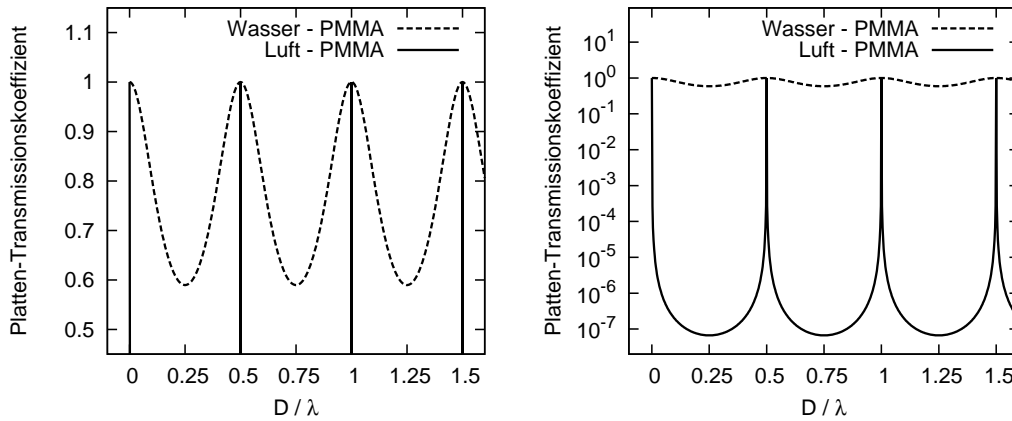


Abb. 4.1: Transmissionskoeffizient einer Platte in Luft bzw. Wasser in Abhängigkeit von der Plattendicke. Links in linearer, rechts in logarithmischer Darstellung.

Die Platte wird immer dann für den Ultraschall vollständig transparent (Totaltransmission), wenn sie sehr dünn ist ($D \ll \lambda$) oder ihre Dicke ein Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt. Dies entspricht der Anregung einer Dickenresonanz in der Platte bzw. einer stehenden Longitudinalwelle. Zwischen diesen Resonanzen fällt die transmittierte Amplitude im Fall eines guten Koppelmittels auf rund 60 % ab, mit Luft als Medium um fast sieben Größenordnungen.

Da das Transmissionsverhalten vom Verhältnis zwischen Plattenstärke und Wellenlänge abhängt, wirkt die Platte als Frequenzfilter – ein breitbandiger Ultraschallpuls wird bei Wasserankopplung leicht, bei Luftultraschall extrem auf die Durchlassfrequenzen reduziert. Mit der Geschwindigkeit v_L im Plattenmedium sind die bevorzugten Frequenzen

$$f = n \frac{v_L}{2D}, \quad n \in \{0, 1, 2, \dots\}. \quad (4.7)$$

In einer Plexiglasplatte mit einer Dicke von 6 mm werden in Normaldurchschallung nur Spektralbestandteile von $n \cdot 225$ kHz gut übertragen. Bei breitbandigen Signalen (typische Tauch- oder Kontakttechnikprüfköpfe besitzen eine Bandbreite von rund 30 - 60 %) wird die Form des Ultraschallpulses durch die Filterwirkung verzerrt. Die grundsätzliche Anwendbarkeit der Ultraschallprüfung ist davon jedoch nicht gefährdet. Luftultraschallprüfköpfe sind aus später dargelegten Gründen (s. Kap. 4.4.1) in der Regel sehr schmalbandig (≤ 5 % Bandbreite). Es kann also durchaus der Fall auftreten, dass sich innerhalb der Bandbreite des Signals keine Durchlassfrequenz der Probe findet und eine Luftultraschallprüfung in Normaldurchschallung unmöglich ist. In der Praxis ist die Durchlassbedingung aufgrund des räumlich eingeschränkten Schallfeldes (nicht-senkrechte Feldanteile etc.) etwas aufgeweicht. Zudem wird oft in der Nähe des nullten Maximums ($D \ll \lambda$) gearbeitet.

Interessanterweise ist (4.6) invariant gegenüber eines Austauschs $m \leftrightarrow m^{-1}$. Der zweite Fall entspricht der Transmission durch einen Luftspalt einer gegebenen Dicke im Inneren eines Körpers – auch der Spalt wird bei bestimmten Dicken für den Schall unsichtbar.

Dies ist einer der Fälle, die ein Ausweichen auf andere Wellenmoden nahelegen, z. B. Transversalwellen in Kontakttechnik oder Rayleigh-/Lambwellen bei oberflächennahen Ablösungen.

4.3 Modenkonzersion bei Schrägeinschallung

Das Problem der schlechten Kopplung von Luftultraschall zum Prüfobjekt lässt sich auf verschiedene Wege angehen. Die Durchlässigkeit einer Platte nach (4.6) ist – nach Verfügbarkeit – durch Wahl eines geeigneten Prüfkopfes zu nutzen. Eine hinreichend große Zahl von Messfrequenzen vorzuhalten, stellt jedoch einen erheblichen Aufwand dar. Zudem sind Ergebnisse, die mit unterschiedlichen Prüfköpfen erzielt worden sind, nicht unbedingt vergleichbar. Für die ZfP-Praxis geeigneter ist die Kopplung in andere Wellenmoden, von denen hier Lambwellen in Platten sowie Rayleighwellen an der Grenzfläche dicker Körper betrachtet werden sollen.

Fällt eine Luftultraschallwelle der Wellenlänge λ_a unter einem Winkel Θ auf eine Grenzfläche, so erzeugt sie dort eine Druckverteilung mit einer Periodizität $\Lambda = \lambda_a / \sin \Theta$ (vgl. Abb. 4.2). Existiert an der Grenzfläche eine geführte Mode mit $\lambda_g = \Lambda$, so wird diese vom Anregungsmuster an der Grenze kohärent angeregt. Mit den Geschwindigkeiten der Welle in Luft (v_a) und der geführten Welle (v_g) ergibt sich folgende Bedingung (‘‘Koinzidenzbedingung’’) für die resonante Kopplung [80]:

$$\sin \Theta = \frac{v_a}{v_g}. \quad (4.8)$$

Diese Gleichung ist äquivalent zu (3.65) mit $\Theta' = 90^\circ$. Da $|\sin \Theta| \leq 1$ gilt, kann (4.8) nur erfüllt werden, wenn die Geschwindigkeit v_g der geführten Mode (z. B. einer Rayleighwelle) größer ist als v_a , also als die der Longitudinalwelle im Koppelmedium. So ist die Verwendung der Schrägeinschallung mit geführten Moden und Wasserkopplung

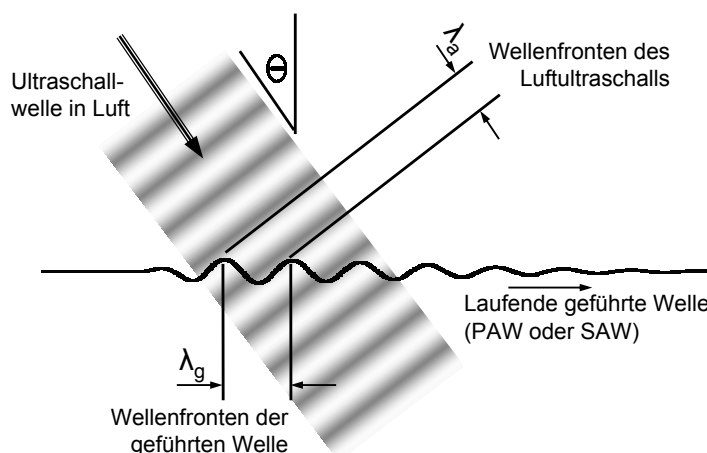


Abb. 4.2: Geometrische Darstellung der Resonanzbedingung für Modenkonzersion bei Schrägeinschallung.

zur Prüfung metallischer Werkstücke seit langem bekannt [77]. Bei akustisch langsamen Materialien, wie den meisten Kunststoffen ($v_R \approx 1 - 1,5 \text{ km/s}$), ist jedoch ein ebenfalls langsames Koppelmedium erforderlich: Luft. Hier liegt die Bedeutung von Luftultraschall für die ZfP polymerer Werkstoffe.

4.3.1 Analytische Betrachtung: Transmissionsgrad T_{13}

Die Darstellung der Lambwelle als unabhängige kollektive Mode einer Platte ist zwar suggestiv, für eine quantitative Berechnung der Kopplungseffizienz aber nicht hilfreich. Dafür ist es nötig, sie als Kombination von im Platteninneren resonant hin- und herreflektierten L- und T-Wellen zu betrachten, die die Transmission einer Welle durch die Platte hindurch begünstigt. Ist das umgebende Medium eine Flüssigkeit oder ein Gas, so können in diesem nur Longitudinalwellen auftreten. Eine Schallwelle fällt aus dem Fluid (Medium 1 und 3, vgl. Abb. 4.3) unter dem Winkel Θ_1 auf die Platte (Medium 2) ein und wird teilweise ins Medium 3 transmittiert. Die Winkel $\Theta_{1/2/3}$ bezeichnen den Winkel zwischen der Longitudinalwelle im Medium 1/2/3 und der z -Achse, der Winkel γ_2 den der Transversalwelle im Medium 2. Die fluidischen Halbräume zeichnen sich durch ihre Dichte ρ_1, ρ_3 und L-Wellengeschwindigkeiten v_{1l}, v_{3l} aus, die Platte mit der Dichte ρ_2 trägt L- und T-Wellen (v_{2l}, v_{2t}). Nun lassen sich entweder die Grenzflächen

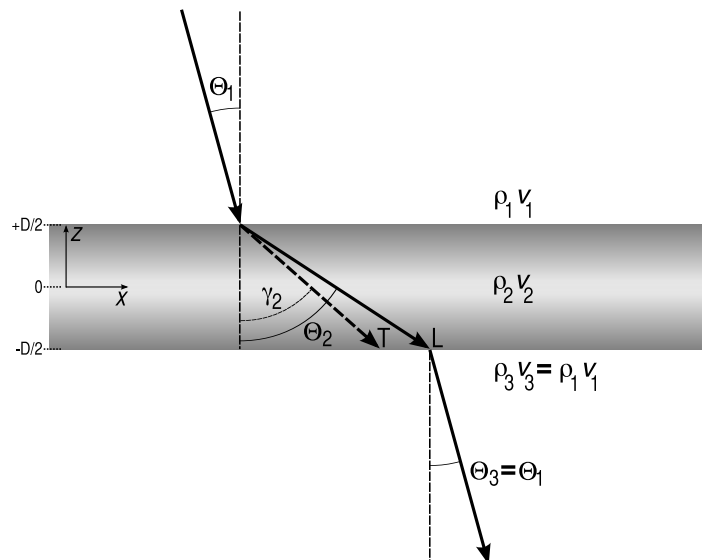


Abb. 4.3: Platte (2), umgebendes Medium (1, 3) und Winkel der Schallwelle.

1-2 und 2-3 getrennt betrachten (Reflexionsgrade, Modenkonversion) und die Reihe der hin- und herreflektierten Wellen aufaddieren oder das volle System der allgemeinen Wellenpotentiale mit ihren Randbedingungen aufstellen. Beide Ansätze führen zum gleichen Ergebnis des Transmissionskoeffizienten T_{13} als Funktion des Einfallswinkels (Θ_1). Wenn sich in den Halbräumen 1 und 2 dasselbe Medium befindet ($\rho_1 = \rho_3, v_{1l} = v_{3l}, \Theta_1 = \Theta_3$), ergibt sich [79]:

$$T_{13}(\Theta_1) = \frac{2N}{2M + i(N^2 - M^2 + 1)^2}, \quad (4.9)$$

mit N , M :

$$\begin{aligned} N &= \frac{Z_{2l} \cos^2(2\gamma_2)}{Z_1 \sin P} + \frac{Z_{2t} \cos^2(2\gamma_2)}{Z_1 \sin Q}, \\ M &= \frac{Z_{2l}}{Z_1} \cos^2(2\gamma_2) \cot P + \frac{Z_{2t}}{Z_1} \sin^2(2\gamma_2) \cot Q, \end{aligned} \quad (4.10)$$

den erweiterten Impedanzen $Z_1 = Z_3$, Z_{2l} und Z_{2t} :

$$Z_1 = \frac{\rho_1 v_{1l}}{\cos \Theta_1}, \quad Z_{2l} = \frac{\rho_2 v_{2l}}{\cos \Theta_2}, \quad Z_{2t} = \frac{\rho_2 v_{2t}}{\cos \gamma_2}, \quad (4.11)$$

und zuletzt den Geometriefaktoren P und Q , die als einzige die Plattendicke D enthalten und diese über die Schallgeschwindigkeiten ins Verhältnis zu den Wellenlängen setzen:

$$P = \frac{\omega D}{v_{2l}} \cos \Theta_2, \quad Q = \frac{\omega D}{v_{2t}} \cos \gamma_2. \quad (4.12)$$

Abbildung 4.4 zeigt den Verlauf des Transmissionsfaktors in Abhängigkeit vom Einfallswinkel Θ_1 für eine PMMA-Platte in Luft (Dicke 1 mm) und eine Aluminiumplatte in Wasser (6 mm). Die numerischen Berechnungen wurden aufbauend auf der Arbeit von A. Krug [78] in Matlab durchgeführt. Die dafür ausgewählten Materialkonstanten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Plattenstärken sind so gewählt, dass der qualitative Verlauf genug Ähnlichkeit zeigt und somit der extreme Unterschied der absoluten Werte deutlich wird. In allen Kurven zeigen sich ausgeprägte Peaks mit $T_{13} \rightarrow 1$; es tritt Totaltransmission auf. Im Fall von Luft als Umgebungsmedium sind dies die einzigen Stellen,

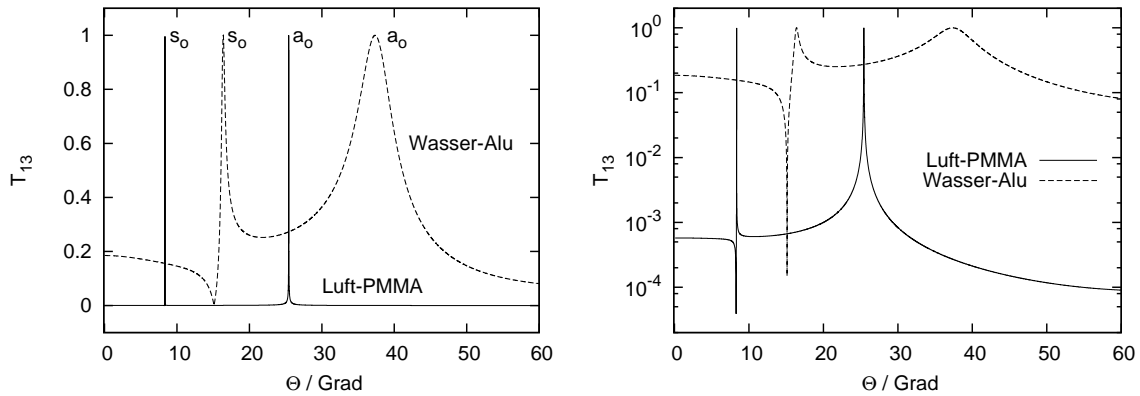


Abb. 4.4: T_{13} nach (4.9) für 200 kHz, 1 mm PMMA in Luft und 6 mm Aluminium in Wasser. Links linear, rechts logarithmisch skaliert.

Tabelle 4.1: Materialkonstanten für die Transmissionsberechnung

	Luft	PMMA	Wasser	Aluminium
$\rho / \text{kg/m}^3$	1,2	1180	1000	2700
$v_l / \text{m/s}$	343	2700	1480	6300
$v_t / \text{m/s}$	-	1378	-	3100

an denen sich T_{13} signifikant von Null unterscheidet. Weicht man vom Resonanzwinkel ab, so fällt die Kopplung sehr schnell um mehrere Größenordnungen ab.

4.3.2 Weitere Anwendung der Transmissionsrechnung

Die Peaks in Abbildung 4.4 korrespondieren mit der Anregung von Plattenwellen, hier der s_o - und a_o -Mode, wie in der Abbildung markiert. Ändert man die Frequenz des Ultraschalls (oder die Plattendicke), ohne die anderen Größen zu variieren, so verschiebt sich das jeweilige Maximum (s. Abb. 4.5, links). Aus dem Winkel, bei dem Totaltransmission auftritt, lässt sich mit (4.8) die Geschwindigkeit der Mode ausrechnen. Dies erlaubt eine alternative Berechnung der Dispersionskurven, die ohne numerische Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichungen (3.115, 3.116) auskommt (Abb. 4.5, rechts).

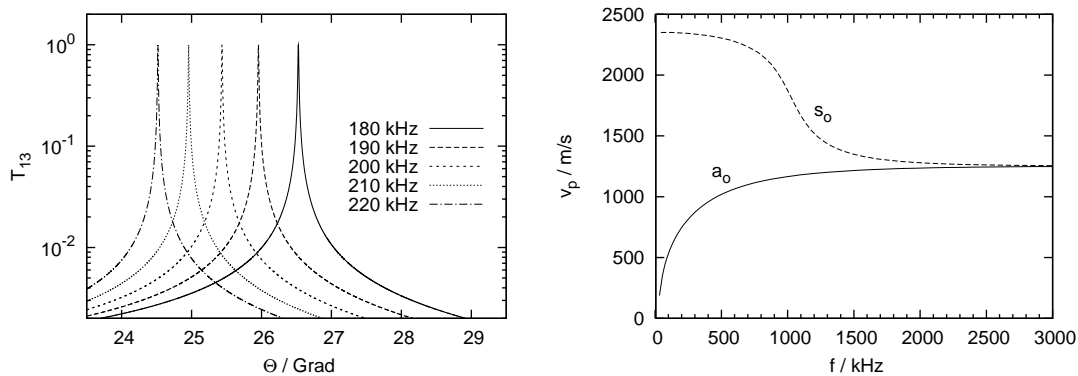


Abb. 4.5: Transmissionskurven (a_o -Peak) bei verschiedenen Ultraschallfrequenzen (links) und über die Peak-Auswertung berechnete Dispersionskurven der a_o - und s_o -Mode (rechts), berechnet für 1 mm PMMA in Luft.

Mit einem üblichen Desktop-Computer lässt sich heute sogar die ganze “Landschaft” der Transmission $T_{13}(\Theta, k_T D)$ berechnen und graphisch darstellen (s. Abb. 4.6). Jeder Höhenzug entspricht hier der Verschiebung einer Lamb-Mode mit der Frequenz des Ultraschalls (bzw. des Faktors $k_T D$). Auch das Auftreten neuer Moden beim Überschreiten bestimmter Grenzwerte von $k_T D$ ist gut zu erkennen. Die Berechnung der rund fünf Millionen T_{13} -Werte zur Erzeugung der Graphiken nimmt auf einem Pentium-4-Computer einige Stunden in Anspruch. Die hohe Auflösung ist notwendig, da die Transmissionsmaxima sehr scharf sind und nur bei feiner Koordinatenraasterung überhaupt erfasst werden.

4.3.3 Kopplung bei kompaktem Schallfeld

Ist das Schallfeld der einfallenden Welle räumlich eingeschränkt, wie es in der Ultraschall-ZfP der Fall und in Abbildung 4.2 angedeutet ist, so wird die Koppelbedingung aufgeweicht. Leicht einzusehen ist dies, wenn man einen Extremfall ansetzt: Ein infinitesimal schmales Schallbündel, das unabhängig vom Einfallswinkel nur eine Punktquelle

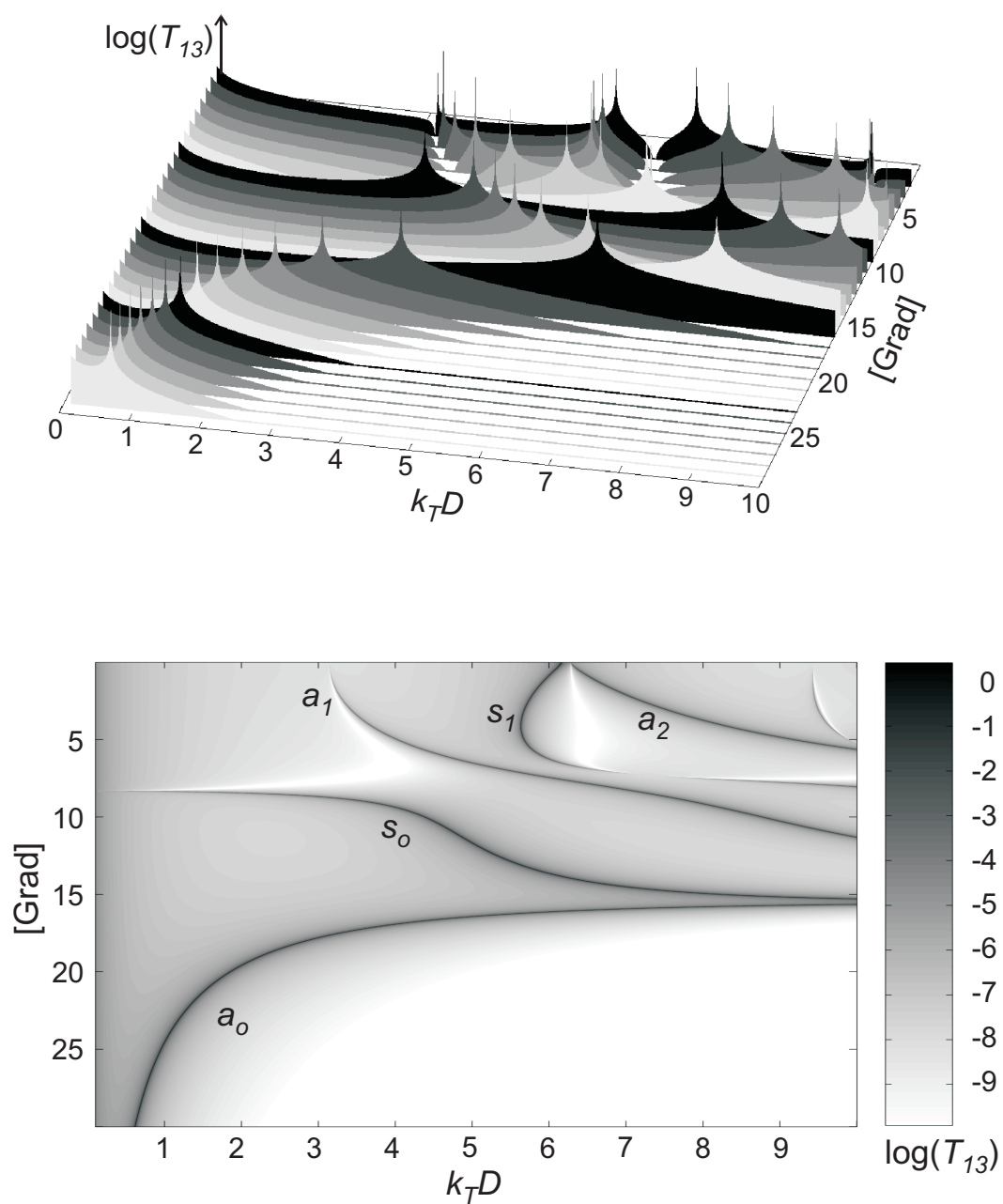


Abb. 4.6: “Landschaft” der Transmission $T_{13}(\Theta, k_t D)$ berechnet für PMMA in Luft. Dickennormierte Frequenzabhängigkeit über $k_T D = \omega/v_t D$. Oben: Spuren für ausgewählte Werte von Θ . Unten: Werte von T_{13} grauwertkodiert in logarithmischer Darstellung, nach unten bei $\log(T_{13}) = -10$ abgeschnitten.

darstellt, wird unselektiv in die verschiedenen Moden im Medium 2 koppeln. Bei einem endlichen ausgedehnten Schallfeld, das von seiner Druckverteilung resonant in eine geführte Mode koppelt, wächst deren Amplitude mit zunehmender Wechselwirkungsstrecke an und strahlt dabei auf beiden Seiten auch wieder Luftschall ab. Ein unbegrenztes Anwachsen wird selbst bei starker Kopplung dadurch verhindert, dass die Abstrahlung der Welle proportional zu ihrer eigenen Amplitude ist – es tritt also Sättigung auf. Dabei ist der auf der Anregungsseite abgestrahlte Ultraschall gegen den direkt reflektierten um π phasenverschoben, sodass beide destruktiv wechselwirken. Erreichen beide bei sehr langer Wechselwirkungsstrecke dieselbe Intensität, so löschen sie sich vollständig aus. Es wird nur noch auf der abgewandten Seite abgestrahlt, und der Zustand der Totaltransmission eines unendlichen Schallfeldes ist erreicht.

Ein endlich ausgedehnter Luftultraschallstrahl, der schräg auf eine Oberfläche fällt, erzeugt dort eine definierte, zeitlich modulierte Druckverteilung. Um die Kopplungseffizienz zu quantifizieren, muss man den Gehalt dieser Druckverteilung an Ortsfrequenzen betrachten, die zu denen der Moden im Festkörper passen, also den Wellenlängen der betrachteten Plattenwelle. Für einen Anregungsstreifen der Breite W (Translationsinvarianz in y) lässt sich das Problem als eindimensionale Druckverteilung darstellen [57]:

$$E(x) = \Pi(x) \sin[(k_{air} \sin \Theta)x], \quad (4.13)$$

mit der Fensterfunktion

$$\Pi(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } |x| < b/2 \\ 1/2 & \text{für } |x| = b/2 \\ 0 & \text{für } |x| > b/2 \end{cases}$$

und der lateralen Ausdehnung des über die Oberfläche gestreckten Schallfeldes $b = W \cos \Theta$. Die Fouriertransformierte dieses Anregungsmusters ist

$$F(k) = \frac{b \sin [(k_{air} \sin \Theta - k) b/2]}{(k_{air} \sin \Theta - k) b/2}. \quad (4.14)$$

Einer gegebenen geführten Mode entspricht genau ein Wert k . Somit ist die Energie, die in diese Mode eingekoppelt werden kann, abhängig von Θ proportional zu einer Funktion $F_k(\Theta)$. Nimmt man eine Ultraschallfrequenz in Luft von 400 kHz ($k_{air} = 7,4 \text{ mm}^{-1}$) und eine recht dicke PMMA-Platte ($v_p \rightarrow v_{SAW}$, $k = 1,8 \text{ mm}^{-1}$) an, so ergeben sich die in Abbildung 4.7 gezeigten Kopplungsfaktoren. Es zeigt sich, dass bei kompaktem Anregungsfeld auch für Winkel $\Theta \neq \Theta_o$ Kopplung stattfindet. Je kleiner das Schallfeld ist, desto verschmierter ist die Kopplungsresonanz. Ist das Schallfeld sehr groß ($b \rightarrow \infty$), so strebt die Verteilung gegen eine Deltafunktion. Solange b jedoch endlich ist, verteilt sich die Energie auf ein Spektrum von Ortsfrequenzen, und die Kopplung bleibt unscharf.

Für die Luftultraschallprüfung mit geführten Moden bedeutet dies, dass immer ein Kompromiss zwischen Ortsauflösung und Modenselektivität eingegangen wird. Ein ausgedehntes homogenes Feld, das für die selektive Kopplung ideal wäre, ist für eine scannende Luftultraschall-ZfP kaum geeignet. Auf der anderen Seite sind schmale Schallfelder

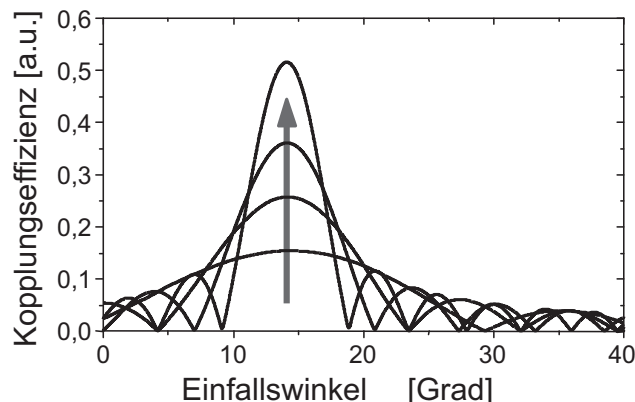


Abb. 4.7: Kopplungseffizienz eines in y -Richtung begrenzten Schallstrahls für die Schallstrahlbreiten $W = 3, 5, 7, 10 \text{ mm}$ (in Pfeilrichtung).

(z. B. im Brennpunkt eines fokussierten Prüfkopfs) automatisch nur schwach modenselektiv, sie besitzen also eine gewisse Winkeltoleranz. Fallen mehrere Moden von geführten Wellen in die Toleranzbandbreite des Schallfeldes, so werden sie alle angeregt, und die Messung wird durch die Interaktion dieser Moden beeinflusst. Dies kann auch gezielt ausgenutzt werden, um mit diesen Superpositionsmoden zu arbeiten (z. B. rayleigh-artige Plattenwellen als Kombination aus s_o - und a_o -PAW, vgl. Kap. 3.7.4 und 5.1.6).

4.4 Apparative Ausstattung

Ein Luftultraschallprüfsystem besteht unabhängig davon, welche Welle im Werkstoff zur Messung verwendet wird, aus den folgenden Komponenten in der Reihenfolge des Signalpfades:

- Pulser
- Prüfköpfe
- Eingangsverstärker und Bandpassfilter
- AD-Wandler
- Datenerfassungs- und Steuereinheit
- Schrittmotorgetriebener Mehrachsscanner

Dieses System unterscheidet sich nur unwesentlich von einem zur konventionellen Ultraschallprüfung. Das Besondere ist die Wahl von Luft als Koppelmedium, die darauf optimierten Prüfköpfe sowie an deren Anforderungen angepasste Elektronikkomponenten. In dieser Arbeit wurde ein vom Ultrasound Institute (Kaunas University, Litauen) entwickeltes System in eine bestehende Scananlage integriert und in Betrieb genommen.

Alle Analogkomponenten mit Ausnahme der ersten Empfangsverstärkerstufe sind in einem Gehäuse zusammengefasst und über USB 2.0 an den Steuerrechner angeschlossen (Abb. 4.8).

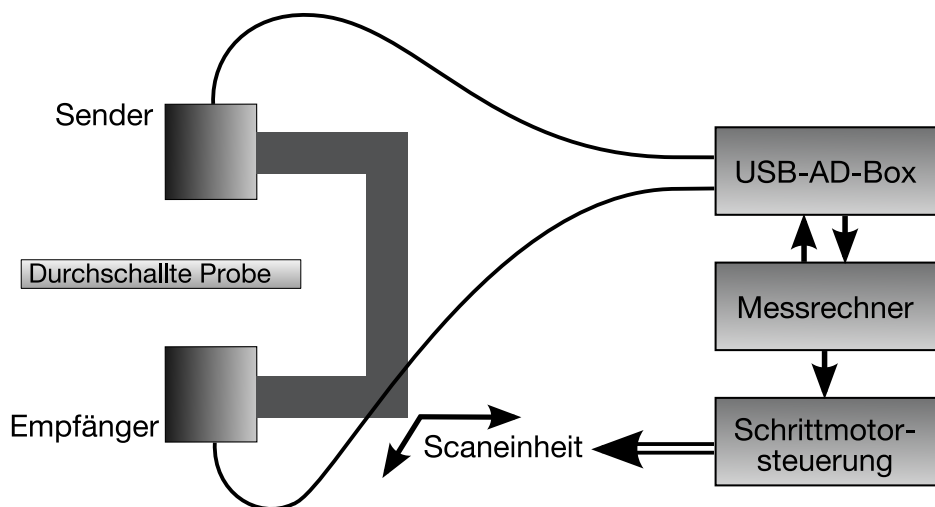


Abb. 4.8: Komponenten eines Luftultraschallprüfsystems.

4.4.1 Luftultraschallprüfköpfe

Für die Luftultraschall-ZfP steht im Wesentlichen das Frequenzband zwischen 20 kHz und 1 MHz zur Verfügung. Die untere Grenze wird durch die menschliche Hörgrenze gesteckt, da im Luftultraschall durchaus Schalldrücke weit jenseits der 100 dB auftreten, die bei einem Einsatz im hörbaren Bereich zu einer sofortigen Schädigung des Gehörs führen würden. Zu hohen Frequenzen hin begrenzt die zunehmende Dämpfung des Ultraschalls in Luft das nutzbare Spektrum. Im niedrigen Ultraschallbereich sind die zugehörigen Wellenlängen für die üblichen Prüfprobleme zu groß, somit reduziert sich das genutzte Spektrum weiter, typischerweise auf etwa 100 - 500 kHz.

Das zentrale Problem des LUS-Prüfkopfdesigns im Vergleich zur Tauchtechnik ist der außergewöhnlich große Impedanzunterschied zwischen hocheffizienter Piezokeramik (z. B. Blei-Zirkonium-Titanat (PZT), $Z = 30 - 32 \text{ MRayl}$) und Luft ($Z = 0,0004 \text{ MRayl}$). Um trotzdem noch ausreichende Signalqualität zu erreichen, sind im Prüfkopfbau folgende Maßnahmen üblich:

- Impedanzsenkung des Piezomaterials: Während Polymere und Schäume mit piezoartigen Eigenschaften auf einigen Gebieten durchaus eine Alternative zu Keramiken darstellen, konnten sie sich im Bereich der Luftultraschallprüfung bislang nicht durchsetzen. Eine Lösung zur Reduktion der akustischen Impedanz, die aus der Entwicklung optimierter Tauchtechnik-Prüfköpfe stammt, ist sogenannter Piezo-composite [81, 14]. Diese Metamaterialien bestehen aus dünnen Stäbchen einer Piezokeramik (aktive Phase), die in eine weiche und leichte Matrix (passive Phase,

z. B. Epoxidharz, Silikongummi) eingebettet sind (Abb. 4.9). So entsteht ein piezoaktives Material mit einer gemittelten akustischen Impedanz unter 10 MRayl.

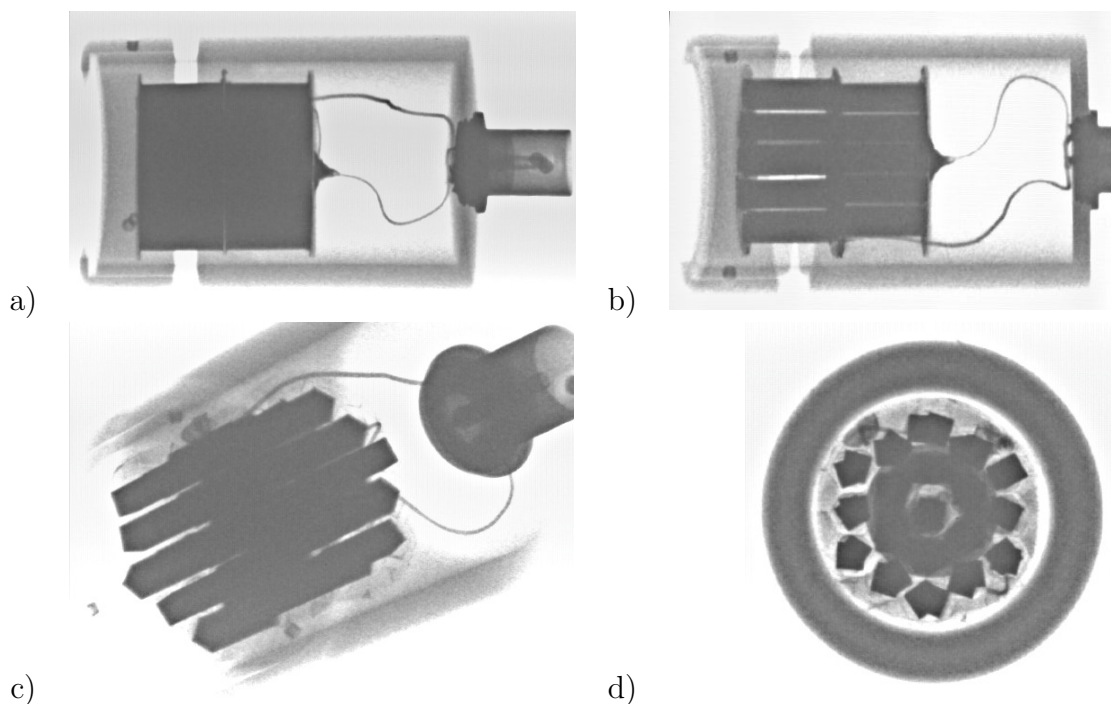


Abb. 4.9: Röntgenbilder des Ultrason “NCG50-D25-P76” (50 kHz) von der Seite (a, b), von schräg hinten (c) und in axialer Richtung (d). Zu erkennen sind Gehäuse, Anschlüsse und je nach Perspektive auch die Piezokeramikstäbchen (W. Rip-pel, IKT Stuttgart).

Ein neuerer Ansatz beruht auf der weitgehenden mechanischen Isolation der aktiven Stäbchen untereinander. Das Piezomaterial liegt von einem dünnen Luftfilm umgeben in Kanälen in der Matrix, die hier nur noch der stabilen Positionierung dient. Das Material wird dementsprechend als Gas Matrix Piezocomposite (GMP) bezeichnet [82]. Zur Erhöhung der Bandbreite setzt die Firma Ultrason auch eine Mischung von Piezostäbchen unterschiedlicher Länge im selben Prüfkopf ein, was jedoch aus Sicht der Schallfeldausprägung bedenklich erscheint.

- Impedanzanpassung: Analog zur Optik lässt sich auch auf akustische Bauelemente eine “Antireflexschicht” der Dicke $\lambda/4$ aufbringen. Diese verbessert die Kopplung des aktiven Piezomaterials an die umgebende Luft erheblich. Eine Transmissionsrechnung analog zu Kap. 4.3.1 ergibt eine optimale Übertragung, wenn die Impedanz Z_{int} der Anpassschicht das geometrische Mittel aus den Impedanzen der umgebenden Materialien (PZT und Luft) ist:

$$Z_{int} = \sqrt{Z_{pzt} Z_a}. \quad (4.15)$$

Es ergibt sich je nach verwendetem Piezomaterial ein Z_{int} in der Größenordnung von 0,1 MRayl. Leider liegen in diesem Bereich kaum mechanisch belastbare Werk-

stoffe, die eine dauerhaft wirksame optimale Anpassschicht erlauben würden. In der Prüfkopfherstellung behilft man sich daher mit Materialien, die für die Anpassung nicht ideal sind, jedoch einen langfristig nutzbaren Prüfkopf mit guten Eigenschaften erlauben, z. B. Schichten aus leicht angeschäumtem Silikongummi auf Piezocomposite-Prüfköpfen [17], oder sehr harte Polymerschäume auf monolithkeramischen Prüfköpfen (Abb. 4.10), die sich oft von industriellen Abstandssensoren ableiten [8]. Die Anpassschicht aus Polymer-Hartschaumstoff ist aufgrund der geringen Dichte im Röntgenbild nur als Schatten zu erkennen. Die Firma Ultrason setzt u. a. auch gepressten Kunstfasern ein [82].

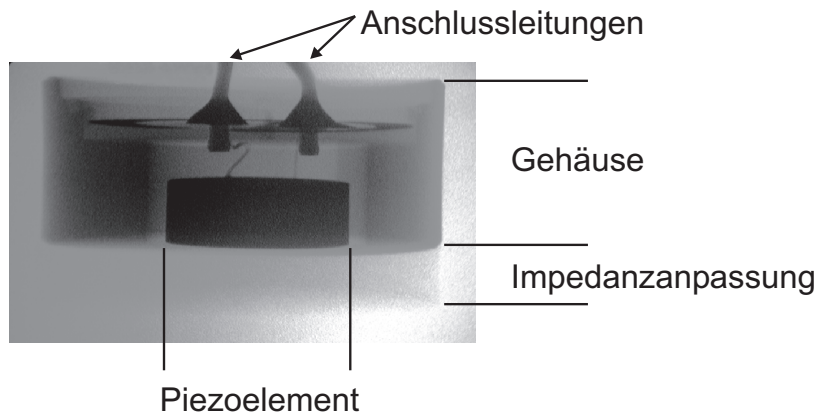


Abb. 4.10: Röntgenbild eines Luftultraschallwandlers (200 kHz) mit monolithischem Piezoelement und Kunststoff-Anpassschicht (W. Rippel, IKT Stuttgart).

- **Schmalbandigkeit:** Konventionelle Ultraschallprüfköpfe erlangen ihre Bandbreite von 30 - 60 %, die kurze und definierte Pulse erlaubt, durch Dämpfung [5]. Dies kann entweder eine Eigenschaft des Piezomaterials sein (Piezocomposite) oder durch rückseitig aufgebrachte, stark dämpfende Materialien, z. B. Gummi, erreicht werden. Eine zusätzliche Bedämpfung ist jedoch kontraproduktiv in einem Umfeld, in dem so viel Energie wie möglich abgestrahlt werden soll. Deshalb sind Luftultraschallprüfköpfe im Allgemeinen praktisch ungedämpft und somit sehr schmalbandig ($\leq 10\%$) ausgeführt. Dies wird dadurch verschärft, dass die beschriebene Impedanzanpassung durch eine $\lambda/4$ -Schicht nur für eine einzige Frequenz optimal wirkt.
- **Fokussierung:** Um eine gegebene Ultraschalleistung zu erreichen, ist eine gewisse aktive Prüfkopffläche notwendig, üblicherweise einige cm^2 . Da die daraus resultierende Ortsauflösung für die ZfP höchst unbefriedigend wäre, werden Prüfköpfe soweit möglich fokussiert. In einer koaxial-konfokalen Transmissionsanordnung lassen sich somit – je nach Prüffrequenz – Ortsauflösungen unter einem Millimeter erreichen.

Einen detaillierten Überblick über das Design und auch das Potential nicht-piezokeramischer Luftultraschallprüfköpfe gibt die darauf spezialisierte Literatur [22].

Für die Untersuchungen standen die folgenden Prüfkopfpaare zur Verfügung:

Bezeichnung	Frequenz	Bandbreite (3 dB)	Typ	Fokussierung
Ultran NCG50	55 kHz	15 kHz (27 %)	GMP	schwach
AirStar AS200	218 kHz	13 kHz (6 %)	monolithisch	keine
AirStar AS400	398 kHz	11 kHz (3 %)	piezocomposite	ja
AirTech 4410	453 kHz	16 kHz (4 %)	piezocomposite	ja
K900*	710 kHz	242 kHz (34 %)	piezocomposite	stark

*Einzelfertigung der Universität Kaunas für das IKT Stuttgart.

Die Übertragungsfunktion jedes Prüfkopfpaars wurde mit einem Ritec "SNAP 5000" mit Sinus-Bursts (10 Perioden) und einer Luftlaufstrecke von rund 8 - 10 cm gemessen (s. Abb. 4.11). Eine Ausnahme ist der Ultran-Prüfkopf, dessen Arbeitsfrequenz unterhalb der Bandbreite des Ritec liegt und der von Hand (Frequenzgenerator und Oszilloskop) charakterisiert wurde. Da nur Resonanzfrequenz und Bandbreite gemessen wurden, ist von ihm keine Übertragungsfunktion in Abbildung 4.11 eingezeichnet. Die große Bandbreite des K900-Prüfkopfs, der genau genommen mehrere diskrete Maxima in seinem Spektrum zeigt, scheint zumindest zum Teil dadurch bedingt zu sein, dass die Polymer-schicht zur Impedanzanpassung ein Muster unterschiedlicher Dicken besitzt.

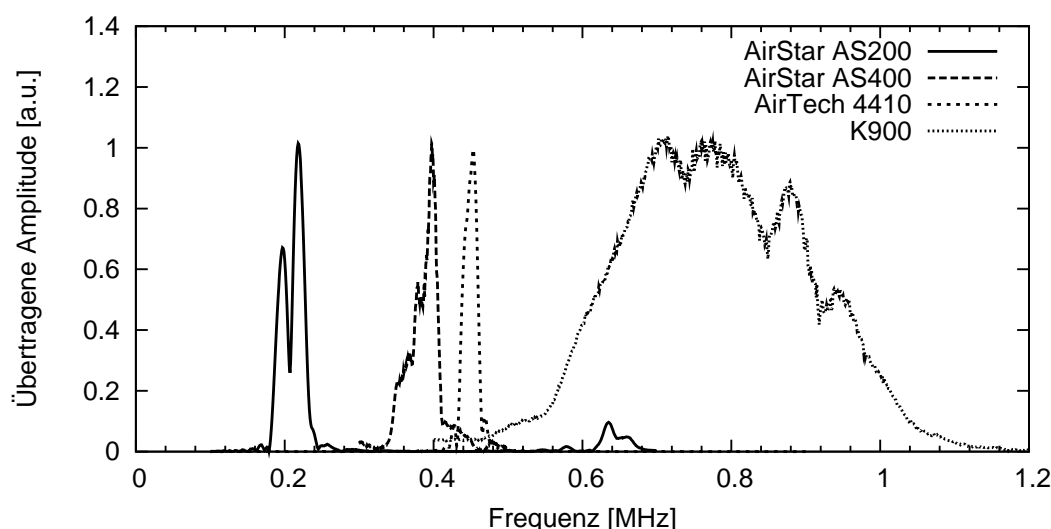


Abb. 4.11: Übertragungsfunktionen einiger Luftultraschallprüfkopfpaare.

4.4.2 Analogieinheit und Digitalisierung

Die analog-elektronischen Komponenten des Systems sind in einem 19" Rackmount-Gehäuse zusammengefasst. Das System wurde am Ultrasound Institute der Kaunas University (Litauen) 2003 nach Spezifikationen des Stuttgarter Instituts (Dr.-Ing. Klaus Pfeleiderer, Dipl.-Geophys. Ina Dillenz) entwickelt. Es enthält neben einem externen Eingangsvorverstärker die logischen Einheiten Pulser, Bandpassfilter, Eingangverstärker und Analog-Digital-Wandler und ist über USB 2.0 an den Messrechner angeschlossen (Abb. 4.12). Tabelle 4.2 fasst die wichtigsten Kenndaten der USB-Einheit zusammen. Die besonderen Anpassungen für den Luftultraschalleinsatz sind:

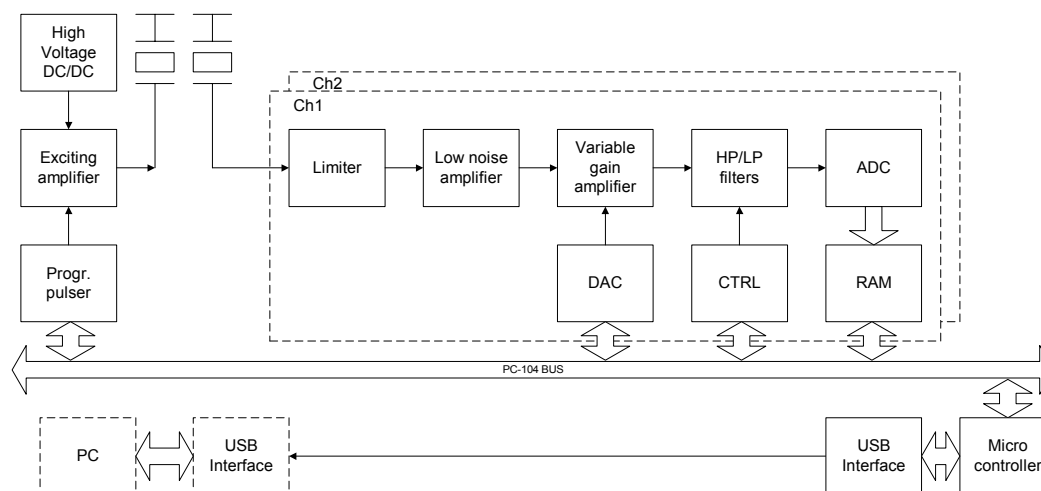


Abb. 4.12: Blockschaltbild der externen USB-Ultraschalleinheit [83].

Tabelle 4.2: Kenndaten der USB-Analogeinheit [83]

Einheit	Eigenschaft	Wert
Pulser	Spannung	10 - 750 V
	Perioden pro Burst	1 - 50
	Sendefrequenz	50 - 1000 kHz
Eingangs- verstärker	Verstärkung externe Einheit	13 dB
	Verstärkung 1. Stufe ("static")	10 - 50 dB
	Verstärkung 2. Stufe ("dynamic")	10 - 50 dB
	Rauschen	$2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
Bandpassfilter	Hochpass-Cutoff-Frequenzen	20/100/200/500 kHz
	Tiefpass-Cutoff-Frequenzen	200/500 kHz, 1/2 MHz
Analog-Digital- Wandler (ADC)	Auflösung	10 Bit
	Samplefrequenz	12,5/25/50/100 MHz
	Lokaler Speicher	32 kByte
Verbindungsbus	Anschluss Messrechner	USB 2.0

Einige der Parameter weichen von der offiziellen Dokumentation ab, da für das Stuttgarter Labor spezielle, nicht schriftlich dokumentierte Modifikationen durchgeführt wurden.

- Rechteck-Burst-Pulser: Ein konventioneller Spike-Puls (breitbandig) enthält nicht genug Energie für die Luftultraschall-ZfP, und das Prüfkopfdesign ist ohnehin meist schmalbandig ausgeführt. Deshalb bietet es sich an, den Sender mit einem Sinus-Burst (3 - 20 Perioden) bei der Mittelfrequenz des Prüfkopfs zu betreiben (Abb. 4.13). Da die Schmalband-Filterwirkung der Prüfköpfe selbst genutzt wird, kann auch ein Rechteck-Burst gleicher Nennfrequenz eingesetzt werden, der eine wesentlich vereinfachte elektronische Schaltung erlaubt.

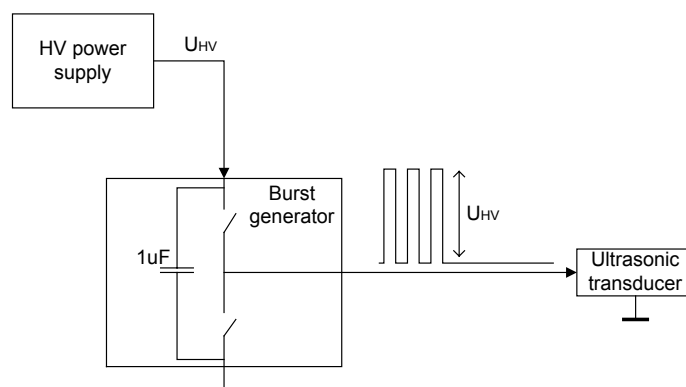


Abb. 4.13: Pulser-Einheit für Luftultraschall [83].

- Externer Eingangsvorverstärker: Die erste Messverstärkerstufe ist in einem externen Gehäuse untergebracht, um sie möglichst nah an den Empfangsprüfkopf zu bringen. Das Signal wird an dieser Stelle symmetrisiert, um es für die folgende Strecke zur Ultraschalleinheit weiter gegen Störungen zu schützen. Der Eingangsvorverstärker wird über ein RJ45-Kabel (idealerweise der Kategorie CAT 6 / SFTP: screened shielded twisted pair, GBit Ethernet [84]) angeschlossen, das auch die Versorgungsspannung liefert.
- Bandpassverstärker: Aufgrund der extremen Impedanzfehlanspassung zwischen Luft und typischen Werkstoffen benötigt ein Luftultraschallsystem einen sehr weiten Dynamikbereich. Hierfür folgen dem Eingangsvorverstärker zwei in Reihe geschaltete Stufen mit je bis zu 50 dB Verstärkung. Weiterhin besitzt das System einen auf die im Luftultraschall üblichen Frequenzen angepassten analogen Bandpassfilter. Dieser ist in Form von geschalteten, diskret aufgebauten LC-Ketten ausgeführt, was zu einem verhältnismäßig weichen, aber trotzdem mit 12 dB pro Oktave recht steilen Abschneideverhalten führt (Abb. 4.14).
- A/D-Wandler: Das Signal wird mit einer Auflösung von 10 Bit digitalisiert. Je ein A-Scan kann lokal gespeichert und in der Pause bis zum nächsten Scanpunkt an den Messrechner übertragen werden.

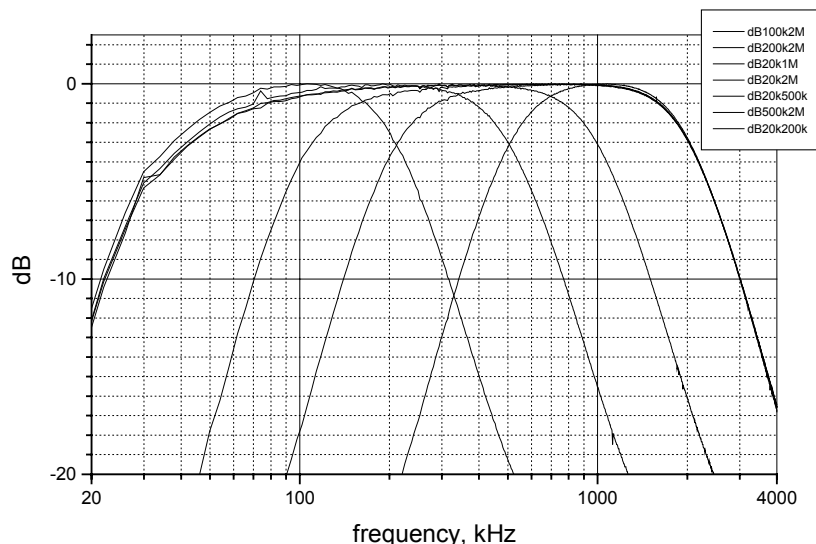


Abb. 4.14: Durchlasskurven der Filtereinheit für verschiedene Einstellungen [83].

4.4.3 Datenerfassung und Scaneinrichtung

Im Zentrum des Messsystems steht der Steuerrechner. Seine Aufgaben sind:

- Setzen der Messparameter über USB
- Anforderung der einzelnen A-Scans zum richtigen Zeitpunkt
- Entgegennahme der A-Scan-Daten
- Steuerung der Prüfposition in bis zu sechs Dimensionen mit zwei Advantec Schrittmotor-Steuerkarten

Die Kontrolle dieser Funktionen übernimmt die mitgelieferte Software (“Ultralab”, Version 405-2005), die unter Windows 2000 oder XP (SP1) läuft.

Die Schrittmotoren für die Bewegung des vorhandenen Isel-Scantisches sind über externe Leistungsstufen (je drei in einem Gehäuse, Abb. 4.15) angeschlossen. Im Erstauslieferungszustand (2004) war ausschließlich eine “step-by-step”-Abtastung möglich, bei der zur Erfassung des jeweiligen Scanpunkts die mechanische Bewegung angehalten wurde. Dies verlängert nicht nur unnötig die Messzeit und sorgt für Schwingungen des Aufbaus, sondern belastet auch erheblich die mechanischen Komponenten. Eine Weiterentwicklung erlaubt inzwischen auch die Datenerfassung bei ununterbrochener Bewegung (“continuous scanning” oder “non-stop scanning”), birgt jedoch bei zu hoher Scanrate (Zahl der A-Scans pro Sekunde) das Risiko des Datenverlusts, wenn etwa Windows-Systemprozesse im Hintergrund unerwartet viel CPU-Last erzeugen. Derzeit ist eine Scanrate von rund 30 A-Scans pro Sekunde möglich. Bei sehr weit gesetztem Scanraster (z. B. bei niederfrequenten, unfokussierten Prüfköpfen oder der FSRM-Methodik) können aus der maximalen Scanrate recht hohe mögliche Bewegungsgeschwindigkeiten resultieren. Da ein schrittmotorgetriebenes System seine Fahrgeschwindigkeit

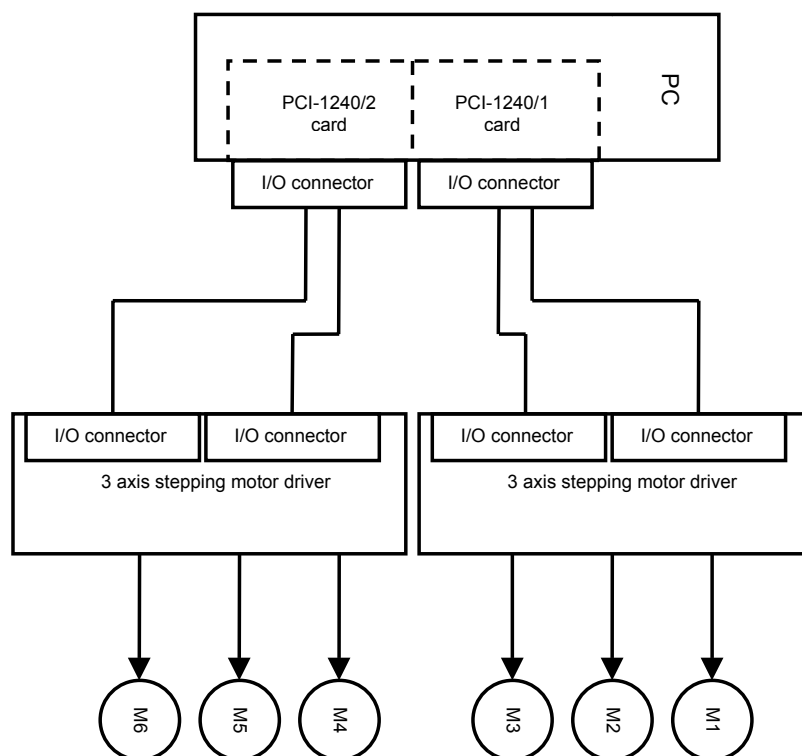


Abb. 4.15: Schema für die Anbindung der Schrittmotoren [83].

im “constant velocity”-Modus innerhalb eines einzelnen Motorschritts (entspricht hier 0,025 mm) erreichen muss, ist in diesem Modus die maximale Geschwindigkeit durch das verfügbare Drehmoment begrenzt. Die verbauten Steuerkarten können (für die Anwendungssoftware transparent) die Bewegungsgeschwindigkeit linear bis auf einen Zielwert hochbeschleunigen und ebenso sanft abbremesen. Da die Ultraschallsoftware im continuous-Mode die einzelnen A-Scans nicht in festen Zeitabständen anfordert, sondern die aktuelle Position über die Steuerkarten abfragt, kommt es dabei trotzdem nicht zu Positionierungsfehlern.

Die mitgelieferte Software (Abb. 4.16) verfügt über eine rudimentäre online-Darstellung von A-, B- und C-Scan, jedoch ohne weitergehende Möglichkeiten, z. B. der manuellen Kontrasteinstellung. Zur ersten Beurteilung, ob eine Messung das Gesuchte (einen Defekt etc.) zeigt, ist dies ausreichend, für eine quantitative Auswertung aber weder geeignet noch vorgesehen. Der vollständige Datensatz wird in Form von zwei Dateien abgelegt: Einer lesbaren XML-Textdatei (.ulh), die alle Parameter dokumentiert, sowie einer kompakten Binärdatei (.uld), die die eigentlichen Ultraschalldaten enthält. Für die Verwendung der Daten sind stets beide notwendig, da sich die Binärdaten ohne die Parameterdatei nicht einmal in individuelle A-Scans aufbrechen lassen.

4.4.4 Datenanalyse: SMUDAV

Es besteht kein grundsätzlicher Unterschied zwischen den Datensätzen der konventionellen (Wasser-gekoppelten) Ultraschallprüfung und denen der Luftultraschallprüfung.

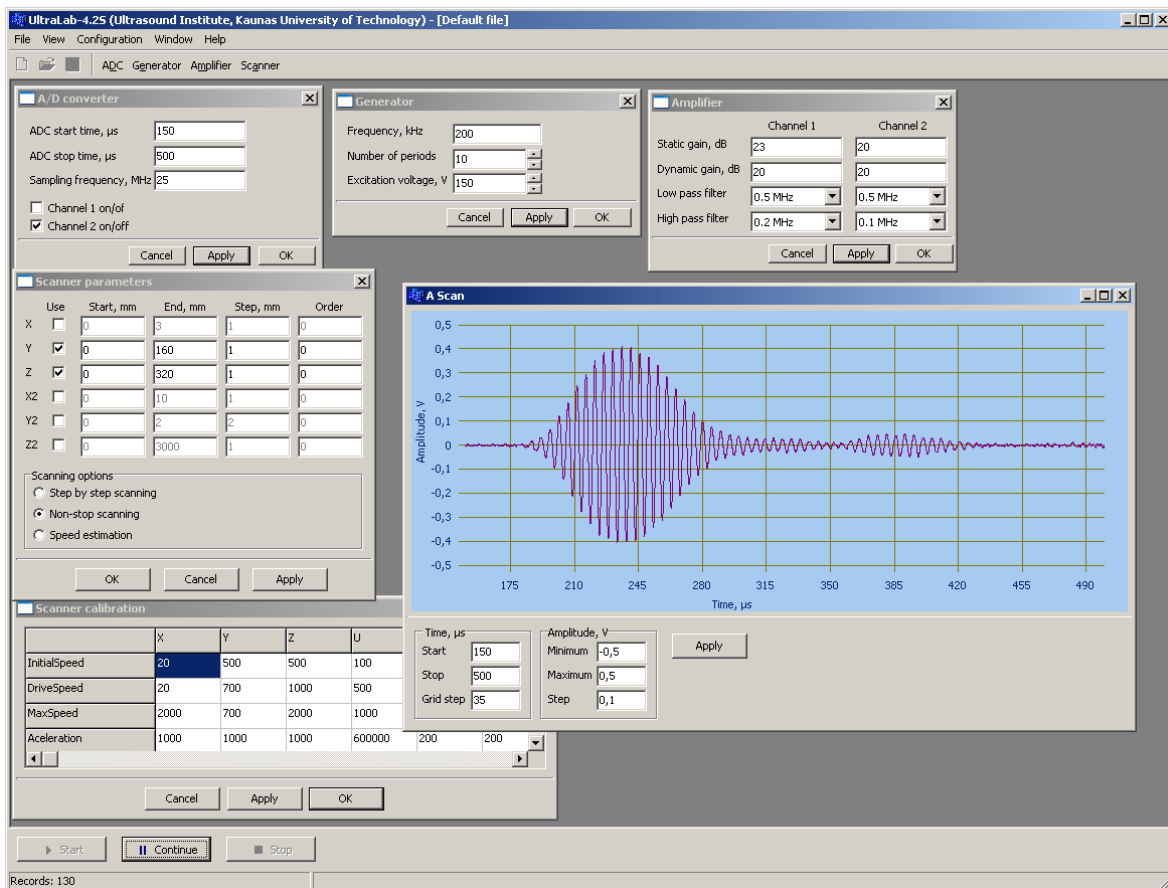


Abb. 4.16: Screenshot der Ultralab-Scansoftware mit Konfigurationsmöglichkeiten und Live-Darstellung des A-Scans.

Dementsprechend könnte für die Standard-Auswertungen (C-Scan, Schnitte) eine beliebige der kommerziell verfügbaren Softwarelösungen eingesetzt werden, die zwar recht kostspielig, jedoch auch sehr ausgereift sind. Da sind meistens geschlossene Lösungen, die nur einen gegebenen Satz von Funktionen bieten und nur mit direkter Unterstützung durch den Hersteller erweiterbar sind. Deshalb wurde bereits bei der Beschaffung des neuen Systems entschieden, stattdessen eine eigene Datenanalyse-Software zu entwickeln. Aufgrund seiner starken Ausrichtung auf Vektor- und Matrixdatenorganisation fiel die Entscheidung auf die Entwicklungs- und Runtimeumgebung Matlab®. Als Skriptsprache erlaubt Matlab den Zugriff auf alle internen Datensätze an jeder Verarbeitungsstufe und somit eine flexible Erweiterung um z. B. neue Auswertalgorithmen.

Ergebnis dieser Entwicklung ist die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und mehrfach um neue Funktionen erweiterte *Stuttgarter Matlab Ultraschall-Daten Analyse und Visualisierung* (SMUDAV). Die Software enthält folgende Grundfunktionen:

- Einladen der kombinierten Parameter- und Datensätze der Scansoftware.
- Darstellung der Daten als A-, B- und C-Scan mit freier Auswahl der Scanpunkte bzw. Schnittlinien für A- und B-Scan, Wahl des Zeitfensters für B- und C-Scan,

automatischer und manueller Kontrastanpassung (Schwerpunkt und Breite des Amplituden-Farbwert-Mappings) und verschiedener Farbskalen (vgl. Abb. 4.17). Auf Maßnahmen wie Bildglättung und Spline-Interpolation, die zu einem scheinbar ruhigeren, angenehmeren Bild führen, jedoch Informationen unterdrücken können, wurde bewusst verzichtet.

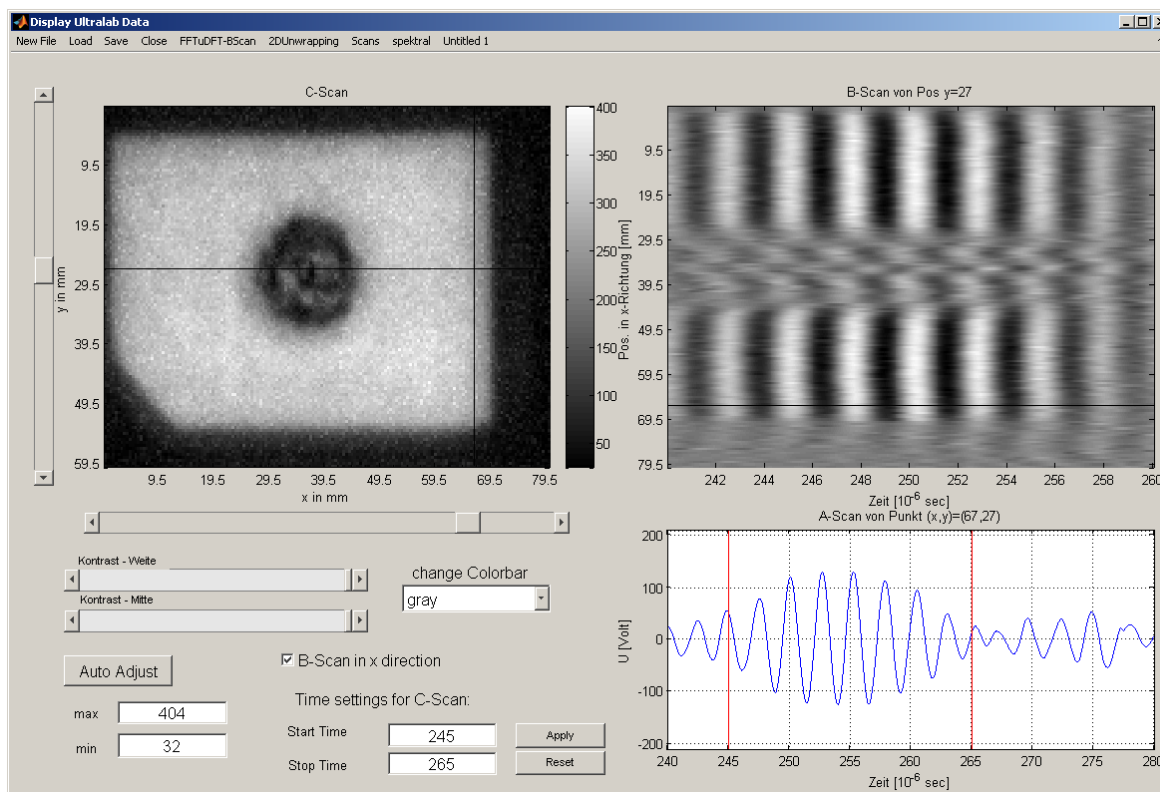


Abb. 4.17: Screenshot des SMUDAV Hauptfensters mit Darstellung des A- (rechts unten), B- (rechts oben) und C-Scans (links oben) sowie der Kontrast- und Zeitfenstereinstellung (links unten). Geladen ist die Messung eines Impact-Schadens in CFK.

- Export von A-, B- und C-Scan in einem portablen, lizenzfreien und verlustfrei komprimierenden Dateiformat (portable network graphics, PNG). C-Scans werden unabhängig von der Scanauflösung (auch bei anisotropem Raster) dimensionsgetreu gespeichert.
- Fourier-Transformations-Signalfilterung: Sind die Zeitsignale trotz der analogen Filterung bei der Datenaufnahme von Störungen bei anderen Frequenzen als der Messfrequenz (z. B. elektrische Einstreuung aus der Schrittmotorsteuerung) überlagert, so lassen sich diese Störungen durch eine FFT (fast fourier transformation) stark unterdrücken. Die Amplitude der FFT-Komponente bei der Messfrequenz kann direkt für einen alternativen C-Scan verwendet werden. Sie entspricht weitgehend dem für den regulären C-Scan verwendeten Peak-to-Peak-Kontrast, entfernt jedoch Signalanteile (Rauschen) bei anderen Frequenzen. Die Phase der FFT trägt

Laufzeitinformationen.

Da bei einem relativ kurzen Trägersignal die Frequenz einer einzelnen FFT-Komponente in der Regel nicht genau mit der Ultraschallfrequenz zusammenfällt und sich somit die Energie des Pulses über mehrere Komponenten verteilt, ist die Durchführung der vollständigen FFT nicht optimal: Abgesehen vom erheblichen Rechenaufwand hängt das Ergebnis übermäßig vom Verhältnis der Ultraschall-Periodendauer zur Länge des digitalisierten A-Scans ab. Stattdessen wurde eine diskrete Fouriertransformation (DFT) bei der Ultraschallträgerfrequenz genutzt. Diese wird von der Messsoftware als Pulserfrequenz im Parametersatz gespeichert und steht somit direkt zur Verfügung. Die DFT wurde in Form der Skalarmultiplikation des Zeitsignal-Vektors mit entsprechend synthetisierten Sinus- und Cosinusvektoren implementiert.

- Amplituden- und Phasenbild: Präsentation und Export der durch FFT bzw. DFT gewonnenen frequenzgefilterten Daten in koordinatengetreuer C-Scan-Form. Während das erste lediglich eine rauschreduzierte Form des normalen C-Scans darstellt, beinhaltet das Phasenbild Informationen über die Laufzeit des Signals und damit über die lokale Dicke bzw. Schallgeschwindigkeit einer Probe (“akustische Länge”, s. Abb. 4.18).

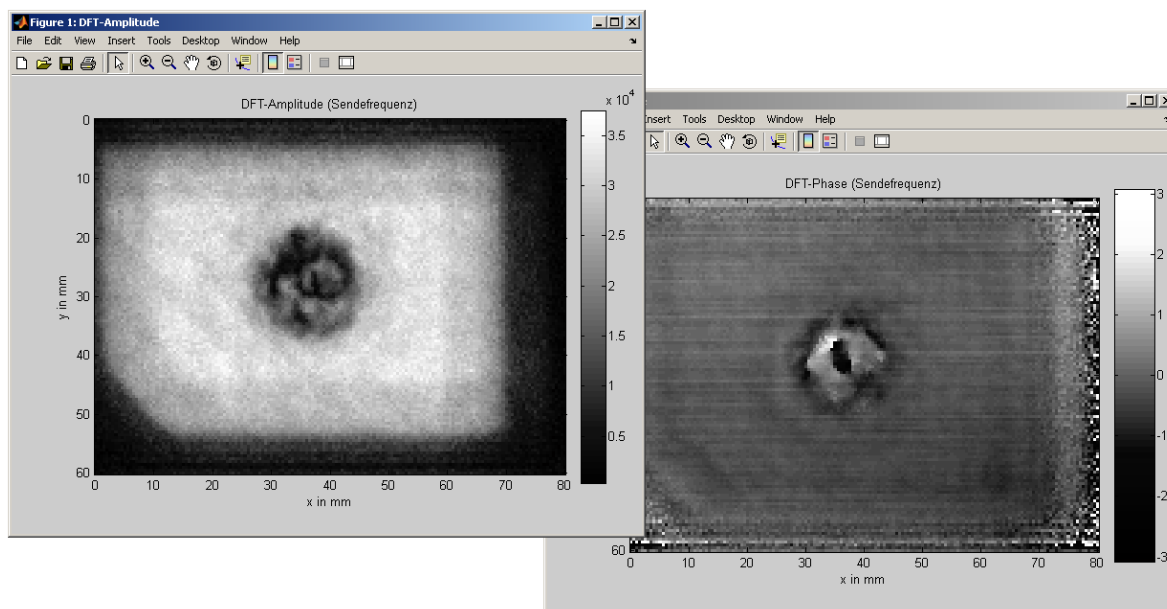


Abb. 4.18: Screenshot des Amplituden- (links) und des Phasenbildes (rechts). Geladen ist die Messung eines Impact-Schadens in CFK (Daten wie in Abb. 4.17).

- Numerische Auswertung: Wie für eine quantitative ZfP notwendig, können die gewonnenen Amplituden- und Phasenwerte entlang einer Schnittlinie statt der

Farbkodierung im Bild auch als Linienplot dargestellt und als ASCII-Tabelle exportiert werden. Dies ist insbesondere für die Auswertung von Datensätzen nach der DTOF-Methode (vgl. Kap. 5.2.1) notwendig. Um diese zu vereinfachen, wurde auch ein linearer Fit an den Datensatz und die direkte Berechnung implementiert - Daten, Fitgerade und -funktion sowie die daraus errechnete Phasengeschwindigkeit werden mit in den Linienplot eingeblendet, da eine visuelle Kontrolle, ob die Qualität der Messdaten eine sinnvolle Auswertung überhaupt erlaubt, nach wie vor notwendig ist.

- Offenes Datenhandling: Durch die Struktur als Skriptsprache kann von der Matlab-Konsole direkt auf die Ultraschalldaten zugegriffen werden, um jederzeit weitere Berechnungen, z. B. Signalfilterungsalgorithmen, einzusetzen.

5 Luftultraschall-Anwendungen

5.1 Bildgebende Luftultraschall-ZfP

5.1.1 Messverfahren der scannenden Luftultraschallprüfung

Die Wechselwirkung von Ultraschall mit Werkstoffen und Bauteilen ist dann besonders kompliziert, wenn noch veränderte Kopplungseigenschaften (vgl. Kap. 4) dazukommen. Im Gegensatz zur Puls-Echo-Prüfung, bei der aus einem einzelnen A-Scan über getrennte Eintritts-, Fehler- und Rückwandechos bereits Aussagen über Defekte machen lassen, ist dies in der Luftultraschallprüfung nicht möglich. Hier ändern sich durch die Eigenschaften des untersuchten Objekts nur Form und Amplitude des Bursts. Eine bildgebende Prüfung jedoch, die aus jedem A-Scan einen einzelnen Parameter (Peak-to-Peak-Amplitude, DFT-Amplitude, Phase, ...) extrahiert und als C-Scan darstellt, ermöglicht es, das leistungsfähigste System zur Erkennung von Anomalien einzusetzen: den Verstand des Anwenders und seine evolutionär trainierte Fähigkeit, visuell Muster zu erkennen. Im Folgenden werden einige scannend-bildgebende Verfahren der Luftultraschall-ZfP vorgestellt.

5.1.1.1 Normaltransmission (NTM)

Die einfachste Form der scannenden Luftultraschallprüfung, die sich auch am direktesten an Kontakt- und Tauchtechnik anlehnt, ist die Normaldurchschallung (*normal transmission mode*, NTM). Sie ist seit Anfang dieses Jahrzehnts in der Forschung etabliert und auf dem Sprung in die industrielle Anwendung [85, 86].

Das Schallfeld eines gegebenenfalls fokussierten Luftultraschallprüfkopfs fällt senkrecht auf die Probenoberfläche und wird dort aufgrund der extremen Impedanz-Fehlanpassung zu mehr als 99,9 % reflektiert. Der geringe transmittierte Anteil pflanzt sich als Longitudinalwelle oder bei den verbreiteten Probendicken als Dickenresonanz fort und tritt - nochmals stark abgeschwächt - auf der anderen Seite wieder aus, um mit einem zweiten baugleichen Prüfkopf detektiert zu werden (Abb. 5.1). Wie bereits in Kapitel 4.2 gezeigt, spricht ein solches System nicht nur auf veränderte Materialeigenschaften oder Dopplungen an, sondern auch auf Dickenänderungen. Aufgrund der Filterwirkung für bestimmte Frequenzen ist ein gegebener Prüfkopf (festgelegte Frequenz, geringe Bandbreite) nicht für alle Probendicken einsetzbar [78]. Dass die Sperrwirkung in der Praxis weniger absolut ist als die Theorie (Kap. 4.2) vorhersagt, liegt zum einen an der Restbandbreite der Prüfköpfe, zum anderen an der Struktur der kompakten Luftultraschallfelder. Speziell der Ultraschall fokussierter Prüfköpfe, aber auch schmale quasi-ebene

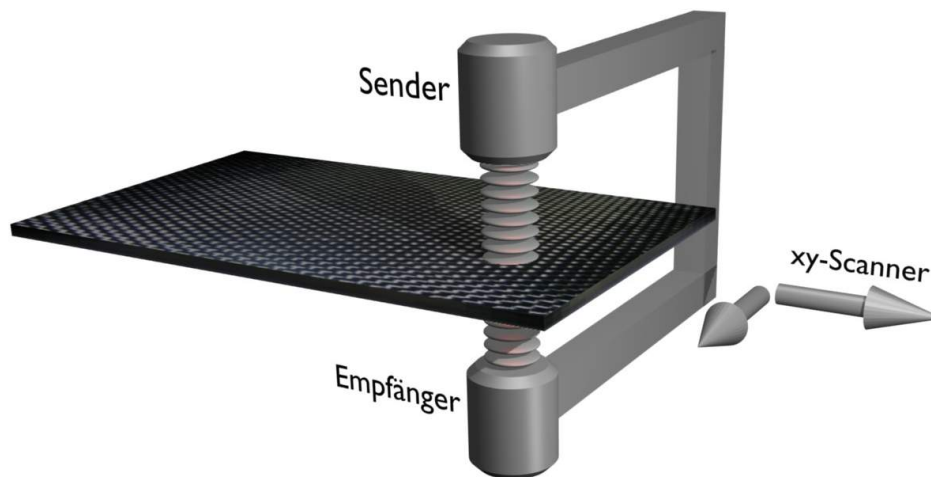


Abb. 5.1: Schema für die Luftultraschallprüfung in Normaldurchschallung (NTM), Phasenfronten des Luftultraschalls sind durch Kreisscheiben angedeutet.

Wellen, setzen sich aus einem begrenzten Spektrum von Richtungskomponenten zusammen, die oft günstigere Transmissionsbedingungen (einschließlich der Konversion in Transversalwellen) vorfinden als die Hauptkomponente normal zur Platte.

Mit fokussierten Prüfköpfen sind mit diesem Verfahren durchaus Ortsauflösungen von rund einem Millimeter erreichbar. Das scannende Verfahren erfordert allerdings stets eine Abwägung zwischen der erforderlichen Ortsauflösung (und der sich daraus ergebenden Wahl von Prüfkopf und Scanraster) und einer vertretbaren Messzeit. Das am IKT vorhandene Schrittmotor-Scansystem erlaubt eine Probenbreite von rund 60 cm. Die Probentiefe ist durch die Länge der Prüfkopfhalter-Gabel auf derzeit 25 cm beschränkt, die typischen Probendicken reichen materialabhängig von unter einem Millimeter bis etwa 3 cm.

5.1.1.2 Schrägdurchschallung (FSTM)

Da die Luftultraschall-ZfP in Normaltransmission bei einer (durch den jeweiligen Prüfkopf) gegebenen Frequenz nur bei bestimmten Probendicken brauchbar, bei anderen jedoch gar nicht praktikabel ist, muss oft mit anderen Wellenmoden gearbeitet werden. Während eine Kopplung in Transversal-Bulkwellen in Schrägeinschallung [87] denkbar wäre, wird sie in der Praxis kaum eingesetzt, und dann nur bei eher dickem Prüfgut. Eleganter ist die Modenkonzersion in Lambwellen (vg. Kap. 4.3). Sie erlaubt es dem Prüfer, anstatt an einem mehr oder weniger zufällig vorgegebenen Punkt der Transmissionskurve (Abb. 4.1) arbeiten zu müssen, einen geeigneten Arbeitspunkt auf der analogen Winkel-Transmissionskurve (Abb. 4.4) zu wählen. Im Allgemeinen ist die transmittierte Amplitude doppelt bis zehnmal so hoch wie in der Normaltransmission, je nachdem ob für diese bereits günstige Bedingungen vorliegen oder nicht. Diese zusätzliche Signalamplitude verbessert den Rauschabstand eines Luftultraschallprüfsystems. Die Verwendung fokussierter Prüfköpfe ermöglicht dabei eine hohe Ortsauflösung und hat zur allgemein

verwendeten Bezeichnung FSTM (*focused slanted transmission mode*) geführt, auch wenn tatsächlich oft unfokussierte Prüfköpfe eingesetzt werden [88].

Ist z. B. bei der Routineprüfung von hochreproduzierbar hergestellten Blechen oder Folien die Phasengeschwindigkeit aus früheren Messungen oder theoretischen Berechnungen bekannt, so kann der Einfallswinkel Θ nach (4.8) direkt eingestellt werden. Häufiger jedoch ist der Fall, dass der Winkel von Hand auf den Zustand maximaler Transmission an einer als in Ordnung angenommenen Stelle des jeweiligen Bauteils eingestellt wird. Das Ausmessen des winkelabhängigen Transmissionsverhaltens ist für sich ein eigenes Verfahren der berührungslos-zerstörungsfreien Werkstoffprüfung [9, 88, 89] zur Messung der elastischen Materialeigenschaften. Es erfordert für eine genaue Winkelablesung jedoch ein hinreichend ausgedehntes Luftultraschallfeld (vgl. Kap. 4.3.3) sowie ein hohes Vertrauen in die Schallfeldeigenschaften der verwendeten Prüfköpfe. Einen gegenüber der NTM nur leicht modifizierten und damit direkt für die scannende Bauteilprüfung geeigneten Aufbau zeigt Abbildung 5.2. Eine solche Prüfung hat außer der einfachen Einstellung über den Winkel den Vorteil, dass sie besonders empfindlich auf Veränderungen der elastischen Eigenschaften in der Plattenebene anspricht, die gerade bei modernen Faserverbundbauteilen von besonderer Bedeutung sind. Weiterhin ist die Empfindlichkeit für senkrechte Rissdefekte erheblich höher als in Normaldurchschallung [90].

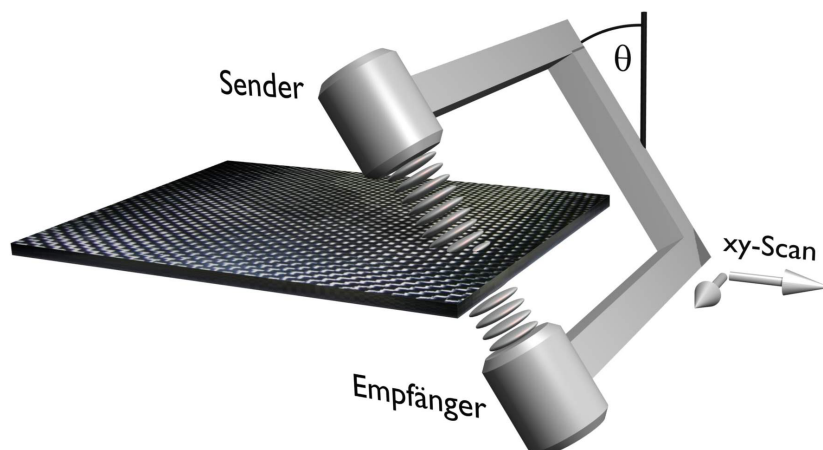


Abb. 5.2: Schematischer Versuchsaufbau für die scannende Luftultraschallprüfung in Schrägdurchschallung (FSTM).

5.1.1.3 Einseitige Methodik (FSRM)

Während die schwache Kopplung von Ultraschall in Festkörpern zu Luftultraschall für die meisten Anwendungen nachteilig ist, ist sie die Voraussetzung für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren mit längerer Laufstrecke: Die schwache Kopplung sorgt dafür, dass eine geführte Welle mit ihrer Ausbreitung nur nach und nach die in ihr gespeicherte Energie wieder als Luftultraschall abstrahlt, soweit sie vorher nicht aufgrund anderer Verlustmechanismen (Dämpfung, Reflexion an Rissen etc.) zu sehr abgeschwächt wird. Daher lässt sich der Empfangsprüfkopf in einer FSTM-Konfiguration

um einige Millimeter bis Zentimeter in Ausbreitungsrichtung der Plattenwelle verschieben. Dies hat, neben der natürlich je nach Material und Laufstrecke leicht reduzierten Signalamplitude, eine Reihe von Konsequenzen:

- Verlust an Ortsauflösung: Der Abstand zwischen Sender und Empfänger führt unweigerlich zu einer Verschmierung der Ergebnisbilder in Ausbreitungsrichtung der Welle. Dabei führen kleine Störungen der Einkopplung zu Doppelbildern, großflächige Änderungen oder Behinderungen der Ausbreitung im Material zu Verschmierung.
- Integration über die Laufstrecke: Durch die verlängerte Laufstrecke im Material wirken sich z. B. Dämpfung oder geänderte Phasengeschwindigkeit stärker auf das Empfangssignal aus als in der direkten Durchschallung.
- Symmetrie der Abstrahlung: Da die geführte Welle ihre Energie auf beiden Seiten in das umgebende Medium abstrahlt, lässt sich die Detektion auch auf der Anregungsseite durchführen.

Die letzte Eigenschaft ist die eigentliche Motivation für diese Form der Luftultraschallprüfung: Da Ultraschallsender und Empfänger sich auf derselben Seite der Probe befinden, ist eine Luftultraschall-ZfP auch bei nur einseitiger Zugänglichkeit möglich (vgl. Abb. 5.3, 5.4), wie z. B. verbauten Schalenstrukturen im Flugzeugbau oder den Deckflächen von Sandwichbauteilen (Schaum- oder Wabenkern). In Anlehnung an das in der Tauchtechnik übliche Begriffspaar Transmission – Reflexion und die Verwandtschaft zur FSTM wird das neue Verfahren FSRM (*focused slanted reflection mode*) genannt, obwohl das “R” korrekterweise eher für *re-emission* oder *re-radiation* stehen sollte [91, 92].

Weiterhin eröffnet die Messung in FSRM der Luftultraschallprüfung erstmalig den berührungslosen Zugang zu Rayleighwellen an der Oberfläche dicker Werkstoffe und Bauteile und somit zur selektiven Prüfung dieser wichtigen Grenzschicht mit einer ein-

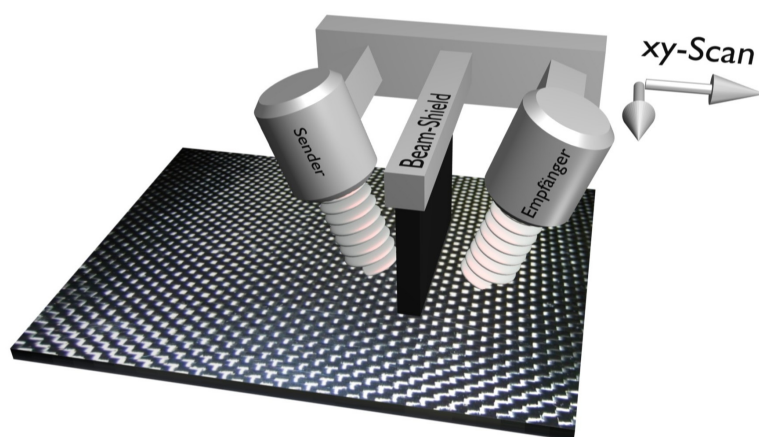


Abb. 5.3: Schematischer Aufbau für die Luftultraschallprüfung bei einseitiger Zugänglichkeit (FSRM).



Abb. 5.4: Foto des Aufbaus für die FSRM an einer CFK-Probe.

fachen berührungslosen Methode.

Ein Problem der FSRM-Technik ist die Trennung des re-emittierten Ultraschalls von Signalen, die auf anderen Wegen (Abb. 5.5) zum Empfänger gelangen: direkte Abstrahlung (z. B. Nebenkeulen des Schallfeldes) vom Sender zum Empfänger und Ultraschall, der an einem Punkt in der Mitte zwischen Sender und Empfänger an der Probenoberfläche direkt reflektiert (gespiegelt) wird. Dies ist umso kritischer, da die Intensität der unerwünschten Anteile um etliche Größenordnungen höher ist als die des gesuchten Signals. Zur Unterdrückung dienen zwei Maßnahmen: zum einen eine geometrische Abschattung durch eine Blende zwischen Sender und Empfänger, die möglichst nah an die Probe heranreicht. Um bei der Untersuchung unebener Oberflächen diese nicht zu beschädigen, werden eher weiche Blendenmaterialien gewählt: Karton, Weichschaumstoffe und Moosgummi. Diese Maßnahme ist besonders wirksam gegen die direkte Übertragung. Zum anderen lassen sich die Signale trotz der relativ langen Ultraschallpulse in der Zeitdomäne trennen: Aufgrund der erheblich größeren Geschwindigkeit der Platten- oder Oberflächenwelle (meist im Bereich von 600 - 2000 m/s) im Vergleich zum Schall in Luft erreicht das re-emittierte Signal den Empfänger früher als das an der Oberfläche

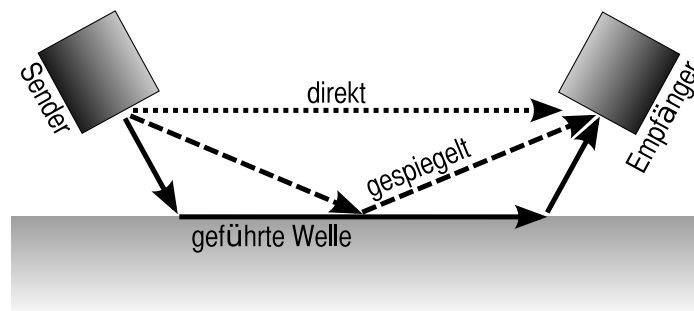


Abb. 5.5: Mögliche Ausbreitungswege des Ultraschalls im FSRM-Aufbau.

gespiegelte (Abb. 5.6). Somit lässt es sich durch geeignete Wahl des Zeitfensters in der Datenerfassungssoftware vom unerwünschten direkten oder reflektierten trennen.

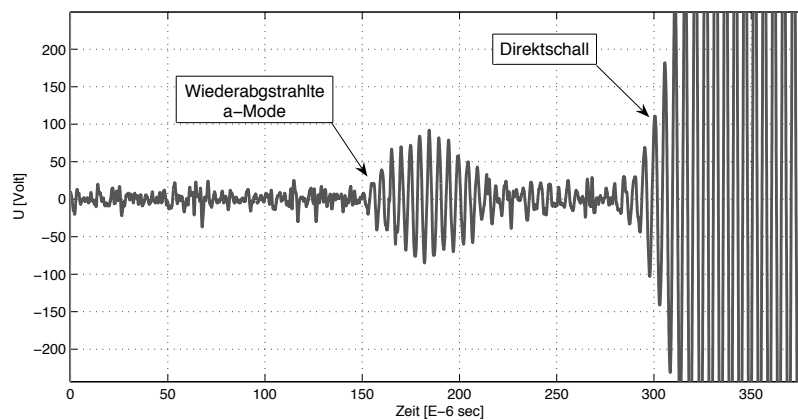


Abb. 5.6: Ultraschallsignal (A-Scan), das auch ohne Barriere die zeitliche Separation von Signalanteilen zeigt, die als geführte Welle und direkter Luftultraschall transportiert werden. Gemessen an 1 mm PMMA, Laufstrecke ca. 10 cm.

Steht erst einmal ein System zur Verfügung, das Zugang zu nur einer Oberfläche benötigt, so lässt es sich mit mäßigem Aufwand an andere Geometrien anpassen. Abwickelbare Flächen haben lokal Spuren, auf denen sich Einkopplung, Ausbreitung und Detektion arrangieren lassen, als würde man auf einer ebenen Oberfläche arbeiten. Das einfachste Beispiel ist ein Zylinder oder Hohlzylinder, bei dem sich eine geführte Welle in axialer Richtung anbietet. Zu Demonstrationszwecken wurde ein teilautomatisiertes System aufgebaut, bei dem der mechanisierte Linienscan entlang der Zylinderachse durch eine manuelle Rotation der Probe ergänzt wird (Abb. 5.7).

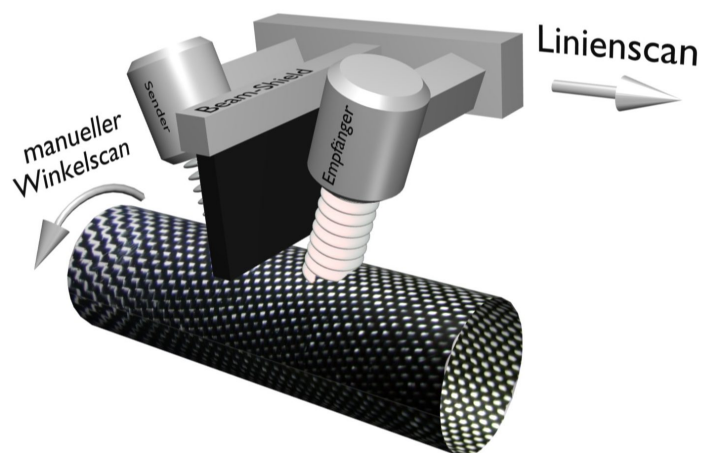


Abb. 5.7: Schema des Aufbaus zur halbautomatischen Luftultraschallprüfung auf zylindrischen Oberflächen (CFSRM).

Zuletzt sollte erwähnt werden, dass ein Ultraschallprüfungsaufbau, bei dem eine Platten- oder Rayleighwelle in Schrägeinschallung erzeugt und auf derselben Seite wieder detektiert wird, in der Tauchtechnik mit Wasserkopplung seit langem bekannt ist. Abbildung 5.8 zeigt Skizzen für ein System zur Prüfung von Metallteilen auf Dopplungen, die dann die Anregung von Lambwellen erlauben. Sie stammen aus einem Ultraschall-Lehrbuch aus den 60er Jahren [77]. Für geeignete Einschallwinkel muss das Geschwindigkeitsverhältnis v_p/v_{Wasser} ähnlich wie v_p/v_{Luft} in der ACU-FSRM sein. Aufgrund des erheblich größeren Aufwands hat sich diese Konfiguration in der Tauchtechnik, die ja alternativ auch eine echte Puls-Echo-Prüfung erlaubt, nicht durchsetzen können.

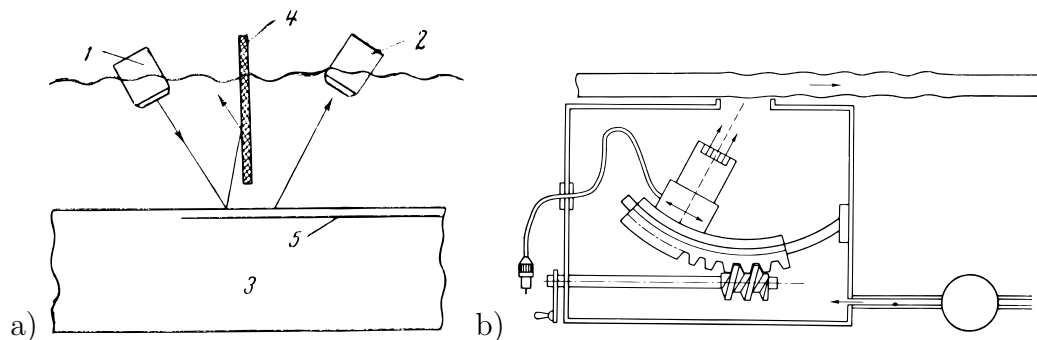


Abb. 5.8: Zur Luftultraschallprüfung in FSRM äquivalenter Aufbau in der Tauchtechnik (a) und winkelvestellbarer Prüfkopf in Pflüzentchnik (b) [77].

5.1.2 Vorversuche zur Bildgebung

5.1.2.1 Signalstabilität und Bildverschmierung in der FSRM

Bei einem völlig neuen Verfahren wie der FSRM-Luftultraschallprüfung müssen Untersuchungen zu Signalstabilität und Kontrastmechanismen am Anfang stehen. Alle Ergebnisse dieses Kapitels wurden mit Rayleighwellen (392 kHz) an einer 25 mm starken PMMA-Platte durchgeführt, die als homogen und “unendlich dick” angenommen werden kann. Anfangs war das recht schwache Ultraschall-Empfangssignal stark von elektrischen Störungen (primär aus dem Schrittmotorsystem) überlagert, was später jedoch durch einen metallischen Schirmungszyylinder am Empfangsprüfkopf reduziert werden konnte. Selbst der Scan einer Fläche ohne Materialvariationen (Abb. 5.9a) zeigte zunächst ein Amplitudenrauschen von $\pm 20\%$, sogar nach einer DFT-Filterung. Das ebenfalls abgebildete Phasenbild (Abb. 5.9b), das bei beschädigtem Material Geschwindigkeitsschwankungen sichtbar machen würde, ist zwar wesentlich rauschärmer, offenbart aber ein anderes Problem: Die Phase zeigt einen stetigen Verlauf von links unten nach rechts oben mit dem unvermeidlichen Sprung $-\pi \rightarrow +\pi$ in der oberen Bildhälfte. Hier spiegelt sich wider, dass die Probenoberfläche nicht perfekt parallel zur Scanebene ausgerichtet war - mit einer Steigung von rund $0,1^\circ$: Auf einer Strecke von ca. 200 mm ändert sich die Phase um 2π . Dies entspricht wegen des doppelten Weges Prüfkopf-Platte-Prüfkopf einer Abstandsänderung von $\lambda/2 = 0,4$ mm. Mithilfe konventioneller Nivellierung (Wasserwaage etc.) ist eine genauere Ausrichtung kaum möglich. Allerdings lässt sich - wenn

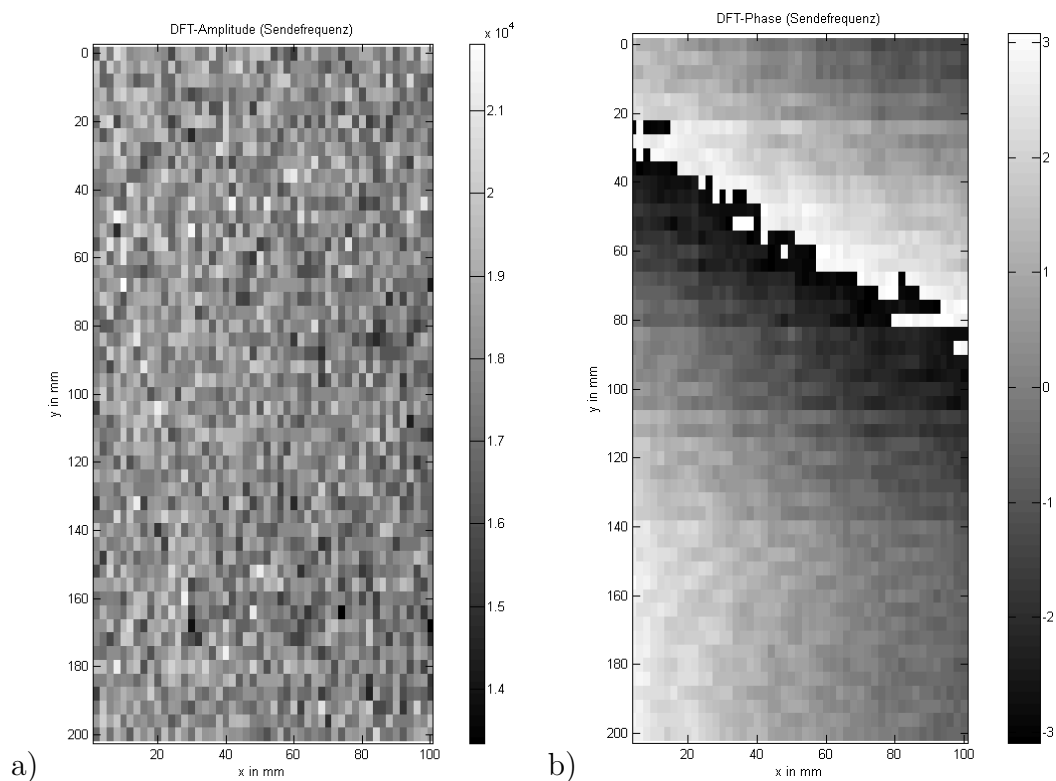


Abb. 5.9: SAW-FSTM C-Scan (392 kHz) an einer intakten PMMA-Oberfläche: Amplitude (a) und Phase (b) des Ultraschallsignals.

eine genaue Phasenauswertung nötig ist - das Ergebnis von Test-B-Scans entlang der Koordinatenrichtungen für Lagekorrekturen einsetzen. Dies setzt natürlich eine ebene Probenoberfläche voraus.

Die Kontrastmechanismen der FSRM sind weit komplizierter als bei Verfahren ohne ausgedehnte Laufstrecke. Der naheliegende Mechanismus sind Materialeigenschaften, wie Dissipation oder Streuung an verteilten Poren, die einfach entlang des Pfades aufintegriert werden. Alternativ können lokal abweichende Eigenschaften (E-Modul, Plattendicke, Oberflächenbeschichtungen) auch die die Kopplung des Luftultraschalls an die SAW oder PAW stören. Bei kleinen, scharf umrissenen Störungen besteht ein großer Unterschied, welcher dieser Kontrastmechanismen vorliegt. Zur Demonstration wurde eine dicke PMMA-Platte mit einer Münze (blockt Luftultraschall, ohne Rayleighwellen ernsthaft zu behindern) und einem quadratischen Stück Gewebeklebeband (zieht Energie aus der Rayleighwelle ab) versehen. Der C-Scan (Abb. 5.10) mit Wellenausbreitung in x -Richtung zeigt ein stark in die Länge gezogenes Rechteck als Abbild des Klebebandes (oben) und ein klares Doppelbild der Münze (unten). Aus dem Abstand zwischen den beiden Kreisen, die jeweils dann auftreten, wenn entweder Sende- oder Empfangsprüfkopf gerade auf die Münze gerichtet sind, lässt sich direkt die SAW-Laufstrecke von 70 mm ablesen.

Als Ergebnis ist festzuhalten, dass das Ergebnisbild einer FSRM-Messung erheblich

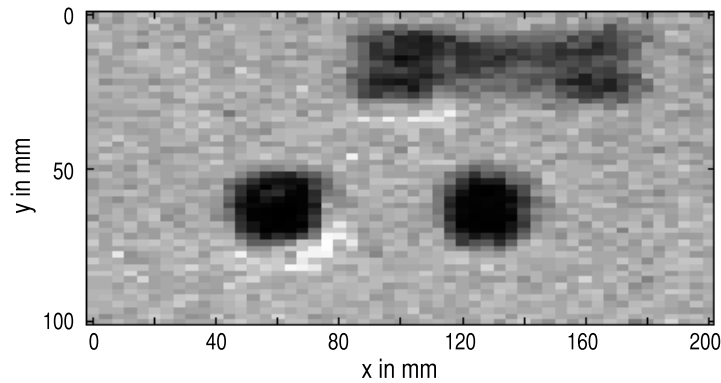


Abb. 5.10: SAW-FSTM C-Scan (392 kHz) über eine SAW-Ausbreitungsbarriere (Klebeband, oben) und eine Luftultraschall-SAW-Kopplungsbarriere (Geldstück, unten) auf einer dicken PMMA-Platte [93].

von der Ausbreitungsrichtung der geführten Welle abhängt. Bei großen Strukturen in einer Probe führt die Laufstrecke zu einer leichten Verschmierung in Ausbreitungsrichtung. Wenn die Ausdehnung von Strukturen kleiner ist als die Laufstrecke, sind - je nach Art der Störung - auch Doppelbilder möglich. Um Interpretationsunsicherheiten zu reduzieren, kann es nötig sein, dasselbe Gebiet noch einmal mit einer geänderten Ausbreitungsrichtung der geführten Welle abzuscannen.

5.1.2.2 Interferenzstreifen durch Randreflexion

In vielen Messungen der FSTM und FSRM, bei denen das Messfeld bis zum Rand der Probe reicht, zeigen sich parallele Streifen abweichender Amplitude am Rand der Scans (vgl. Kap. 5.1.4, 5.1.5). Die Ausbreitungsrichtung der geführten Mode ist meist parallel zur Kante, um eine möglichst große Fläche mit dem Scan erfassen zu können. Deshalb liegt die Deutung nahe, dass es sich um konstruktive und destruktive Interferenz zwischen Wellen auf verschiedenen Ausbreitungspfaden handelt: einmal der direkte Weg vom Koppelpunkt des Senders zum vom Empfänger betrachteten Abstrahlort, zum anderen der etwas längere Weg mit einer Reflexion am Probenrand, der eine Phasenverschiebung zwischen beiden Anteilen mit sich bringt. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde folgendes Experiment durchgeführt: Eine Transmissions-DTOF-Messung (Plattenwellen) mit Ausbreitungsspuren parallel zum Plattenrand liefert die empfangene Amplitude in Abhängigkeit von der Laufstrecke (x -Koordinate in Abb. 5.11a) und vom Abstand des Prüfkopfpaares vom Rand (y -Koordinate). Die Messung wurde bei 200 kHz an einer 2 mm dicken PMMA-Platte ($v_{a_o} = 990$ m/s) durchgeführt.

Mit einem einfachen Modell lassen sich die zu erwartenden Amplituden auch analytisch errechnen. Die Annahmen sind eine verlustfreie Reflexion am Rand ohne Modenkonzersion (z. B. $a_o \rightarrow s_o$), exponentielle Dämpfung der Welle ($\exp[-x/\chi]$) und eine \cos^2 -Richtcharakteristik des erzeugten Plattenwellenfeldes. Mit dem Abstand vom Rand (y) und dem Prüfkopfabstand (x , vgl. Abb. 5.12) ergibt sich eine Pfadlänge des

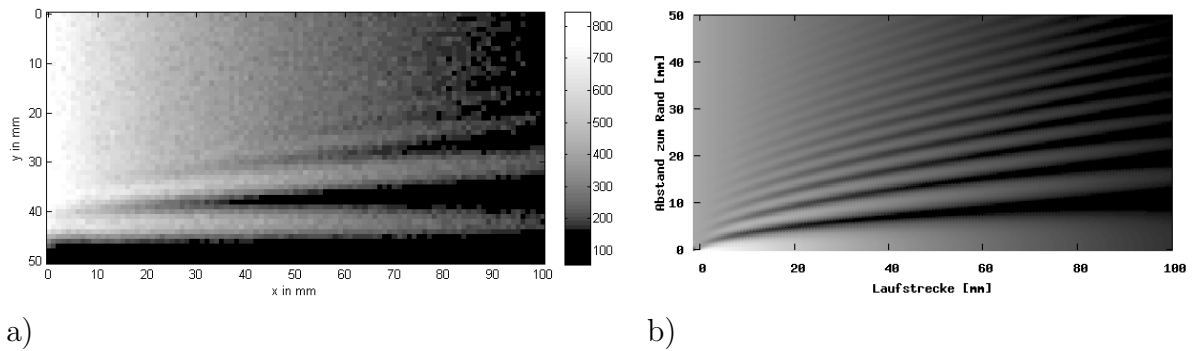


Abb. 5.11: Gemessene (a) und nach (5.1) gerechnete (b) Amplitude in Abhängigkeit vom Prüfkopfabstand (x) und dem Abstand des Paares vom Rand (y).

reflektierten Signals $x_2 = 2\sqrt{(x/2)^2 + y^2}$. Dieser Signalanteil läuft unter einem Winkel $\gamma = \text{atan}(2y/x)$, seine Amplitude ist also gegenüber dem direkten Signal mit einem Faktor $\cos^2 \gamma$ unterdrückt. Die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ wird mit $\lambda = 4,95$ mm (abgelesen im Platteninneren) an die experimentellen Daten angepasst. Für das komplexe Wellenfeld am Ort des Empfängers ergibt sich damit:

$$A(x, y) = A_o [e^{ikx} e^{-x/\chi} + \cos^2(\gamma) e^{ikx_2} e^{-x_2/\chi}]. \quad (5.1)$$

Die Signalamplitude in der Messung muss proportional zum Betrag von $A(x, y)$ sein. Dieser ist in Abbildung 5.11b dargestellt. Trotz der einfachen Annahmen stimmen theoretische Rechnung und Experiment überein. Zentrales Merkmal ist eine deutliche Modulation der Amplitude, die in diagonalen Streifen umso weiter ins Innere der Platte hineinreicht, je länger die Plattenwellenlaufstrecke ist. Bei kurzen Laufstrecken liegen die Extrema auf einer Spur $A(y)$ sehr dicht, können aber je nach verwendetem Prüfkopf (Mittelung über eine Fläche von einigen Quadratmillimetern) durch die begrenzte Ortsauflösung maskiert werden.

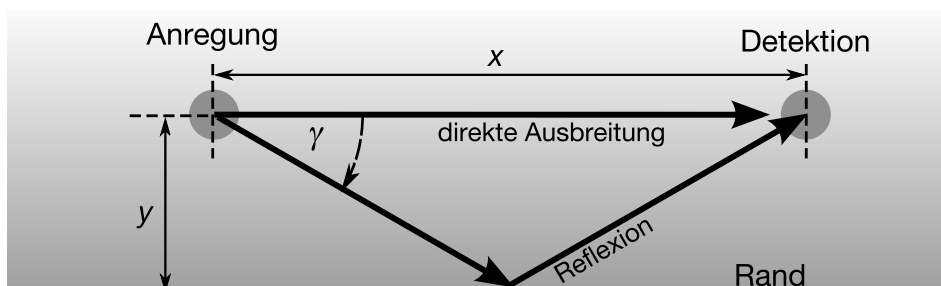


Abb. 5.12: Koordinaten und Ausbreitungspfade für das analytische Modell der Randreflexionsinterferenz.

Für den praktischen Einsatz der Ultraschallprüfung mit geführten Moden lassen sich einige Schlüsse ziehen. Auch in der FSTM in koaxial-konfokaler Konfiguration liegt aufgrund der endlichen Ausdehnung des Schallfeldfokus eine gewisse Laufstrecke vor, die

zu Randartefakten führt (siehe z. B. horizontale Streifen am Rand der C-Scans in Abb. 5.18). Aus der Dichte der Extrema (Streifenabstand) lässt sich bei bekannter Plattenwellenlänge diese Laufstrecke abschätzen. Soll ein C-Scan die gesamte Probenfläche erfassen, so empfiehlt es sich, zur Reduktion der Reflexion die Ränder zu bedämpfen. Ist der Rand der Probe von keinem besonderen Interesse, so genügt es, sich des Phänomens bewusst zu sein.

5.1.3 Bildgebung mit NTM

Die bildgebende Luftultraschall-ZfP in Normaldurchschallung (NTM), wie sie in Kapitel 5.1.1.1 beschrieben ist, kann als etablierte Methode gelten. Die folgenden Anwendungsbeispiele belegen die Breite ihres Einsatzbereiches, aber auch ihre Einschränkungen.

Die Messergebnisse in Abbildung 5.13 zeigen Schäden durch Impacts (*low velocity impact*) mit 9 bzw. 16 J in CFK. Bei den Proben handelt es sich um postkartengroße Platten aus Multiaxialgelege ($150 \times 100 \times 4$ mm), die von Dipl.-Ing. Heike Wagner (IFB, Universität Stuttgart) zur Verfügung gestellt wurden. Die Messung erfolgte bei 392 kHz

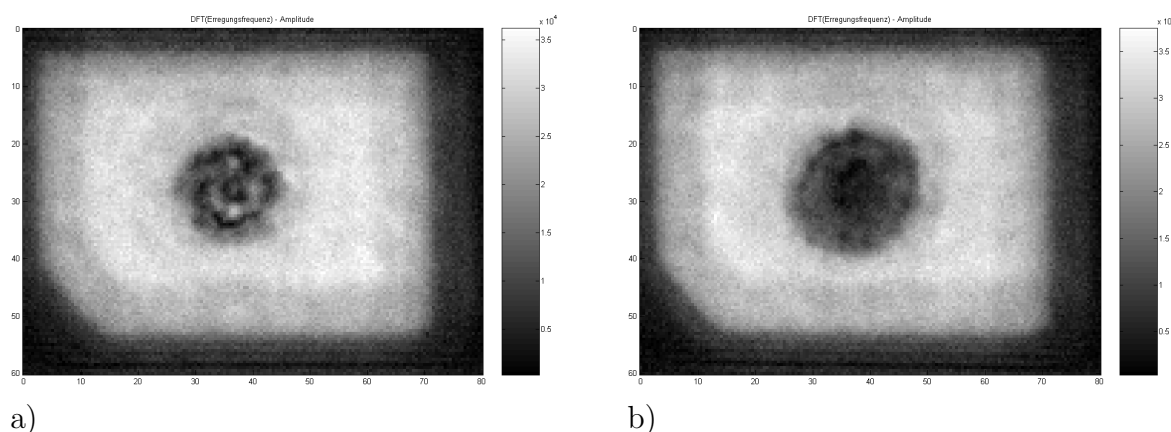


Abb. 5.13: NTM C-Scans (392 kHz) an CFK mit 9 J (a) bzw. 16 J (b) Low-Velocity-Impact-Schädigung (Tooldrop).

an einem Ausschnitt von 80×60 mm². Die Proben wurden in eine Kartonmaske eingelegt, die mit der Eckmarkierung links unten eine genaue Lokalisierung des gemessenen Defekts auf der Probe erlaubt. Es zeigt sich eine leicht “wolkige” Struktur des Impacts im Ultraschallbild, was zum allgemein eher unklaren Schadensbild mit kleinflächigen, oft geschlossenen Einzeldelaminationen in verschiedenen Tiefen passt. Die Schadensfläche ist bei 16 J erheblich größer, was bei sonst gleichen Randbedingungen eine Abschätzung der Schwere der Schädigung mithilfe der Luftultraschallprüfung erlaubt.

Leichtbaustrukturen, die in erster Linie Biegebelastung aufnehmen müssen, werden oft in Sandwich-Bauweise ausgeführt: Ein sehr leichter Kern aus Schaum oder Wabenstruktur hält den Abstand zwischen zwei auf Zug bzw. Druck belasteten Deckschichten.

Die in Anhang A ausführlich beschriebene Wabenverbundplatte wurde von FACC speziell für die Qualifizierung von Prüfverfahren gebaut. Der NTM C-Scan in Abbildung 5.14 wurde aus zwei Messungen von je $320 \times 160 \text{ mm}^2$ zusammengefügt, da hier das Messfeld durch die Apparatur begrenzt ist. Die getrennte Kontrastanpassung der beiden Teilbilder täuscht darüber hinweg, dass die Dämpfung in der Papierwabe (Nomex) größer ist als bei Aluminium. Unabhängig davon sind jedoch alle Fehlstellen zu erkennen: die acht Teflon-Inserts unabhängig von ihrer Lage im Verbund sowie die gefüllten Waben. Hier ist sogar ein Unterschied zwischen einer einzelnen Wabe und einem Triplet zu sehen. Zu beachten ist, dass eine Kontrastumkehr auftreten kann: Je nachdem, ob eine Materialveränderung den Schallausbreitungspfad in Richtung einer Dickenresonanz verändert oder dagegen (vgl. Abb. 4.1), tritt zeigt sich unter Umständen eine Signalüberhöhung an der Fehlstelle (im Bild heller als die Umgebung).

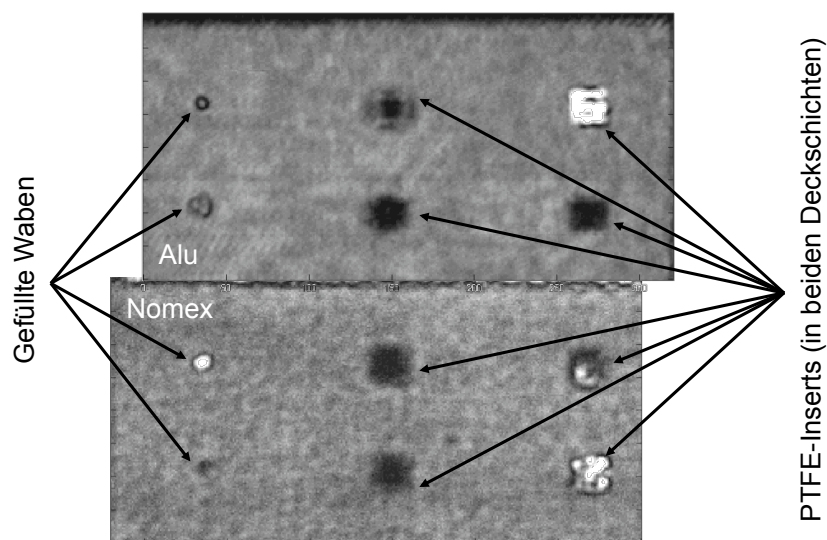


Abb. 5.14: NTM C-Scan (200 kHz) einer Verbundplatte mit Aluminium- und Nomex-Wabenkern und CFK-Deckschichten. Die künstlich eingebrachten Defekte sind markiert.

Um zu demonstrieren, dass die Luftultraschallprüfung nicht nur auf dünne oder leichte Materialien beschränkt ist, wurde eine massive C/CSiC-Platte ($185 \times 185 \times 32 \text{ mm}^3$, 2,08 kg) mit einer von der Ecke ausgehenden Delamination untersucht. Bei dem Material handelt es sich um CFK, dessen Epoxidharz-Matrix bei hoher Temperatur und Sauerstoffabschluss zu Kohlenstoff reduziert wird, bevor es bei etwa 1500°C mit flüssigem Silizium infiltriert wird. Dabei entsteht ein kompliziertes dreidimensionales Geflecht aus C-Faser, Graphit und keramischem Siliziumkarbid. Dieser Werkstoff ist außerordentlich hart, temperatur- und wärmeschockbeständig, weshalb er z. B. für Bremscheiben im Motorsport und für Hitzeschilde in der Raumfahrt eingesetzt wird. Aufgrund seiner inhärenten Porosität und Rissigkeit ist C/CSiC jedoch schwierig zu prüfen. Das Ergebnis der Durchschallung, für die die Arbeitsfrequenz bis auf 50 kHz gesenkt werden musste (Abb. 5.15), lässt neben der Delamination (links unten) auch die interne Struktur des

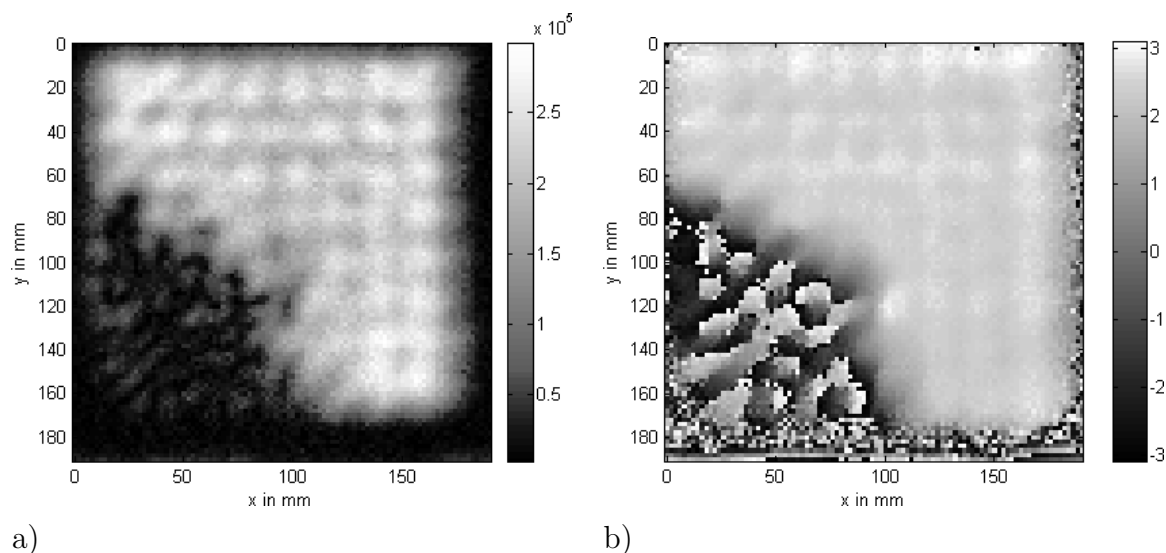


Abb. 5.15: NTM C-Scan (50 kHz) an C/CSiC, Amplituden- (a) und Phasenbild (b).

Materials erkennen, die sich aus dem Laminataufbau ergibt. Bei genauerer Betrachtung des Delaminationsbereichs fällt auf, dass das Bild nicht homogen dunkel ist, sondern ein Muster zeigt, das sich auch im Phasenbild widerspiegelt. Es ist davon auszugehen, dass die Delamination teilweise verpresst und dort fast vollständig geschlossen ist. Eine Rissbreite $D \rightarrow 0$ erlaubt nach (4.6) eine messbare Transmission durch die Delamination. Dieser Befund deckt sich mit früheren Messungen an derselben Probe mit nichtlinearer Laservibrometrie [54], die aus einem Anregungs-Schwellwertverhalten zu dem Schluss einer unterschiedlich weit geöffneten Delamination kamen.

Im Rahmen eines ZfP-Verfahrensscreenings standen zwei von der Firma Schunk hergestellte CFK-Platten mit künstlichen Delaminationen (beschrieben in Anhang A) für Messungen zur Verfügung. In den NTM C-Scans bei 200 und 392 kHz (Abb. 5.16) sind zwar alle acht Delaminationen zumindest zu erahnen, aber das Ultraschallsignal ist in allen Fällen so schlecht, dass die Struktur fast im Rauschen untergeht. Das liegt daran, dass die Probendicke für die verwendeten Frequenzen nicht optimal ist - stellenweise ist die Amplitude so hoch, dass die Zonen aus der Kontrastdynamik komplett ausgeblendet werden müssen (weiße Flächen) - während große Bereiche auch ohne Defekt nur wenig Signal durchlassen.

Die (aus Sicht der Luftultraschallprüfung) schlechtere Probe Nummer 1 wurde durch Pyrolyse unter Sauerstoffabschluss zu CFC (*carbon fibre reinforced carbon*) weiterverarbeitet, einem Hochtemperaturwerkstoff mit Kohlefaser in einer Graphitmatrix. Dieser Vorgang erhöht, ähnlich der C/CSiC-Herstellung, die Porosität und Zahl der Matrix-Mikrorisse, kann aber bei Fehlern in der Prozessführung auch zu größeren Defekten führen. Speziell der vorliegende Zwischenzustand des Werkstoffs nach einmaliger Pyrolyse (vgl. Anhang A) ist mit seiner stark erhöhten Porosität für die Ultraschallprüfung eher ungünstig. Da das Material bei 392 kHz kaum zu durchdringen war, zeigt Abbildung 5.17 Messungen bei 200 kHz und mit zwischenzeitig verfügbaren 120-kHz-Prüfköpfen

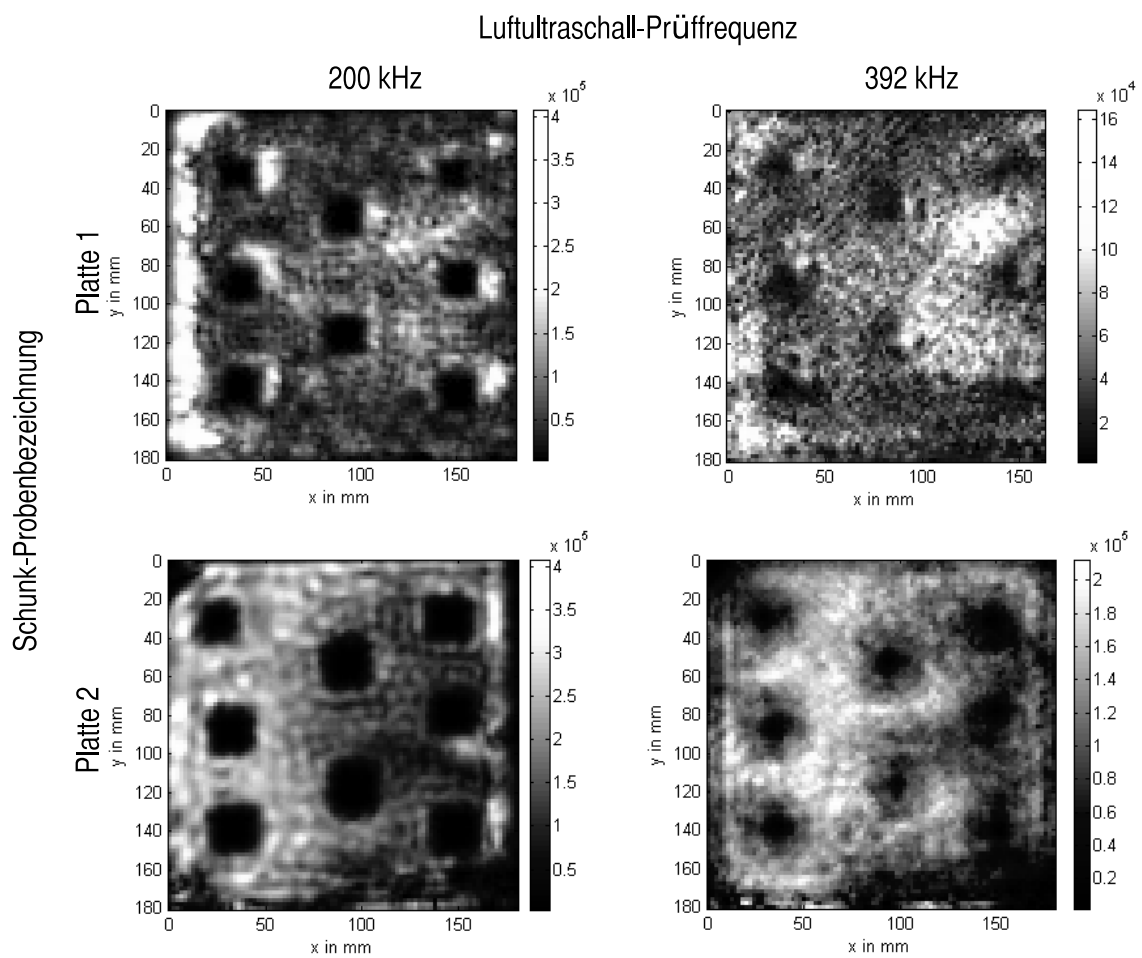
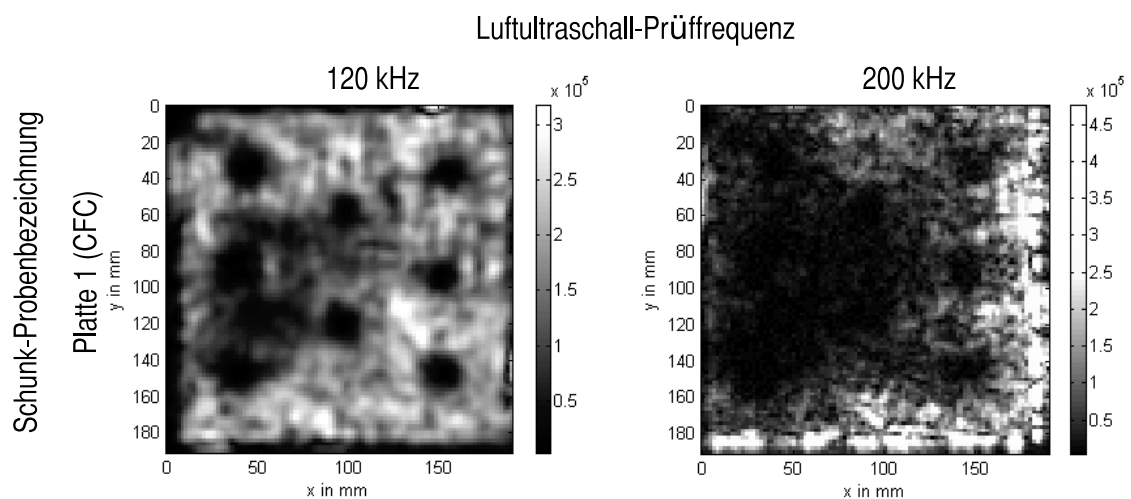


Abb. 5.16: NTM C-Scans der “Schunk”-CFK-Platten bei zwei Frequenzen.

Abb. 5.17: NTM C-Scans der zu CFC (*carbon fibre reinforced carbon*) weiterverarbeiteten “Schunk”-Platte 1 bei 120 und 200 kHz.

ähnlicher Bauweise. Der Kontrast des Scans bei 200 kHz ist im Vergleich zum CFK-Zustand so schlecht, dass die Delaminationen kaum wiederzuerkennen sind. Im linken Bereich dringt kaum Ultraschall durch die Platte, obwohl - wie der 120-kHz-Scan zeigt - dort durchaus eine Struktur von Delaminationsflächen und intaktem Material zu finden ist. Allerdings scheinen durch die Weiterverarbeitung tatsächlich zusätzliche Defekte zwischen den künstlichen Delaminationen dazugekommen zu sein. Das Problem der Prüfbarkeit bestimmter Plattenstärken ist einer der zentralen Gründe für die Entwicklung der FSTM, da durch die Kopplung in zusätzliche Moden fast immer ausreichend Energie für eine brauchbare ZfP eingebracht werden kann. Entsprechende Ergebnisse an denselben Proben finden sich in Kapitel 5.1.4.

5.1.4 Bildgebung mit Lambwellen

Der Einsatz von Lambwellen in der Luftultraschall-ZfP ermöglicht die Prüfung von Proben, die aufgrund ihrer ungünstigen akustischen Dicke oder einfach wegen hoher Dämpfung in Normaldurchschallung kaum zu untersuchen sind. Zusätzlich erlaubten Lambwellen in einer einseitigen Anordnung (FSRM) auch Messungen, wenn nur eine einzige Seite des Prüfobjekts zugänglich ist oder nur genau diese eine Oberfläche untersucht werden soll. Dieses Kapitel soll das Anwendungspotential der Lambwellen für vielfältige Fragestellungen an verschiedenen Beispielen aufzeigen. Dabei wird angestrebt, neben Machbarkeitsuntersuchungen auch unmittelbar die Anwendbarkeit auf Praxisbeispiele zu demonstrieren.

Abbildung 5.18 zeigt ein FSTM Messergebnis an den bereits aus Kapitel 5.1.3 bekannten CFK-Impact-Platten. Außer dem schon in der NTM (Abb. 5.13) sichtbaren inneren Defektbereich ist auch noch eine äußere, ringförmige Defektzone zu erkennen. Dies lässt auf eine Schädigung schließen, welche die Zug-Druck-Übertragung der Longitudinalwelle nicht behindert, die Biegebelastung der Lambwelle jedoch schon. In Frage kommen zum Beispiel senkrechte Matrixrisse innerhalb der Faserbündel oder auch weitgehend

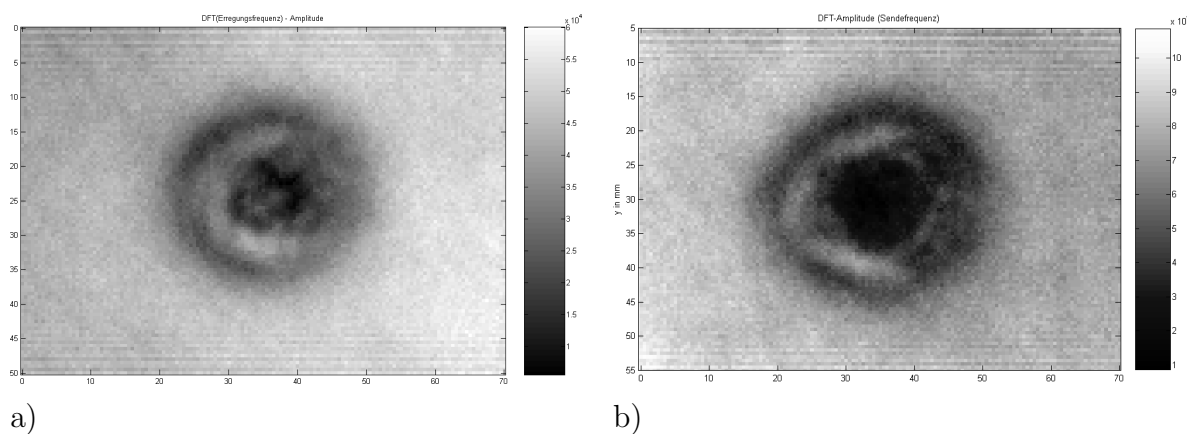


Abb. 5.18: FSTM C-Scans (392 kHz) von Impact-Schäden in CFK: 9 J (a) und 16 J (b) Impact-Energie.

geschlossene Schichtdelaminationen. Die tatsächliche Schädigungszone ist also in Wirklichkeit größer, als die NTM vermuten lässt. Bei genauerer Betrachtung zeigen sich am oberen und unteren Rand der Aufnahmen horizontale Streifen. Sie sind eine verbreitete Erscheinung in der ZfP mit geführten Wellen in schwach dämpfenden Materialien. Das Muster wird von der in Kapitel 5.1.2.2 beschriebenen Interferenz der direkt übertragenen und der am Rand der Probe reflektierten Lambwelle verursacht.

Ein Fall, in dem der Übergang zur Plattenwelle nicht nur weitere Merkmale sichtbar macht, sondern überhaupt einen verlässlichen Kontrast zwischen intaktem Material und Delamination herstellt, ist die Untersuchung der Schunk-Proben (Anhang A). Die Scans in Abbildung 5.19 zeigen ein weitaus homogeneres Bild als die entsprechenden NTM-Untersuchungen (Abb. 5.16) und machen so auch ohne massives Überziehen des Bildkontrasts die Delaminationen sichtbar. Überdies wird dadurch erst eine weitere Schädigung in Probe 1 erkennbar, die die unteren beiden Delaminationen verbindet (am besten zu sehen im 392-kHz-Scan). Im CFC-Zustand ist jedoch auch mit der FSTM kein homogenes Bild des als intakt anzunehmenden Materials herzustellen (Abb. 5.20). Es ist davon auszugehen, dass die Probe tatsächlich durch die Carbonisierung großflächig geschädigt wurde.

Wabenverbundplatten, wie die von FACC hergestellte (Anhang A), werden im Flugzeugbau oft an Stellen eingesetzt, die später nur noch einseitig zugänglich sind, z. B. als Teil eines Leitwerks. Die Luftultraschallprüfung in FSRM ist für eine einseitige Prüfung ohne Zugang zur Rückseite geeignet (Abb. 5.21). Dabei läuft die Lambwelle nur in der Deckschicht, in die eingekoppelt wird. Auf den C-Scans sind jedoch nicht so viele Details zu erkennen wie in der Normaldurchschallung (Abb. 5.14): Die gefüllten Waben sind nur zu erahnen, und von den Delaminationen sind erwartungsgemäß nur die sichtbar, die sich in oder direkt unter der untersuchten Decklage befinden. Zudem hängt das Ergebnis von der Ausbreitungsrichtung der Welle ab: Die Defektabbilder werden nicht nur in die entsprechende Richtung verschmiert, sondern eine sonst kaum auffallende Struktur des Materials selbst kann durch die Richtungsfilterung des Verfahrens überbetont werden. So ist das streifige Bild in Abbildung 5.21 vermutlich auf die Textur des CFK durch die Rovingverteilung zurückzuführen.

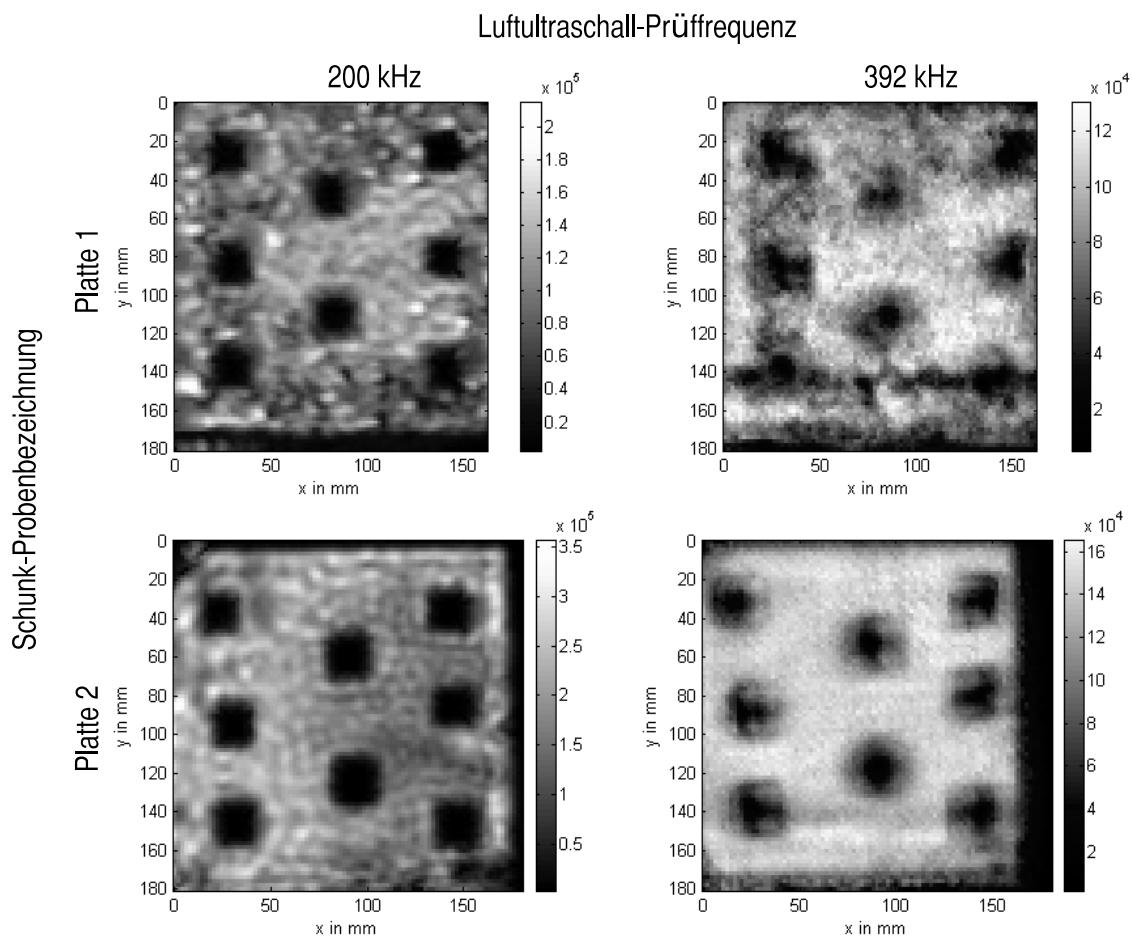


Abb. 5.19: FSTM C-Scans an den “Schunk”-CFK-Platten mit künstlichen Delaminationen.

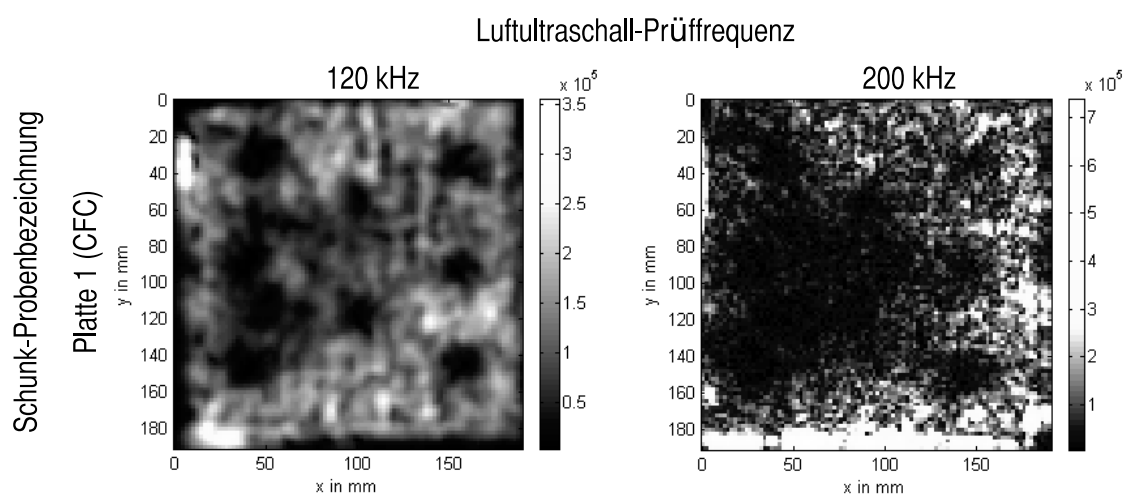


Abb. 5.20: FSTM C-Scans an den “Schunk”-Platten mit künstlichen Delaminationen im CFC-Zustand.

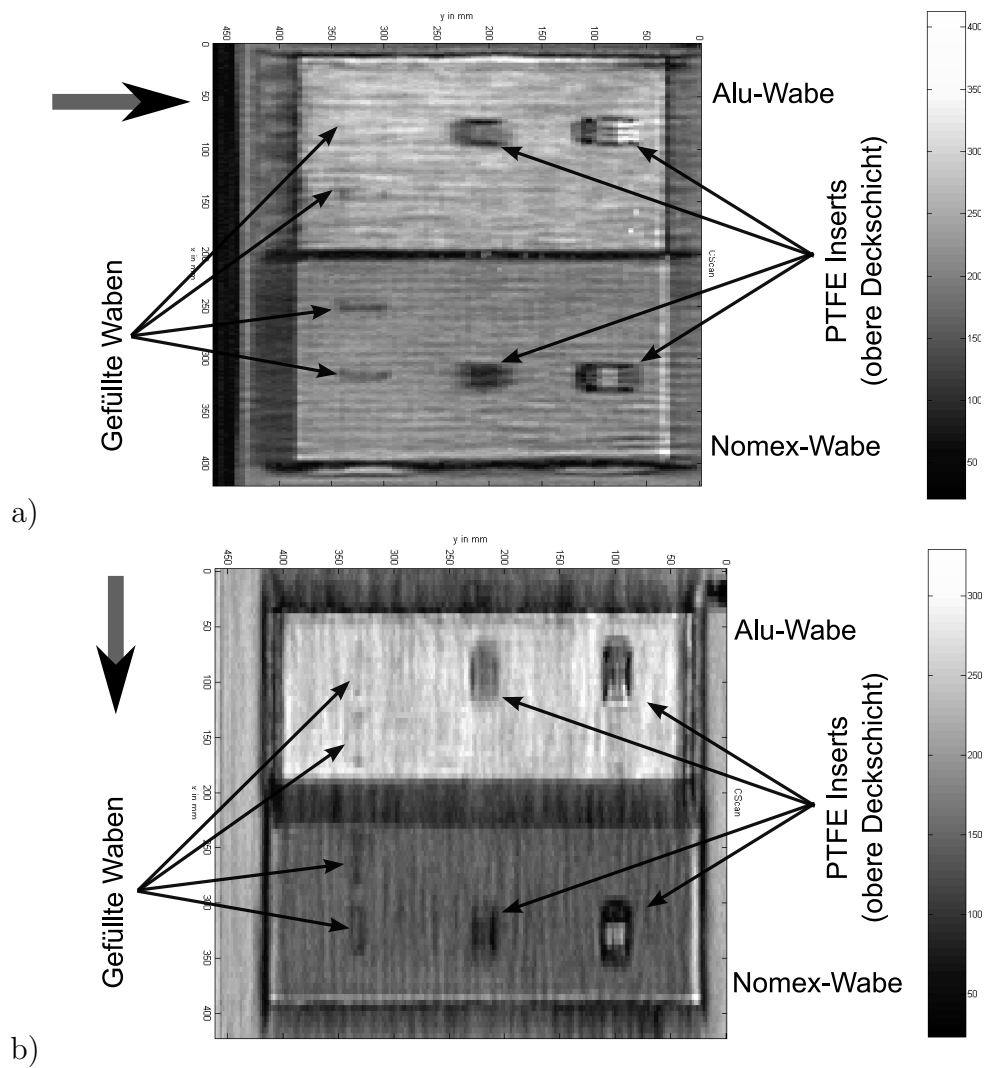


Abb. 5.21: FSRM C-Scan (200 kHz) der oberen Decklage der FACC-Wabenverbundplatte, die bereits mit NTM untersucht wurde (vgl. Abb. 5.14). Der Pfeil markiert die Plattenwellenausbreitung in x- (a) bzw. in y-Richtung (b). Jeweils oben Aluminium- und unten Nomex-Kern [94].

Diese Betonung oder Unterdrückung bestimmter Merkmale ist bei einem Verfahren wie der FSRM, das richtungsselektiv glättet, besonders kritisch. Misst man etwa ein GFK-Laminat mit relativ groben Roving-Lagen und $0-90\pm 45^\circ$ -Aufbau ohne zusätzliche Defekte in Transmission (FSTM), so ergibt sich ein überlagertes Karo-Muster (Abb. 5.22a). Eine FSRM-Messung integriert die Eigenschaften des Materials jeweils über die 2 - 5 cm der Laufstrecke, was gerade bei periodisch aufgebauten Materialien Strukturen unterdrückt, die in anderen Richtungen liegen. Die C-Scans in Abbildung 5.22a-d zeigen jeweils etwa denselben Ausschnitt derselben GFK-Platte (zu erkennen an der dunklen Markierungsfläche links oben), aber in FSTM (a) ohne Ausbreitungsstrecke und in FSRM mit Plattenwellenausbreitung jeweils in Pfeilrichtung (b-d). Die Struktur der Probe wird jeweils in Ausbreitungsrichtung geglättet. Es ist also zu beachten, dass die FSRM in solchen Materialien immer ein stark gefiltertes Abbild der tatsächlichen Probe liefert und manche Eigenschaften erst bei entsprechen angepasster Laufrichtung zu sehen sind. Kritisch ist der Effekt bei Proben, deren Geometrie die Ausbreitungsrichtung vorgibt.

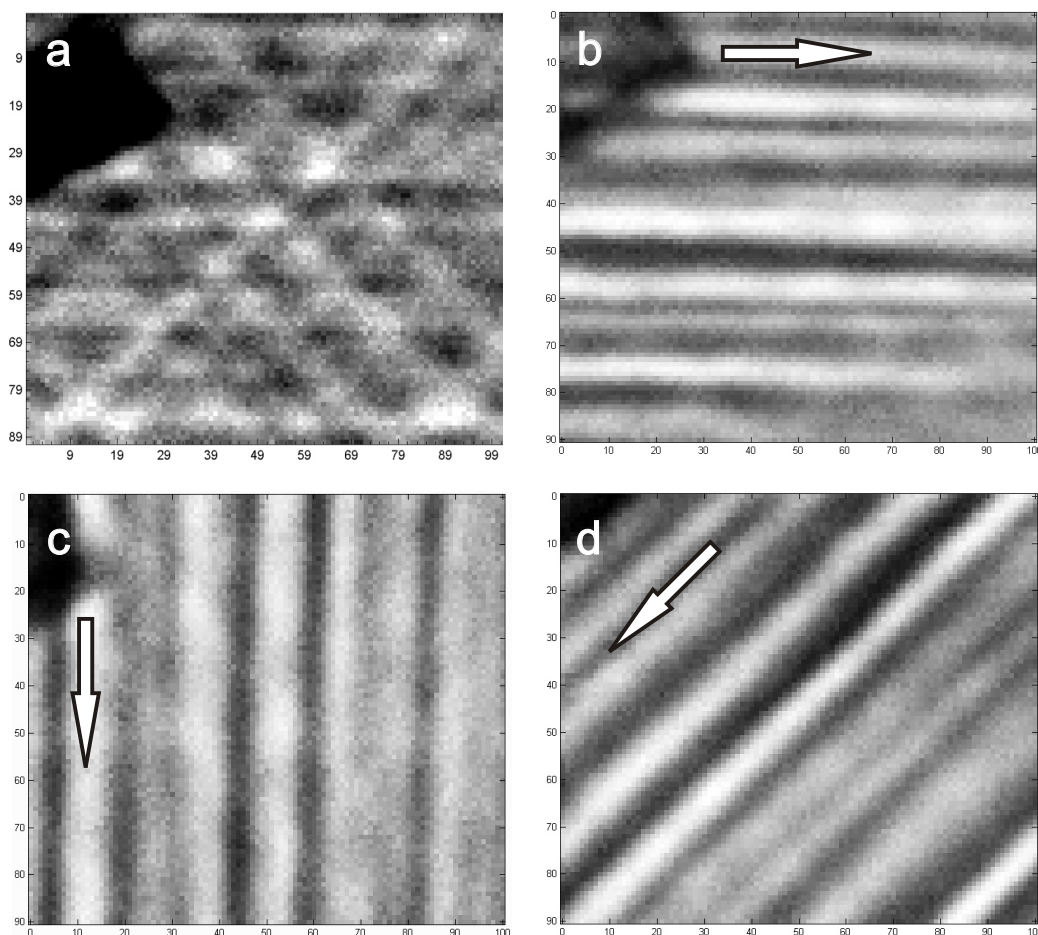


Abb. 5.22: FSTM (a) und FSRM (b-d) C-Scans eines GFK-Laminats mit Ausbreitung der Plattenwelle jeweils in Pfeilrichtung [95].

Aus Langfaserverbundwerkstoffen (wie dem untersuchten GFK-Laminat) werden auch komplexer geformte Bauteile hergestellt, z. B. Rohre, die etwa als Kraftübertragungswelle in Pkw oder Hubschraubern eingesetzt werden sollen. Ein Verbundbauteil kann vor allem deshalb erheblich leichter konzipiert werden als eines aus Metall, weil die Mehrzahl der Fasern exakt in Lastrichtung platzierbar sind. Solche Rohre berührungslos zu prüfen ist eine besondere Herausforderung, sie gelang mit einer Wellenausbreitung parallel zur Zylinderachse (vgl. Abb. 5.7). Die C-Scans in Abbildung 5.23 sind gewissermassen das abgewickelte Bild der Zylinderoberfläche. Das GFK besitzt denselben Aufbau wie die zuvor betrachtete Platte (Abb. 5.22). Aufgrund der Wellenausbreitungsrichtung entlang der Mantellinie sind in erster Linie achsparallele Strukturen (im Bild horizontal) zu erkennen, allerdings reichen auch diese, um die starke Inhomogenität des Materials und z. T. Verdrehungen der Rovings (besonders W1RP7, bei einem Winkel von 250°) zu sehen. Bei den dunklen Flecken bei der Probe W1RP9 (bei 100°) handelt es sich nicht um Defekte, sondern um die Doppelabbildung eines zur Markierung angebrachten Aluminiumklebebands, das die Lambwellenlaufstrecke zwischen Sender und Empfänger von 50 mm zeigt.

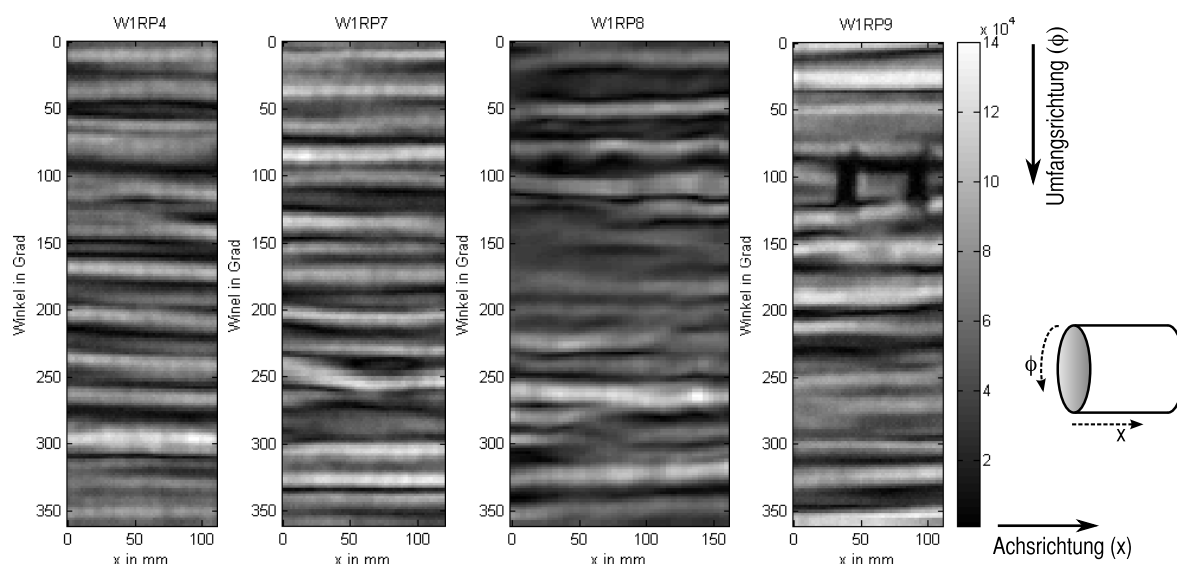


Abb. 5.23: FSRM C-Scans (200 kHz, halbautomatische Abtastung) von vier gewickelten GFK-Rohren (Durchmesser 47 mm, Wandstärke 2 mm, hergestellt von Dipl.-Ing. Frank Schmidt, IFL, TU Braunschweig).

Ein besonders häufig eingesetztes Leichtbau-Verbundmaterial ist die Kombination aus einem leichten Hartschaum und einer festen Deckschicht aus Metallblech oder Kunststoff. Dabei dient der Schaum als (mechanisch schwache) Verbindung zwischen den Decklagen und als thermische Isolation. In diese Klasse von Produkten und Bauelementen gehören Haushaltskühlschränke, die Wände von Kühlkontainern, aber auch große Paneele für den Industriehallenbau. Mangelnde Verbindung zwischen Schaumkern und Decke führt unter Belastung (z. B. Temperaturwechsel durch Tag-Nacht-Zyklus) leicht zu sich ausbreitenden Delaminationen und letztlich zur Zerstörung des Elements. Fehlenden Schaum hinter

z. B. einem Stahlblech zerstörungsfrei zu detektieren ist für die meisten ZfP-Verfahren schwierig oder gar unmöglich, da sich Luft und Schaum in den relevanten physikalischen Eigenschaften (Dichte, Wärmeleitfähigkeit, ...) kaum unterscheiden. Einen Ausweg bietet die ZfP mit Lambwellen, die im Stahlblech laufen und durch die schwache Störung des leichten Schaums etwas stärker gedämpft werden als ohne Schaum. Durch die verhältnismäßig lange Laufstrecke von einigen Zentimetern reicht der Effekt dann doch noch für eine bildgebende Prüfung. Für die in Abbildung 5.24 gezeigten Ergebnisse wurde aus

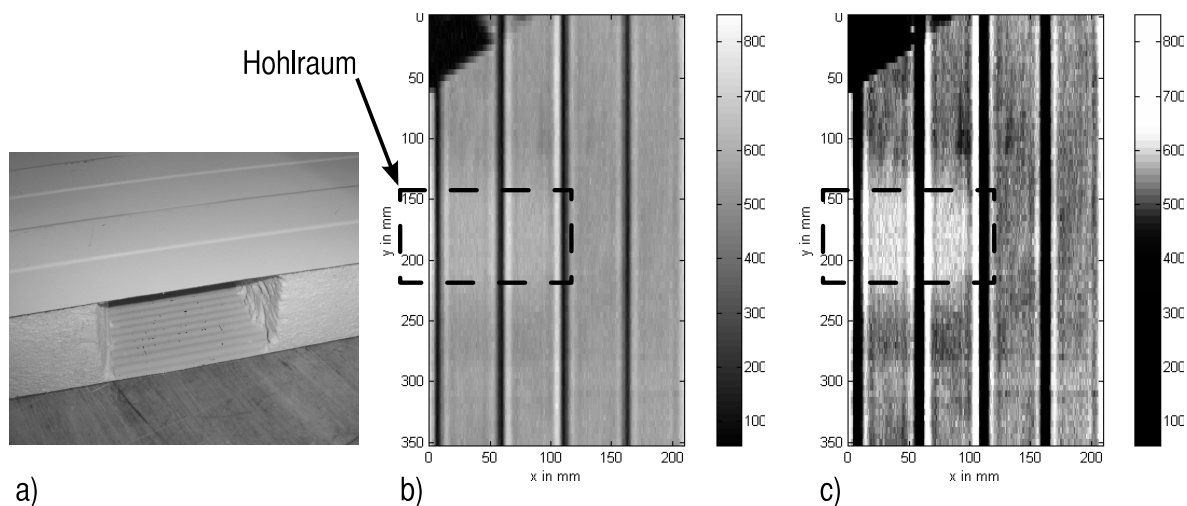


Abb. 5.24: Stahl-PU-Verbundpaneel, Foto (a) und FSRM C-Scans (200 kHz) mit voller Signaldynamik (b) und Kontrastüberhöhung (c). Mit freundlicher Genehmigung der Bayer MaterialScience AG (Dr.-Ing. H. Ehbing).

einem industrietypischen Paneel mit 0,8 mm Stahlblechen und 75 mm Schaumkern an einer Stelle der Kern von Hand entfernt, um eine am Blech anliegende Blase oder beginnende Delamination aus der Produktion zu simulieren. Stellt man den FSRM-Scan mit vollem Dynamikumfang dar (Abb. 5.24b), so sind vor allem die Profilierung des Blechs (dunkle vertikale Streifen) und die aufgeklebte Markierung (links oben) zu erkennen. Um den Hohlraum sichtbar zu machen, muss der Bildkontrast extrem überhöht werden (Abb. 5.24c). Die Luftultraschallprüfung ist somit trotz der schwachen Wechselwirkung zwischen Plattenwelle im Blech und dem Schaumkern für eine berührungslose Prüfung solcher Verbundelemente geeignet.

5.1.5 Bildgebung mit Rayleighwellen: ZfP der Grenzschicht

Eine Defektart, bei der die konventionelle Puls-Echo-Technik vor Problemen steht, ist der Riss senkrecht zur Oberfläche. Das übliche Pitch-Catch-Verfahren (sehr flache Einschallung einer Longitudinal- oder Transversalwelle mit Reflexion auf der Rückseite und Detektion mit einem zweiten Prüfkopf) erfordert eine zuverlässige, parallele Rückwand. Dagegen läuft eine Rayleighwelle direkt in der Randschicht und sollte deshalb gut auf Risse an oder direkt unter der Oberfläche ansprechen. Da es nahezu unmöglich ist, einen definierten Riss kontrolliert zu erzeugen, wurden Kerben in die PMMA-Testkörper eingefräst bzw. gesägt. Probe A besitzt auf der Plattenoberfläche eine eingesägte Kerbe, deren Tiefe auf einer Länge von 71 mm von Null linear auf 2,5 mm abfällt. Die Breite der Kerbe beträgt ca. 1,5 mm (Abb. 5.25). Probe B ist das Spiegelbild zu A mit einer

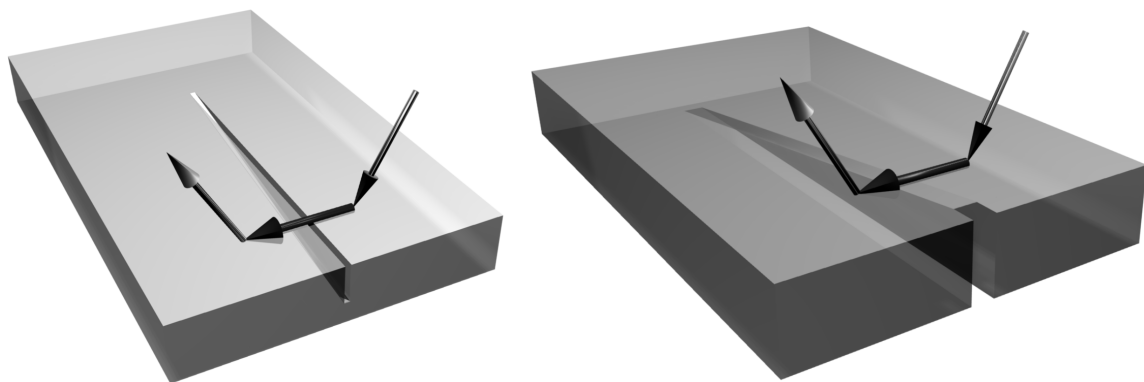


Abb. 5.25: PMMA-Proben mit von oben (A, links) und unten (B, rechts) eingebrachter Kerbe zur Simulation eines senkrechten Risses. Durch die Pfeile angedeutet sind der einfallende und emittierte Luftultraschall sowie die in der Oberfläche laufende Rayleighwelle (Cand.-Ing. Christoph Trieb).

von unten eingefrästen Kerbe (Breite 5 mm), die sich von einer Restwandstärke von 21 mm kontinuierlich der Oberfläche nähert und diese nach einer Strecke von 225 mm durchbricht, 5 mm vor dem Rand der Probe (Restwandstärke Null). Um die Auswirkungen der Kerben auf das Signal zu untersuchen, wurden B-Scans jeweils so ausgeführt, dass SAW-Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Kerbe liegt. Die Scanrichtung ist parallel zur Kerbe, ein B-Scan folgt dieser also (bei Probe A) entlang zunehmender Tiefe. Da die Bestimmung der Scanposition nach einem Wechsel der Prüfköpfe recht unsicher ist, wurde jeweils noch ein paralleler Scan (neben der Kerbe) durchgeführt und die Position der Kante dort angenommen, wo das Signal auf 50 % abfällt. Diese Referenzkurven sind jeweils mit eingezeichnet.

Bei einem flachen Oberflächenriss ist anzunehmen, dass eine SAW umso empfindlicher reagiert, je höher ihre Frequenz ist, also je stärker sie selbst in der Randschicht konzentriert ist. Die Amplitudenverläufe in Abbildung 5.26 zeigen dann auch, dass die Welle mit 392 kHz früher einbricht als die 200-kHz-Welle, die deutlich länger auf dem Plateau einer weitgehend ungestörten Ausbreitung bleibt. Die Risstiefen, die jeweils ei-

nem Einbruch der Amplitude um 10 bzw. 50 % entsprechen, zeigt Tabelle 5.1. Setzt man einen Amplitudenabfall von 10 % für eine zuverlässige Detektion an, so liegt die Nachweisgrenze bei einer Risstiefe von 1,6 mm bei 200 kHz bzw. 0,8 mm bei 392 kHz. Dies entspricht jeweils einer viertel Wellenlänge der verwendeten Rayleighwelle. Es ist noch darauf hinzuweisen, dass die Kurven in Abbildung 5.26 stark über Bezier-Kurven geglättet sind. Dem Effekt durch die Kerbe sind Amplitudenoszillationen überlagert (am besten zu sehen an der 200-kHz Referenzkurve, Abb. 5.27), die durch Randreflexionsinterferenzen entstehen (vgl. Kap. 5.1.2.2).

Das verwandte, aber gewissermaßen umgekehrte Problem ist ein Riss im Probeninneren, der die Oberfläche gerade nicht erreicht. Diese Defektart ist kritisch, weil die Restbelastbarkeit des Bauteils auf Biegung davon abhängt, wie groß die verbleibende Restwanddicke ist. Hier ist ein ähnliches Ansprechverhalten wie bei den Oberflächenrisen zu erwarten, nur dass in diesem Fall die tiefer reichende 200-kHz-Welle früher anspricht. Diese Erwartung wird durch das Experiment (Abb. 5.28) bestätigt. Setzt man dasselbe Nachweiskriterium eines Amplitudenabfalls um 10 % an wie zuvor, so ist der Riss im Inneren ab einer Restwandstärke von 11,6 mm bei 200 kHz und 2,5 mm bei 392

Tabelle 5.1: Risstiefen, die jeweils zu einem bestimmten Signalverlust führen.

Frequenz	200 kHz	392 kHz
Risstiefe für 90 % Abfall auf...	1,6 mm	0,8 mm
Risstiefe für 50 % Abfall auf...	2,2 mm	1,4 mm

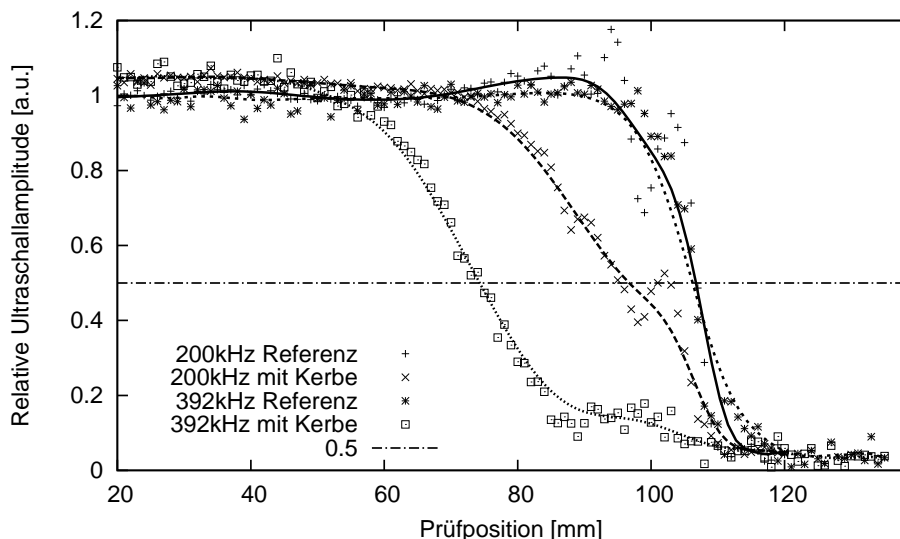


Abb. 5.26: Amplitudenverlauf bei B-Scans über die Fläche und den Rand von Probe A ohne Kerbe (Referenz) und mit einer oberflächenbrechenden Kerbe wachsender Tiefe. Gezeigt sind die unmittelbaren Messdaten (Punkte) und der bezier-geglättete Verlauf (Linien).

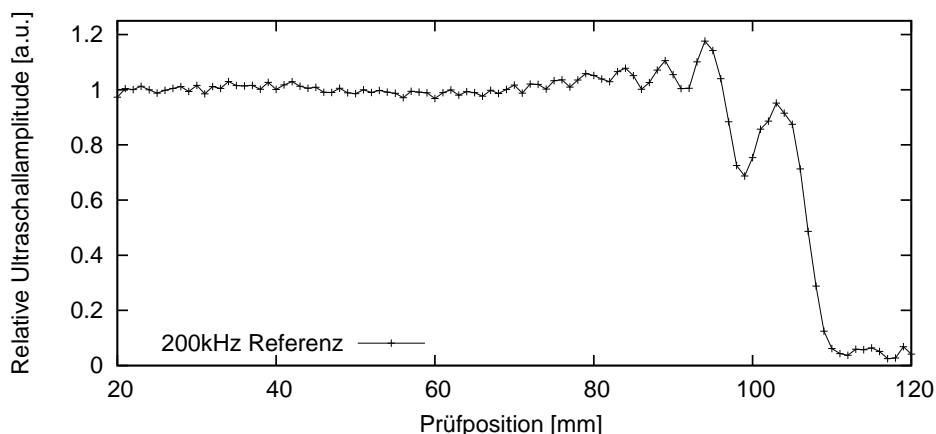


Abb. 5.27: Ungeglätteter Verlauf der Amplitude am Rand der Probe mit deutlichem Interferenzmuster.

kHz zu detektieren. Allerdings ist der genaue Kurvenverlauf wesentlich komplizierter, als angesichts der simplen Probengeometrie zu erwarten gewesen wäre. Einen gewissen Anteil daran mag die endliche Breite der Kerbe haben, die eine komplexere Interaktion verursacht als nur eine teilweise Reflexion der SAW [93].

Ein Hauptanliegen der konventionellen berührenden Ultraschallprüfung ist das Auffinden verborgener Hohlräume in massiven Bauteilen sowie die Bestimmung ihrer Tiefenlage. Dies wird durch die Auswertung der Laufzeit bis zum Fehlerecho mit großer Orts- und Tiefenaufösung erreicht. In der berührungslosen Luftultraschall-ZfP mit Rayleighwellen

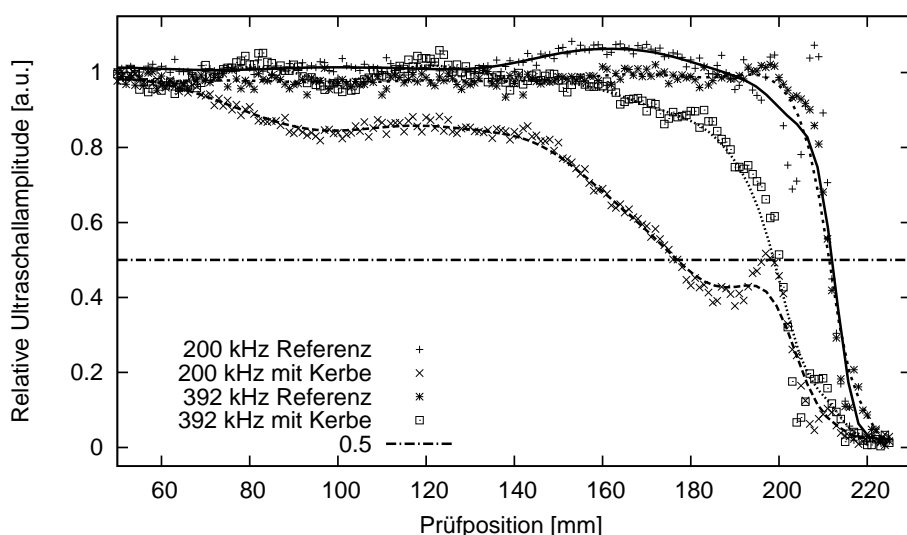


Abb. 5.28: Amplitudenverlauf bei B-Scans Probe B mit an die Oberfläche steigender Fräsung im Inneren bzw. ohne sie (Referenz). Gezeigt sind die unmittelbaren Messdaten (Punkte) und der bezie-geglättete Verlauf (Linien).

wird eine anderer Weg gewählt: Die Oberflächenwelle hat nur eine begrenzte Tiefenreichweite (rund $1,5 \lambda_R$, vgl. Abb. 3.6). Verschwindet das Abbild eines Defekts bei steigender Ultraschallfrequenz, so ist er unter diese Schwelle gerutscht.

Um die unterschiedliche Tiefenreichweite auch bildgebend (im C-Scan) nachzuweisen, wurde eine PMMA-Probe mit sechs Flachboden-Sacklochbohrungen (Durchmesser 16 mm) mit Restwandstärken von 1,6 bis 8,7 mm bis zur Probenoberseite hergestellt. Die Messung erfolgt in einer FSRM-Konfiguration mit möglichst kurzer Laufstrecke, Abbildung 5.29 zeigt den Messaufbau mit der Probe. Da das Material eine SAW-Geschwindigkeit von rund 1350 m/s besitzt, liegen alle Defekte innerhalb der Reichweite einer 200-kHz-Welle, jedoch sind nur die oberflächennahen für eine 392-kHz-Welle zugänglich. An Rayleighwellen gekoppelter Luftultraschall niedriger Frequenz (200 kHz) zeigt alle sechs Bohrungen. Bei der höheren Frequenz sind nur die vier oberflächennächsten Bohrungen sichtbar, diese jedoch mit einem höheren Kontrast (Abb. 5.30). Durch die Laufstrecke sind die ursprünglich runden Bohrungen leicht deformiert abgebildet [93].



Abb. 5.29: PMMA-Sacklochprobe und FSRM-Sensor (392 kHz Prüfköpfe).

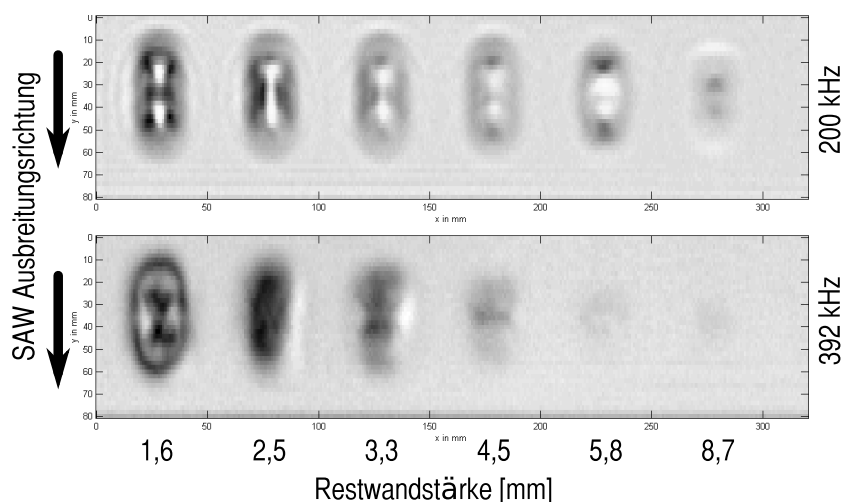


Abb. 5.30: FSRM C-Scan (Messfeld $84 \times 320 \text{ mm}^2$) mit Rayleighwellen bei zwei Frequenzen an einer Sacklochprobe. Die Ziffern geben die Restwandstärke der Sacklöcher an.

5.1.6 Modenschwebung als Kontrastmechanismus

In allen Luftultraschalluntersuchungen, besonders jedoch in DTOF-Geschwindigkeitsmessungen, wird versucht, möglichst selektiv in eine einzelne Mode einzukoppeln. An der Grenzfläche dicker Festkörper ist dies von allein gegeben, da nur eine einzige Rayleigh-Mode existiert und mögliche Lecksignale in Form von L- oder T-Wellen bei den typischen Einfallswinkeln so flach zur Grenzfläche hingebrochen werden, dass sie im Normalfall nicht wieder an der Oberfläche detektierbar sind. Bei hinreichend dünnen Platten ist die Trennschärfe ebenfalls hoch, da nur a_o - und s_o -Wellen auftreten und diese von ihrer Geschwindigkeit hinreichend verschieden sind (vgl. Abb. 4.6, $k_T D \leq 4$), um über den Resonanzwinkel selektiert zu werden. Im Übergangsbereich zwischen dünner Platte und halbunendlichem Festkörper ist aber immer mit der gleichzeitigen Anregung mehrerer Moden zu rechnen, was auch aus Simulationsrechnungen bekannt ist [96]. Erstmals offensichtlich wurde diese Eigenschaft der LUS-Prüfung bei einem Scan des Plattenwellen-Schallfeldes einer 4,2 mm starken Polycarbonat-Probe mit einem Aufbau, der als Vorform der DTOF gelten muss (Abb. 5.31): Ein ortsfester Prüfkopf regt ein gepulstes Schallfeld im Kunststoff an, und ein zweiter tastet es ab. Abweichend vom abgebildeten Aufbau wurde die Messung, deren Ergebnisse diskutiert werden, bei 392 kHz durchgeführt. Ein B-Scan in Ausbreitungsrichtung würde bei einer vollständigen Modenselektivität nur ein einziges Signalband zeigen, aus dem sich über den Verlaufswinkel der Wellenfronten die Phasengeschwindigkeit ablesen ließe, aus dem der Einhüllenden die Gruppengeschwindigkeit (Abb. 5.32). Je steiler dabei die Phasenfronten bzw. Pulsbänder im B-Scan stehen, desto höher ist die jeweilige Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit. Im rechten der markierten Rechtecke fällt auf, dass die Amplitude abstandsabhängig periodisch schwankt. Dies ist nur über die gleichzeitige Existenz zweier Moden mit ungefähr gleicher Gruppengeschwindigkeit (sonst würde sich das Band rasch aufteilen) und minimal unterschiedlicher

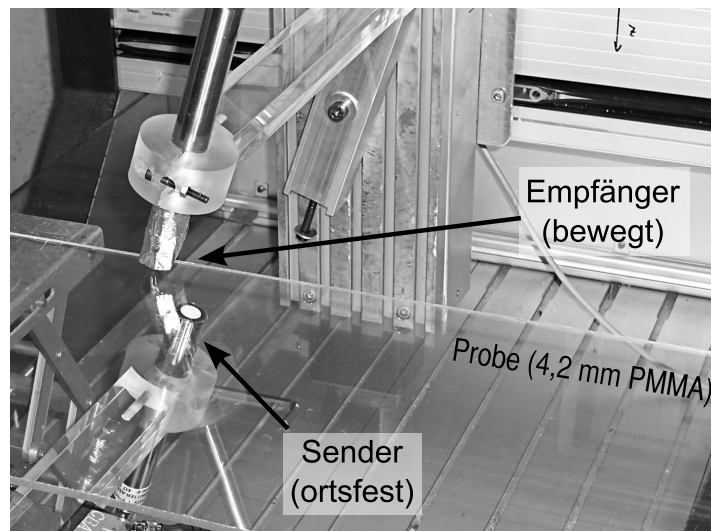


Abb. 5.31: Versuchsaufbau zur Plattenwellenfeldabbildung.

Phasengeschwindigkeit zu erklären. Ein bekannter Fall dieser Modulation ist die am Ende von Kapitel 3.7.3 beschriebene rayleigh-artige Plattenwelle mit ihrem Wechsel der Energie zwischen den beiden Seiten.

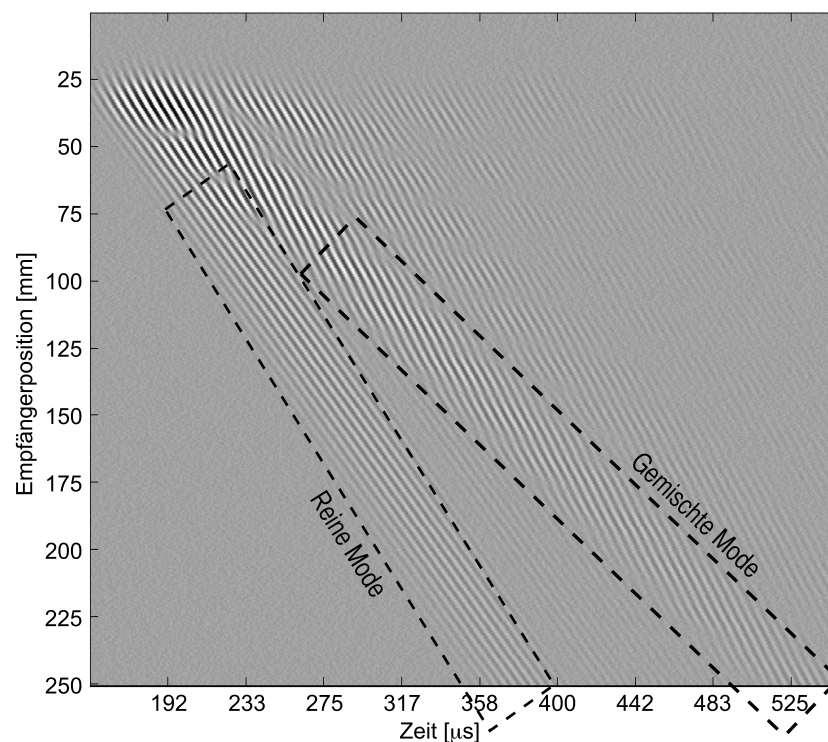


Abb. 5.32: B-Scan in Ausbreitungsrichtung mit Auftreten verschiedener Moden.

5.1.6.1 Nachweis der Modenschwebung

Die Anregung einer Plattenwelle, die sich ausschließlich als ein amplitudenmoduliertes Band im B-Scan zeigt, gelang an einer 4 mm starken PMMA-Platte bei einer Ultraschallfrequenz von 392 kHz. Der DTOF-Aufbau wurde benutzt, um den Puls sowohl auf der Anregungsseite als auch in Transmission zu verfolgen. Während die Transmissionsmessung direkt gegenüber der Anregungsstelle beginnen kann, ist auf der Reflexionsseite ein Anfangsabstand von ca. 5 cm notwendig, um direkt reflektierten Luftultraschall ausblenden zu können. Einen modulierten B-Scan und die Wegabhängigkeit der Amplituden zeigt Abbildung 5.33. In der Auswertung ist klar zu sehen, dass das Signal

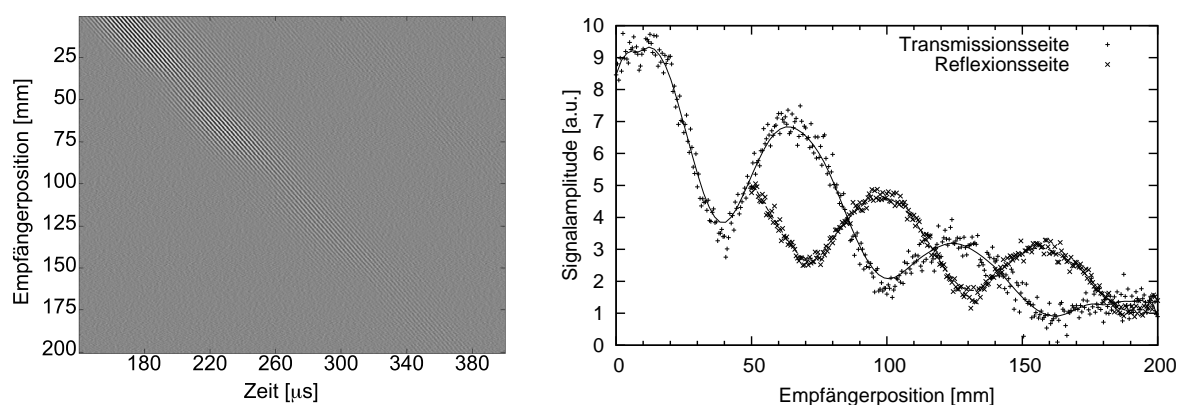


Abb. 5.33: B-Scan entlang des sich ausbreitenden Pulses mit sichtbarer Signalmodulation (Transmission) und Amplitudenauswertung auf beiden Seiten.

mit der Entfernung abklingt (Dämpfung, Abstrahlung, geometrische Ausbreitung) und dabei periodisch moduliert ist. Die Modulation ist nur partiell, d. h. es findet keine vollständige Auslöschung statt, was dafür spricht, dass die a_o und s_o -Moden nicht im Verhältnis 1 : 1 angeregt wurden, sondern eine von beiden dominiert (im Verhältnis von etwa 3 : 1). Im Einklang mit der Theorie, die Gegenphasigkeit der Wellen auf beiden Oberflächen fordert (vgl. Kap. 3.7.4), ist das Signal auf einer Seite immer dann maximal, wenn es auf der anderen ein Minimum zeigt. Aufgrund der nötigen Umbauten zwischen den Messungen ist die Positionsangabe mit einer Unsicherheit von etwa 5 mm behaftet. Die Schwebungswellenlänge Λ beträgt etwa 55 mm.

Dieser Befund hat eine Reihe von Konsequenzen:

- Zum einen kann es in allen Arten von Luftultraschall mit Schrägeinschallung und Laufstrecke passieren, dass beim gewählten Arbeitsabstand kaum brauchbares Signal zu finden ist. Dies wird beim empirischen Einstellen der Prüfköpfe bereits berücksichtigt, da eine kleine Variation der Winkel zur Bevorzugung einer Mode führt und das Signal auch an suboptimalen Positionen verbessert.
- Weiterhin hängt die Schwebungswellenlänge vom Unterschied der Phasengeschwindigkeiten der beteiligten Moden, und damit vom $k_T D$ -Wert auf der Dispersionskurve ab. Dies bedeutet, dass Dickenschwankungen der Probe die empfangene

Amplitude erhöhen oder verringern können - je nachdem, ob man sich gerade auf der steigenden oder der fallenden Flanke eines Verlaufs befindet (s. Abb. 5.33).

- Zuletzt kann die Kenntnis einer Welle, deren Amplitude zwischen den Fronten hin- und herwechselt, gezielt für eine seitenselektive ZfP eingesetzt werden.

5.1.6.2 Optimierte Rissdetektion

Ist das Auftreten einer definierten rayleigh-artigen Plattenwelle in einer mitteldicken Platte bekannt, so lässt sich der FSRM-Prüfkopfabstand so wählen, dass im Abstand von genau einer Schwebungswellenlänge von der Anregung detektiert wird. Befindet sich ein rissartiger Defekt auf der prüfkopfabgewandten Seite der Probe, so findet eine Interaktion nur dann statt, wenn die Energie der Welle auf dieser Seite ist, also wenn sich der Riss in der Mitte zwischen Sender und Empfänger befindet. Liegt der Riss auf der prüfkopfzugewandten Seite, so wird eine zweimalige Wechselwirkung erwartet: direkt hinter dem Sender und direkt vor dem Empfänger.

Für den Versuch wurden die wenig modenselektiven AirStar AS200 bei 215 kHz betrieben und eine 6 mm starke PMMA-Platte ausgewählt. Eine DTOF-Messung ergab mit diesen Parametern eine Phasengeschwindigkeit von rund 1200 m/s und eine Schwebungswellenlänge von 3,7 cm (Amplitudenverlauf s. Abb. 5.34). Eine versehentliche Anregung

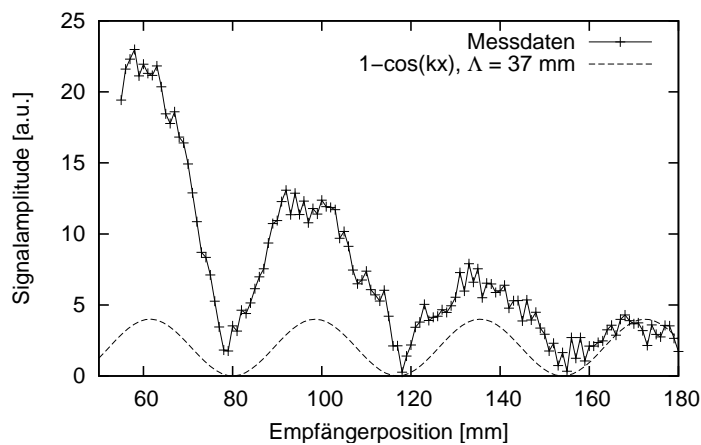


Abb. 5.34: Abhängigkeit der empfangenen Amplitude von der Laufstrecke. Zum Vergleich: Cosinus-Funktion mit Periodizität von 37 mm.

von Transversal-Bulkwellen und damit eine Wiederholung der Experimente von Blomme et al. [87] kann ausgeschlossen werden, da sich bei leichter Variation der Prüfkopfwinkel zwar die Modulationstiefe im B-Scan zur Verfolgung des Pulses ändert, nicht jedoch die Periodizität der Schwebung. In diese Platte wurde eine Kerbe mit zwei Tiefenstufen (1 mm, 2 mm) eingebracht, die an der Oberfläche ca. 1,5 mm breit ist. Die Anlage wurde in eine FSRM-Konfiguration mit (37 ± 3) mm Laufstrecke gebracht und zwei Scans durchgeführt: einmal mit der Kerbe auf der prüfkopfzugewandten Seite (oben) und einmal unten. Die resultierenden C-Scans zeigen in jedem Fall die tiefe und auch die flache

Kerbe (Abb. 5.35). Das postulierte Kontrastverhalten (Einfach-/Doppelabbildung) ist zu erkennen. Der Kontrast ist bei der 2-mm-Kerbe, deren Tiefe immerhin ein Drittel der Plattendicke ausmacht, wesentlich stärker. Da der Kontrastumfang eines Bildes der Dynamik nicht immer gerecht werden kann, zeigt Abbildung 5.36 die Signalamplitude entlang der eingezeichneten Pfade (vgl. Abb. 5.35). Es ergibt sich, dass das Auflösungsvermögen für die Kerbe auf der Rückseite besser ist, als es bei nicht-schwebenden Moden durch die Laufstrecke gegeben wäre. Weiterhin zeigt sich zumindest für die flache Rückseitenkerbe ein Doppelbild (zwei Minima), das auf eine komplexere Wechselwirkung der Welle hinweist.

Um zu zeigen, dass sich die Seitenwechsel wiederholen, wurden die Scans nach einer Erhöhung des Prüfkopfabstands auf die doppelte Schwebungswellenlänge erneut durchgeführt (Abb. 5.37, 5.38). Da die rayleigh-artige Plattenwelle jetzt viermal die Seite der Platte wechselt (Einkopplung oben, Wechsel oben/unten/oben/unten/oben, Detektion oben) wird das Abbildungsverhalten noch komplizierter. Es ergeben sich in logischer Fortsetzung drei Interaktionen der Plattenwelle mit einer Kerbe auf der Plattenoberseite, jedoch nur zwei mit einer auf der Unterseite. Auch die interne Doppelstruktur bei der Abbildung an der Unterseite ist wieder zu sehen.

Bei gezielter Ausnutzung der Modenschwebung lässt die Luftultraschallprüfung somit eine Seitenunterscheidung bei Rissdefekten zu, die klar an einer Oberfläche lokalisiert sind. Voraussetzung ist jedoch,

- dass das Material ausserhalb der Defekte weitgehend homogen ist,
- etwaige Defekte so weit voneinander entfernt sind, dass sich ihre Bilder nicht überlagern und
- dass die Dämpfung so gering ist, dass bei einer Laufstrecke von etlichen Zentimetern noch ein brauchbares Signal zu detektieren ist.

Zu erwähnen ist auch, dass sich bei solchen Laufstrecken Interferenzeffekte aufgrund von Reflexionen der Welle am Probenrand schon in einigem Abstand ($\sim 3 - 5$ cm) vom Rand zeigen und die Messergebnisse überlagern können.

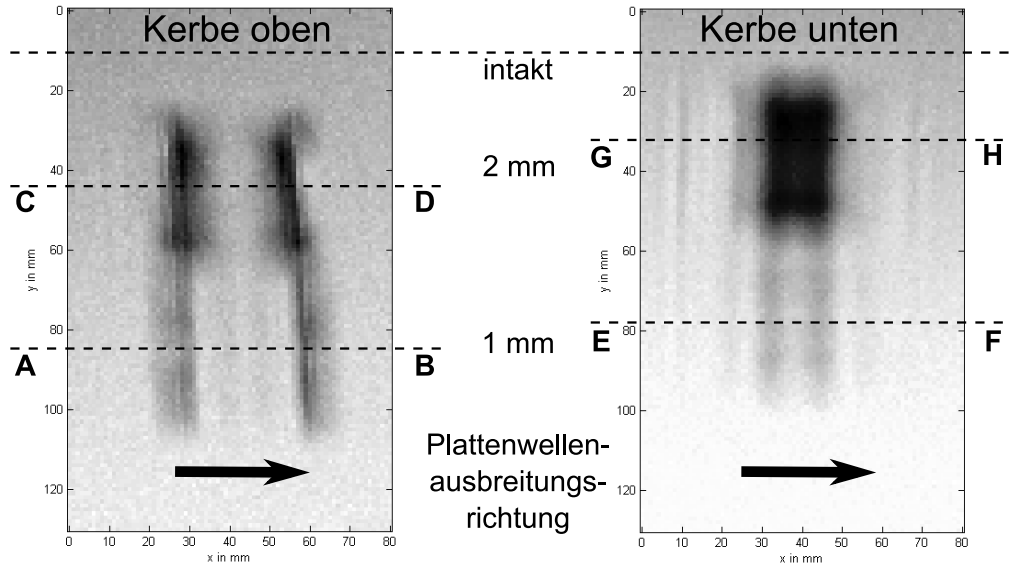


Abb. 5.35: FSRM C-Scans mit der Kerbe auf der Ober- und Unterseite. Gestrichelte Linien markieren die Pfade für die Amplitudenauswertung (s. Abb. 5.36).

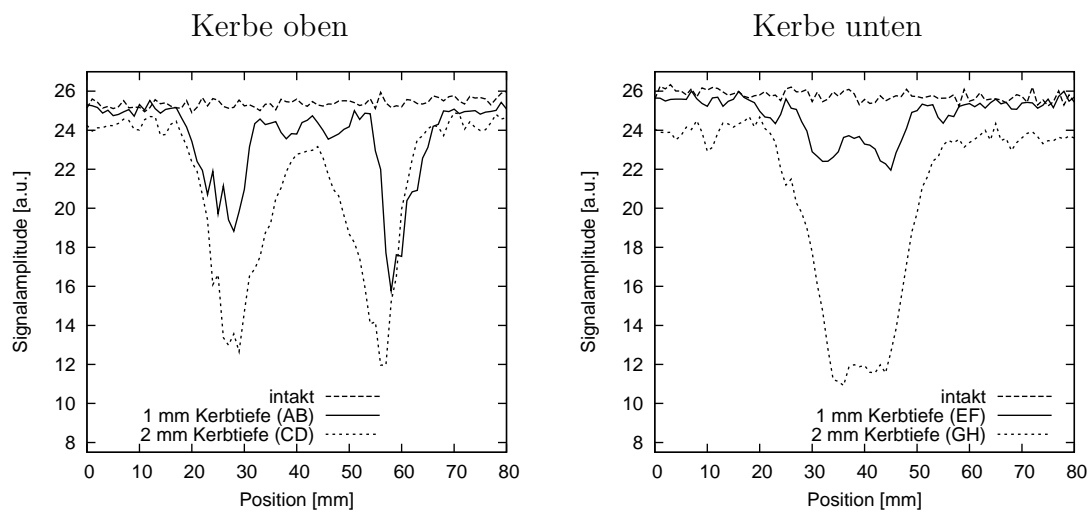


Abb. 5.36: Signalamplitude entlang der in Abbildung 5.35 markierten Pfade im intakten Material sowie über die 1- bzw. 2-mm-Kerbe.

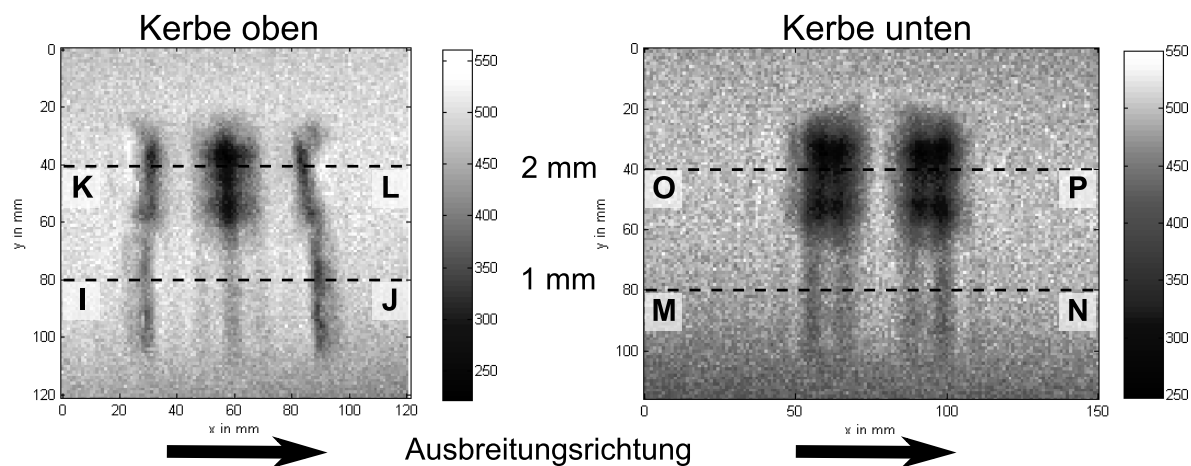


Abb. 5.37: FSRM C-Scans mit der Kerbe auf der Ober- und Unterseite mit zwei Schwingungswellenlängen Prüfkopfabstand.

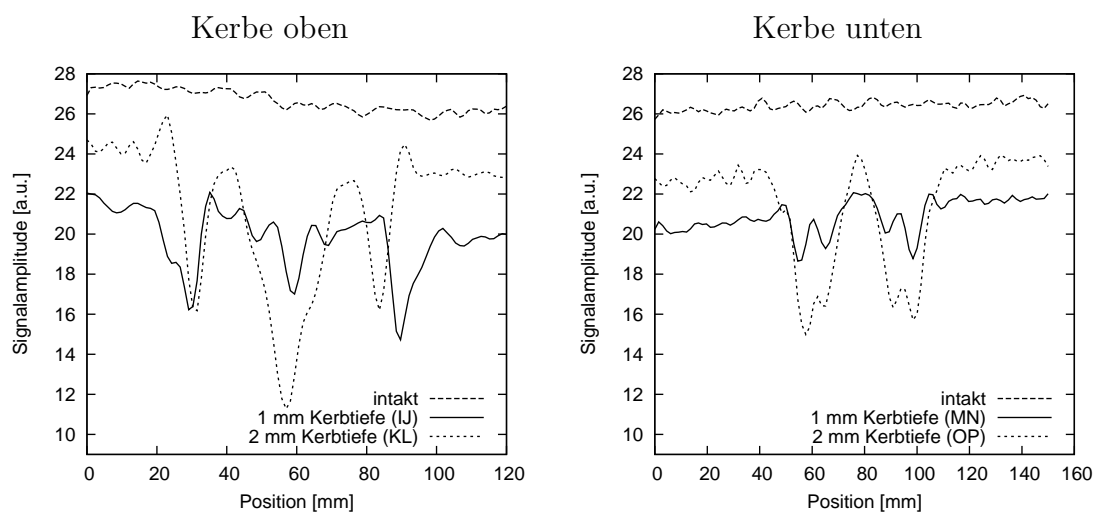


Abb. 5.38: Signalamplitude entlang B-Scans über eine Kerbe auf der Ober- bzw. Unterseite der PMMA-Platte bei rund 2λ Prüfkopfabstand. Verläufe wegen des starken Rauschens leicht geglättet (Spline-Interpolation).

5.2 Quantitative Werkstoffcharakterisierung

5.2.1 Methodik: Laufzeitmessung (DToF)

5.2.1.1 Theoretische Überlegungen

Die Messung der Laufzeit eines Ultraschallpulses ist die Grundlage vieler Ultraschallanwendungen in den Materialwissenschaften. Kann man mit definierten Pulsen arbeiten, so ist die Laufzeit einfach in einem A-Scan, veränderte Laufzeit im B-Scan abzulesen. Luftultraschallsysteme verwenden in der Regel so schmalbandige Prüfköpfe (Bandbreite $\leq 5\%$), dass das Einsetzen eines "Pulses" nicht eindeutig zu erkennen ist. Deshalb wird in der für diese Arbeit entwickelten Signalauswertung auf die Phase des empfangenen Ultraschallsignals zurückgegriffen. Der Einfachheit halber wird im Weiteren von einem Ultraschall-Dauerton (Sinus) ausgegangen, obwohl das Signal in der Praxis aus einem Sinus-Burst mit 10 - 20 Perioden besteht.

In einem FSRM-Aufbau (vgl. Kap. 5.1.1.3) durchläuft die Ultraschallwelle zuerst eine Luftstrecke und wird dann als Platten- oder Oberflächenwelle weitergeleitet, die schließlich nach einer zweiten Luftstrecke detektiert wird. Das Signal am Empfänger hat die Form

$$U(x_{L_1}, x_{L_2}, x_g, t) = U_o e^{i\varphi} = U_o e^{i(k_L x_{L_1} + k_L x_{L_2} + k_g x_g - \omega t)}, \quad (5.2)$$

mit $k_L = 2\pi/\lambda_L$, $k_g = 2\pi/\lambda_g$ den Wellenzahlen in Luft und in der geführten Welle, x_{L_1} , x_{L_2} und x_g den Laufstrecken in der ersten und zweiten Luftstrecke sowie in der geführten Welle (vgl. Abb. 5.39) und schließlich der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$.

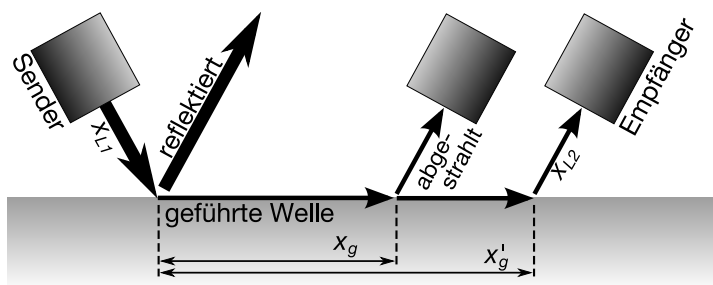


Abb. 5.39: Schema für die *differential time of flight* (DToF) Methode. Eine Verschiebung des Empfangsprüfkopfs erhöht die Laufstrecke der geführten Welle.

Verschiebt man einen der Prüfköpfe parallel zur Probenoberfläche, so ändert sich im Ausdruck für die Phase nur der Wert von x_g . Betrachtet man also zu einem gegebenen Zeitpunkt, z. B. $t = 0$, den Unterschied zwischen der Phase vor (φ) und nach (φ') der Verschiebung, so erhält man die Phasendifferenz

$$\begin{aligned} \Delta\varphi = \varphi' - \varphi &= (k_L(x_{L_1} + x_{L_2}) + k_g x'_g) - (k_L(x_{L_1} + x_{L_2}) + k_g x_g) \\ &= k_g(x'_g - x_g) = k_g \Delta x_g. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi = k_g\Delta x_g$ hängt somit nur noch von der Änderung der Laufstrecke im Material ab. Mit $k_g = 2\pi/\lambda_g$ lässt sich aus gemessener Phasendifferenz und Prüfkopfverschiebung direkt die Wellenlänge der geführten Welle errechnen:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{k_g} = 2\pi \frac{\Delta x}{\Delta\varphi}. \quad (5.4)$$

Aus (5.3) folgt für die Phasengeschwindigkeit v_{ph} :

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = 2\pi f \frac{\Delta x}{\Delta\varphi}. \quad (5.5)$$

Die Phase wird aus dem Zeitsignal des Ultraschalls mit einer DFT (Diskrete Fouriertransformation) extrahiert. Sie berücksichtigt nicht nur einen einzigen Nulldurchgang, wie das bei einer manuellen Auswertung der Fall wäre, sondern die Information des gesamten Pulses mit dem Vorteil, dass selbst aus stark verrauschten Signalen, in denen das Ultraschallsignal mit bloßem Auge kaum noch zu erkennen ist, die Phase mit einem Fehler von wenigen Grad ermittelt werden kann (Lock-In-Prinzip).

Anmerkung: In den obigen Formeln ist φ im Bogenmaß auf dem Intervall $[0; 2\pi]$ definiert. Die verwendete Matlab-Software arbeitet hingegen mit Phasenwinkeln in Grad auf dem Intervall $[0^\circ; 360^\circ]$ bzw. mit Unwrapping auf einem offenen Intervall. Beim Rechnen mit aus den Graphen abgelesenen Phasenwerten muss folglich in allen Formeln 2π durch 360° ersetzt werden, z. B.:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = 360^\circ f \frac{\Delta x}{\Delta\varphi}. \quad (5.6)$$

5.2.1.2 Praktische Umsetzung

Zunächst wurde die langsame Verschiebung der Prüfköpfe manuell auf einer optischen Bank durchgeführt, während gleichzeitig im Sekundentakt das Ultraschallsignal aufgezeichnet wurde. Pausen im Verschiebeprozess bei z. B. $\Delta x = n \cdot 5$ mm sorgen für Plateaus der Phasenkurve (Abb. 5.40), die eine sichere Ablesung ermöglichen. Es zeigt sich, dass eine Messung der Phase mit einer Genauigkeit von einigen zehn Grad bei einer typischen totalen Phasenverschiebung von mehreren tausend Grad möglich ist. Somit bleiben zwei primäre Fehlerquellen, die genaue Angabe des Wegunterschiedes und Ausrichtungsfehler: Erfolgt die Verschiebung nicht parallel zur Probenoberfläche, so ändert sich auch die Luftlaufstrecke, was das Messergebnis verfälscht.

5.2.1.3 Ausrichtungskompensation

Der Störeffekt durch eine nicht perfekt ausgerichtete Probenoberfläche kann etwas reduziert werden, wenn sich sowohl Sender als auch Empfänger bei der Messung vom gemeinsamen Mittelpunkt wegbewegen. Dies sorgt dafür, dass eine eventuelle Luftlaufstreckenänderung an einen Ende durch eine gleich große mit gegenteiligem Vorzeichen auf der anderen Seite ausgeglichen wird. Um die Wirksamkeit dieser Maßnahme zu überprüfen, wurde eine dicke ($D \gg \lambda$) PMMA-Platte gezielt unter verschiedenen Winkeln

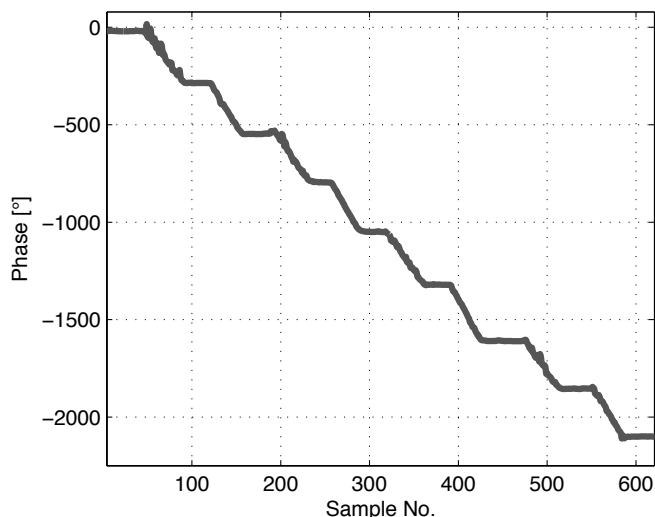


Abb. 5.40: Gemessener Phasenverlauf einer DTOF-Datenaufzeichnung (Rayleighwelle auf Balsaholz) mit manueller Prüfkopfverschiebung. Verschiebepausen führen zu Plateaus, an denen der Phasenwert abgelesen werden kann.

gegen die Prüfkopfverschiebung verkippt. Die gemessenen Geschwindigkeiten – mit ein- oder beidseitiger Verschiebung – zeigt Abbildung 5.41. Es ergibt sich, dass die beidseitige

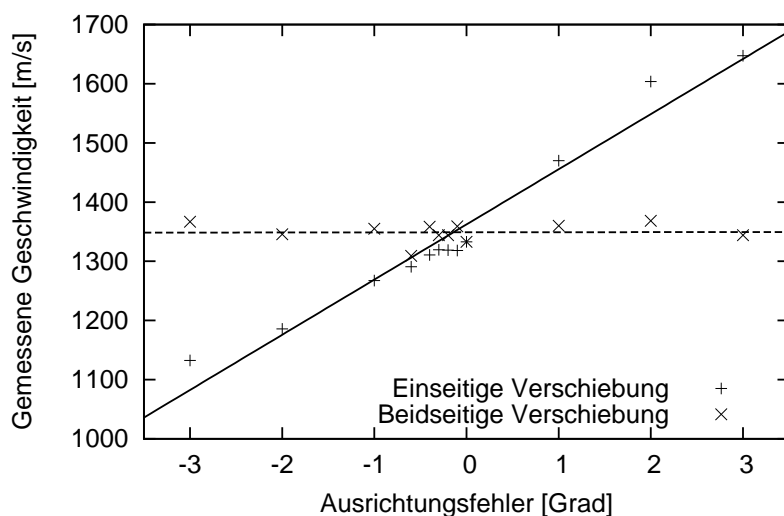


Abb. 5.41: Gemessene Rayleighwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit des Ausrichtungsfehlers (mit und ohne Kompensation durch beidseitige Verschiebung). Linien: lineare Regression durch die Messwerte.

Verschiebung den Fehler für Kippwinkel bis 3° weitgehend unterdrückt. Trotz dieses Ergebnisses wurde beim Aufbau der automatisierten Prüfung (die manuelle Verschiebung stellte sich insgesamt als wenig genau heraus) auf die beidseitige Verschiebung verzichtet, da dies den technischen Aufwand übermäßig in die Höhe getrieben hätte. Mittels einer digitalen Wasserwaage ist eine Justage bis auf ca. $0,2^\circ$ zu realisieren, was für die

meisten Messungen mehr als ausreichend ist.

5.2.1.4 Automatisierung

Der ursprüngliche manuell bediente Aufbau mit langen Auslegern, die von beiden Seiten über die Probe reichen, war in vielerlei Hinsicht unzulänglich. So konnten überhaupt nur Proben mit einer Ausdehnung von maximal 20 cm vermessen werden, und Δx war auf 40 mm begrenzt, was bei einer Einstellgenauigkeit von ca. 1 - 2 mm (Summe Start- und Endwegunsicherheit auf beiden Seiten) die Messgenauigkeit stark einschränkte. Abhilfe schafft die Verwendung des bereits für die bildgebende Luftultraschall-ZfP eingesetzten Schrittmotor-Scantischs zur Prüfkopfverschiebung (Abb. 5.42a). Er erlaubt eine sehr hohe Positioniergenauigkeit ($\leq 0,1$ mm) bei Verschiebewegen, die nur noch durch die Dämpfung der geführten Welle bzw. der Probengröße beschränkt sind. Weiterhin kann das System so ausgeführt werden, dass man die Platten-/Rayleighwellengeschwindigkeit automatisch auf vielen parallelen Bahnen in einem Durchlauf messen kann. Aus Sicht der Datenerfassungssoftware handelt es sich bei dieser Messung um einen normalen C-Scan, eine Softwareanpassung ist hier also nicht notwendig. Da das Ultraschallsignal nun auch in festen Abständen aufgezeichnet wird, ergibt sich als Phasenkurve nach erfolgreichem Unwrapping eine Gerade $\Delta\varphi(\Delta x) = \varphi_o - d\varphi/dx$, die ein unmittelbares Ablesen der Geschwindigkeit erlaubt (Abb. 5.42b). Ein linearer Fit an die Messdaten erhöht weiter die Genauigkeit und die Toleranz gegenüber Fehlern aus einzelnen abweichenden Phasenwerten. So ergibt sich aus Abbildung 5.42b für die Geschwindigkeit $v_{ph} = (1258 \pm 2) m/s$.

Aufgrund der Erfahrungen mit weitgehend automatisierten DTOF-Messungen [93, 97, 95] ist das Verfahren inzwischen ein zentraler Bestandteil neu angestoßener Forschung zur Materialermüdung und Defektrelevanz ("Zerstörungsfreie Prüfung fertigungs- und betriebsbedingter Defekte in Textilverbunden als Indikatoren zur Früherkennung des resultierenden Versagensverhaltens", Teilprojekt innerhalb des DFG-Projekts PAK 267).

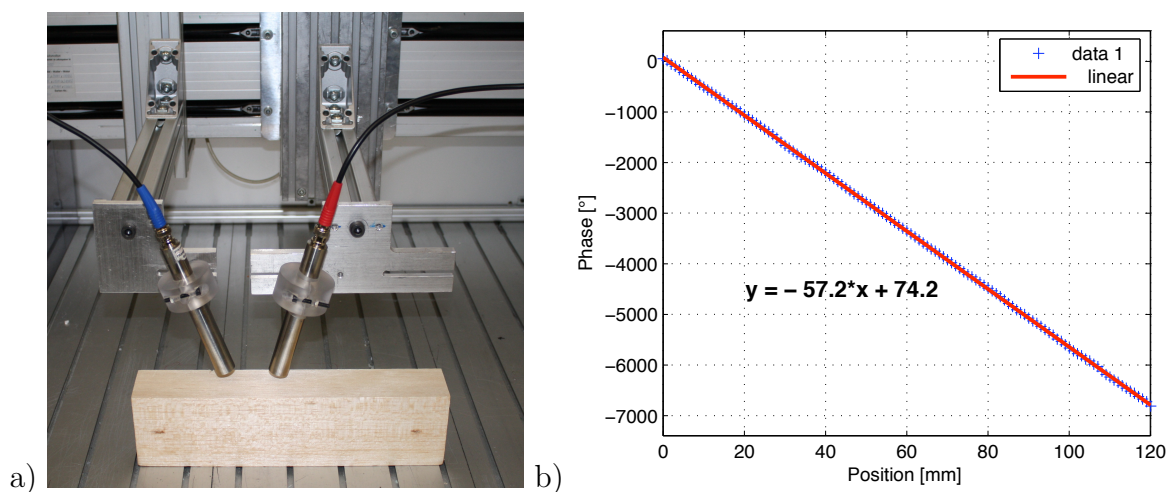


Abb. 5.42: Aufbau zur automatisierten DTOF-Messung und mechanisiert gemessener Phasenverlauf (Rayleighwelle auf PMMA).

5.2.2 Anwendung

5.2.2.1 Lambwellen: Anisotropiemessung

Das Potential von Faserverbundwerkstoffen für den Leichtbau liegt vor allem in ihrer elastischen Anisotropie: Durch gezielte Orientierung der Fasern in Lastrichtung lässt sich der Werkstoff richtungsselektiv verstärken. Seine Qualitätsüberwachung beinhaltet auch die Kontrolle dieser Anisotropie. Viele Verfahren messen diese indirekt über die Faserorientierung (Mikrowellen) oder die mit der Orientierung verknüpfte Anisotropie der thermischen Ausdehnung. Etabliert hat sich auch die Messung der Schallgeschwindigkeiten von Longitudinal- und Transversalwellen in Kontakttechnik [98, 99] und die Auswertung des FSTM-Resonanzwinkels [9, 100]. Eine Alternative, die berührungslos und bei einseitiger Zugänglichkeit eine hohe Genauigkeit bei der Messung absoluter Plattenwellen-Phasengeschwindigkeiten erlaubt, ist die DTOF, die sich natürlich auch mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen einsetzen lässt. Die bereits untersuchte GFK-Laminatplatte (C-Scans s. Abb. 5.22) besitzt bei einer Dicke von 2 mm einen bezüglich der Mittelebene symmetrischen $0\text{-}90\text{-}\pm 45^\circ$ -Aufbau mit deutlicher Überbetonung der 0° -Lage. Daraus resultiert eine Plattenwellen-Geschwindigkeitsanisotropie (v_{max}/v_{min}) von 1,18 mit (1287 ± 8) m/s in 0° -Richtung und (1090 ± 10) m/s orthogonal dazu. Den vollen Anisotropie-Fingerabdruck des Materials (extrapoliert aus Messungen zwischen 0 und 90°) zeigt Abbildung 5.43. Interessanterweise ist die Inhomogenität der Geschwindigkeit (bei Messung auf mehreren parallelen Spuren) weitaus schwächer ausgeprägt ($\approx 1\%$), als nach den Strukturen in den C-Scans (Abb. 5.22) angenommen werden könnte. Nimmt man an, dass mit $\lambda \geq 5,5$ mm die Wurzelnäherung der Lambwellendispersion (3.123) Gültigkeit besitzt, so folgt aus einem v_{a_o} -Anisotropiegrad von 1,18 eine Anisotropie der elastischen Moduli $E_0/E_{90} = (v_0/v_{90})^4 \approx 1,9$. Allerdings gewichtet die Biegebelastung der a_o -Mode die außen liegenden 0° -Lagen deutlich stärker als das Platteninnere. Somit dürfte die Anisotropie im statischen Zugversuch (gleiche Gewichtung aller Lagen) deutlich darunter liegen.

Auch beim Einsatz der Luftultraschallmesstechnik für die Prozessverfolgung (Phasetracking, s. Kap. 5.3.1 und 5.3.2) ist eine mögliche elastische Anisotropie des verwendeten Substrats relevant. Bestimmt man beispielsweise für ein Blechsubstrat die ungestörte Plattenwellengeschwindigkeit und setzt das Blech in laufenden Versuchen ohne Rücksicht auf eventuelle Anisotropie ein, so kann es zu vollkommen falscher Bewertung des tatsächlichen Phasenhubs kommen. Das in Kapitel 5.3.2.2 bei der Polyurethan-Verschäumung eingesetzte Stahlblech zeigt auf der Oberfläche eine leichte Riefentextur, die auf eine durch den Walzprozess erzeugte Materialanisotropie hinweisen könnte. DTOF-Messungen (200 kHz) ergaben eine leicht erhöhte Geschwindigkeit orthogonal zu den Riefen. Die gemessenen Werte sind (1116 ± 8) m/s in Walzrichtung und (1125 ± 3) m/s quer dazu. Der Unterschied ist im Rahmen der Fehlergrenzen nicht signifikant und noch dazu kaum relevant, da der Aufbau eine Messung auf einer der Diagonalen (in $\pm 45^\circ$, vgl. Anhang B) verlangt, die aufgrund der Symmetrie äquivalent sind.

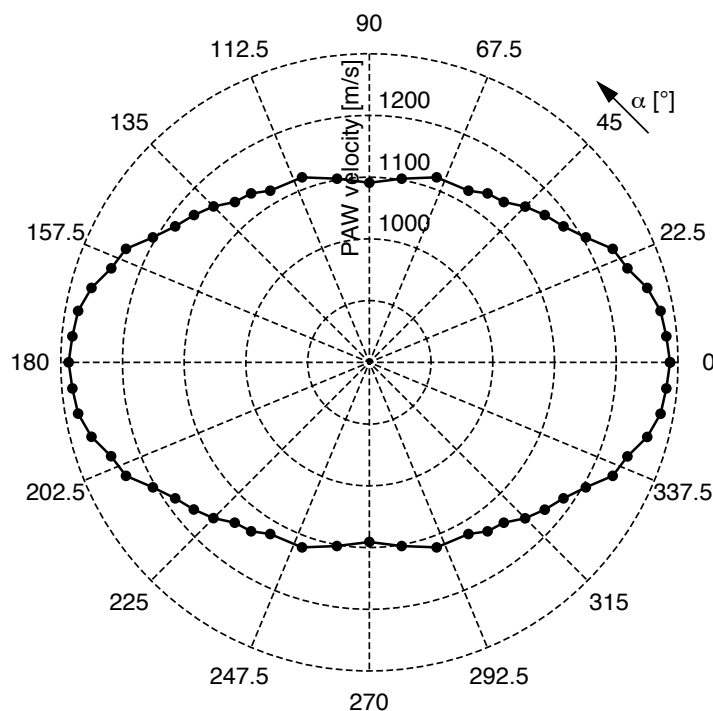


Abb. 5.43: Lambwellengeschwindigkeit (a_o -Mode bei 200 kHz) der GFK-Platte in Abhängigkeit vom Winkel α der Ausbreitungsrichtung.

5.2.2.2 Rayleighwellen: Anisotropie und Tiefenprofilierung

Die DTOF-Methode ist ein berührungsloses Messverfahren, das keine besonderen Anforderungen an das zu untersuchende Material und seine Oberfläche stellt: Transparenz, Leitfähigkeit, Reflektivität, Piezoelektrizität oder Wärmeausdehnungskoeffizient, die für manche Verfahren eine Notwendigkeit, für andere ein Ausschlusskriterium sind, spielen keine Rolle. Auch ist keine besondere Oberflächenbehandlung notwendig, solange sich die Rauheit in Grenzen hält - die Oberfläche eines Bandsägenschnitts ist glatt genug. Um die Vielseitigkeit zu demonstrieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit auch die Rayleighwellengeschwindigkeit v_{SAW} möglichst unterschiedlicher Werkstoffe (Tab. 5.2) ermittelt [97, 95]. Sie ist im Gegensatz zur Lambwellengeschwindigkeit nicht von der Bauteilgeometrie (Plattendicke) abhängig und damit im homogenen Material eine echte Werkstoffeigenschaft. Bei PMMA und PVC handelt es sich um reguläres Plattenhalbzug, der untersuchte Graphit ist fein-polykristallines Blockmaterial als Wärmesenke aus der Vakuumtechnik (Röntgen-Anode). An technischen Faserverbundmaterialien stand die bereits in Transmission untersuchte C/CSiC Probe (Fig. 5.15) zur Verfügung sowie eine 1,6 cm dicke CFK-Platte aus drei unidirektionalen Schichten (0/90/0) von je 5,3 mm Dicke. Bei den verschiedenen Holzproben ist die Ebene der untersuchten Oberfläche nach den lokalen Koordinaten (axial (L), radial (R), tangential (T)) in der Zylindersymmetrie des Stammes angegeben. Diese technischen wie auch natürlichen hochorientierten Faserwerkstoffe neigen zu feinen Rissen parallel zur Faser, weshalb eine DTOF-Messung in anderen Richtungen oft nicht oder nur bei tiefen Frequenzen möglich ist. Als ebenfalls stark inhomogene, jedoch weitgehend isotrope Materialien wurden drei Sorten von

Zementwerkstoffen untersucht: Unter dem Markennamen Ytong bekannter Gasbeton (A), eine Sorte hochfesten Leichtbetons (B) und ein selbst hergestellter Körper (C) aus Portland-Zement (0,4 l Wasser auf 1 kg Zement) ohne Zuschläge wie Sand oder Kies [92]. Die Liste enthält auch Sandstein, dessen Erhalt und Sanierung bei der Pflege historischer Bauwerke von großer Bedeutung ist. Bei allen Messwerten ist eine Unsicherheit (\pm) angegeben, die sich auf den möglichen Fehler aus einer einzelnen Messung (Phasenrauschen, Wegunsicherheit) bezieht. Einige Proben sind jedoch so inhomogen, dass zusätzlich ein Werteintervall in der Tabelle angegeben ist.

Tabelle 5.2: Mit DTOF gemessene Rayleighwellengeschwindigkeiten.

Material	Richtung / Oberfläche	SAW-Geschwindigkeit [m/s]	
		200 kHz	392 kHz
PMMA		1320 \pm 30	1380 \pm 20
PVC		874 \pm 15	900 \pm 15
Graphit		1490 \pm 15	1490 \pm 20
C/CSiC	0°	2140 \pm 30	2120 \pm 80
Massiv-CFK (UD)	0° (L)	2160 \pm 20	n.a.
	22,5°	1950 \pm 20	n.a.
	45°	1550 \pm 10	n.a.
	67,5°	1395 \pm 10	n.a.
	90° (R)	1369 \pm 7	1350 \pm 20
Balsaholz (TL)	0° (L)	1320 - 1370 \pm 20	1360 \pm 20
	90° (T)	600-700 \pm 30	800 - 1000 \pm 40
Fichte (RL)	0° (L)	1270 \pm 20	1300 \pm 20
Buche (RL)	0° (L)	1216 \pm 15	1260 \pm 20
	22,5°	1048 \pm 15	n.a.
	45°	815 \pm 12	890 \pm 90
	67,5°	727 \pm 12	n.a.
	90° (R)	697 \pm 12	580 - 640 \pm 20
Eiche (RL)	0° (L)	1470 \pm 20	1570 \pm 30
	90° (R)	846 \pm 25	n.a.
Zement- werkstoffe	A (Ytong)	1140 \pm 12	n.a.
	B (Leichtbeton)	1290 \pm 10	1350 \pm 20
	C (100 % Zement)	1760 - 1820 \pm 20	n.a.
Buntsandstein	bruchfrisch 0°	1850 \pm 30	1820 \pm 30
	bruchfrisch 90°	1670 \pm 20	1690 \pm 30
	gehärtet 0°	2240 \pm 30	2400 \pm 40
	gehärtet 90°	2220 \pm 30	2300 \pm 40

Die reine Messung einzelner SAW-Geschwindigkeiten gibt Aufschluss auf die elastischen Eigenschaften des Werkstoffs. Diese lassen sich in isotrop-homogenen Medien aber auch anders ermitteln, zum Beispiel über Laufzeitmessungen mit Longitudinalwellen. Um die Geschwindigkeit in beliebigen Richtungen messen zu können, ist jedoch eine aufwändige und zerstörende Präparation von Probekörpern notwendig. Mit Rayleighwellen dagegen hat man Zugang zu beliebigen Ausbreitungsrichtungen (Anisotropievermessung) auf der Probenoberfläche. Das Ergebnis solcher SAW-Anisotropie-Untersuchungen zeigt Abbildung 5.44 am Beispiel von CFK und Buchenholz. Alle untersuchten Faserverbundwerkstoffe weisen eine ausgeprägte Geschwindigkeitsanisotropie auf. Ihr Anisotropiegrad ($A = v_{SAW}^{max}/v_{SAW}^{min}$) liegt in einem Bereich von 1,5 bis 1,7, in Extremfällen (Balsa) auch über zwei. Da die SAW-Phasengeschwindigkeiten mit der Wurzel der Elastizitätsmoduln gehen, werden Steifigkeitsanisotropien mit Graden von zwei bis über vier einfach und zerstörungsfrei messbar.

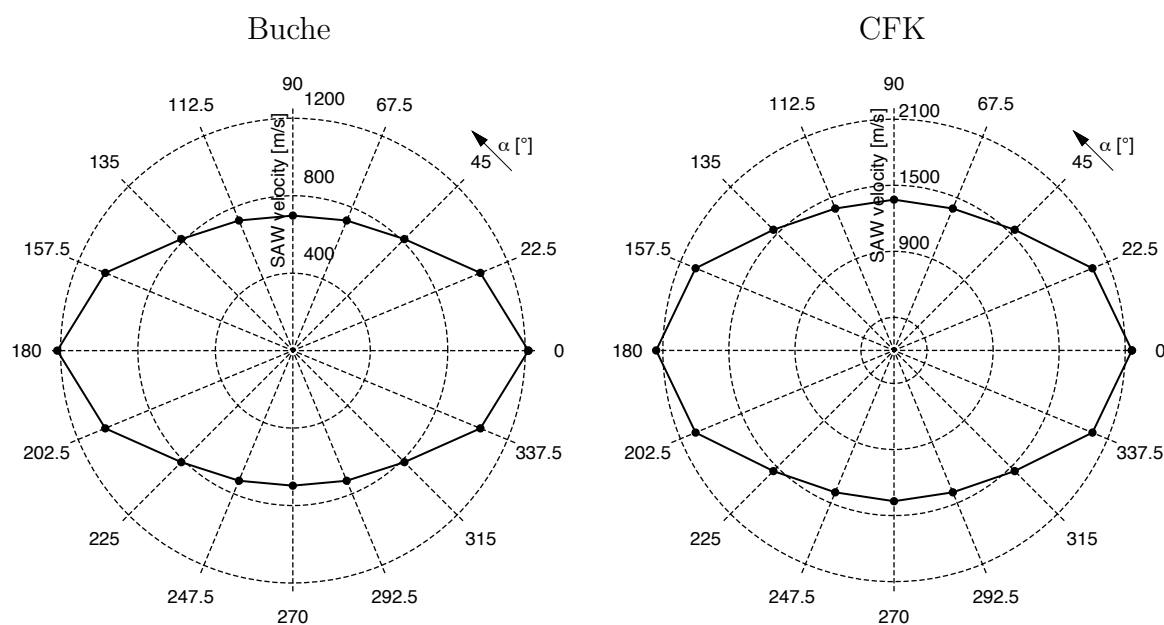


Abb. 5.44: SAW-Anisotropieplots von Buchenholz und CFK, extrapoliert aus Messungen von 0° bis 90° .

Ein weiterer Vorteil der Nutzung von Rayleighwellen ist ihre Tiefenselektivität, die sich über die Frequenz einstellen lässt. Dabei wird allerdings nicht eine Schicht *in* einer gegebenen Tiefe untersucht, sondern die einer Schicht von der Oberfläche *bis* zu einer frequenzabhängigen Tiefe. Dies ist nützlich, um Oberflächenmodifikationen zu untersuchen und vom Einfluss des Bulkmaterials darunter zu trennen. Der untersuchte Buntsandsteinzylinder (Leihgabe Dr. Frick, IWB Stuttgart) ist auf einer seiner Stirnseiten unverändert (“bruchfrisch”), auf der anderen durch Infiltration mit Kieselsäureestern gehärtet (Abb. 5.45). Das Material zeigt eine leichte Streifentextur, die es auch zu einem beliebten Baumaterial für Sichtfassaden gemacht hat. Diese Struktur ist ein Resultat des Sedimentationsprozesses, und der Zylinder ist so geschnitten, dass die Ebenen parallel

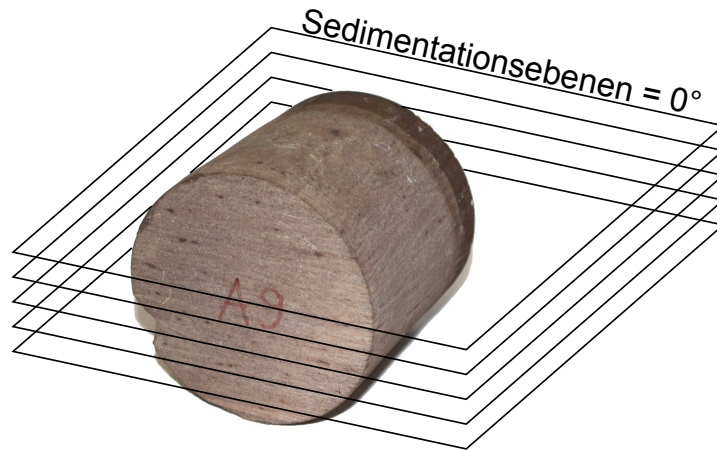


Abb. 5.45: Foto der Buntsandsteinprobe. Vorne “bruchfrische”, hinten “gehärtete” Stirnfläche. Eingezeichnet sind die Sedimentationsebenen.

zur Zylinderachse liegen. Auf den Stirnflächen wurde die Richtung parallel zur Textur als 0° festgelegt. Messungen der Rayleighwellengeschwindigkeit in allen Kombinationen der zwei Frequenzen, Seiten und Hauptorientierungen führen zu folgenden Ergebnissen [95]:

- Buntsandstein besitzt im natürlichen Zustand (bruchfrische Seite) eine deutliche Anisotropie ($A = 1,09 \pm 0,02$), die im Rahmen der Messgenauigkeit nicht von der verwendeten Prüffrequenz abhängt und somit keine Oberflächen-, sondern eine Volumeneigenschaft ist.
- Durch die Oberflächenverfestigung erhöht sich v_{SAW} , und zwar für eine kurzwellige Rayleighwelle stärker ($\sim 30\%$, gemessen in 0° -Richtung) als für eine langwelligere ($\sim 20\%$). Dies ist ein Hinweis auf eine Dicke der verfestigten Schicht von weniger als 2 cm, da sonst auch die 200-kHz-Welle die maximale Geschwindigkeit zeigen würde.
- Der Härtevorgang reduziert signifikant den Anisotropiegrad des Materials und hebt die Geschwindigkeit der “schwachen” Richtung fast auf das Level der Vorzugsrichtung ($A \leq 1,05$). Somit scheint weniger die Form eventuell elliptischer Gesteinskörnchen für die Anisotropie verantwortlich zu sein, sondern eher eine Richtungsabhängigkeit der Kopplung untereinander, die durch das Infiltrieren reduziert wird.

5.3 Prozessverfolgung

5.3.1 Methodik: Phasen-Tracking

Manche Probleme der Materialcharakterisierung erfordern gar nicht die durch DTOF mögliche absolute Messung der Phasengeschwindigkeit, sondern benötigen eher Informationen über sehr kleine Veränderungen der anfänglichen Platten- oder Rayleighwellengeschwindigkeit v_o . Zum Beispiel führt der Auftrag von Lack auf ein Substrat zu einer solchen Abweichung, die bei einer Absolutmessung von der Inhomogenität der meisten Substrate kaschiert wird. Auch die Restunsicherheit durch Ausrichtungsfehler ist oft größer als der zu messende Effekt.

Bewegt man jedoch weder Substrat noch Prüfköpfe, so bedeutet jede Veränderung der Laufzeit (Phase), dass sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit verändert hat. In einer gekapselten Umgebung (stabile Temperatur, kaum Luftströmung) besitzt der mittels DFT aus einem einzelnen A-Scan ermittelte Phasenwert eine Rauschbreite von rund 10° . Durch Mittelung über mehrere A-Scans bei langsamen Prozessen lässt sich die Genauigkeit entsprechend steigern.

Mit der Phasenänderung

$$\Delta\varphi = (k' - k)x = \left(\frac{\omega}{v_o + \Delta v} - \frac{\omega}{v_o} \right) x = \left(-\frac{\omega\Delta v}{v_o^2 + v_o\Delta v} \right) x \quad (5.7)$$

und der Voraussetzung $\Delta v \ll v_o$ ergibt sich

$$\Delta v = -\frac{v_o^2}{\omega x} \Delta\varphi. \quad (5.8)$$

Misst man beispielsweise bei 200 kHz ($\omega = 1,26 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$) auf einem dünnen Stahlblech ($v_o = 1200 \text{ m/s}$) mit einer Ausbreitungsstrecke von 10 cm, so ist die messbare Geschwindigkeitsveränderung:

$$\frac{\Delta v}{v_o} = \frac{1200 \text{ m s}^{-1}}{1,26 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \cdot 0,1 \text{ m}} \frac{10^\circ \cdot 2\pi}{360^\circ} = 0,17 \%. \quad (5.9)$$

Dies bedeutet, dass sich unter günstigen Bedingungen eine Veränderung der Plattenwellengeschwindigkeit von weniger als 0,2 % nachweisen und in der Zeit verfolgen lässt.

5.3.2 Anwendung

5.3.2.1 Trocknungsvorgänge auf Blech (Lambwellen)

Die Verfolgung der Dynamik bei der Herstellung dünner Schichten (Farb-/Schutzlacke, Isolation, Leitschichten, Oberflächenfunktionalisierung etc.) ist ein industriell hochrelevantes Thema. Das zeitabhängige Verhalten der Schicht ist oft für die folgenden Verarbeitungsschritte (thermisches Härten, weitere Lackschichten) kritisch. In den meisten Fällen verbietet sich jede Form von berührender Messtechnik. Aber auch solche Methoden, die in Form von Wärme zusätzliche Energie in das Material einbringen, können den

Prozess stören. Bei der Beobachtung von Lambwellen wird das bereits vorhandene Substrat selbst als Sensor eingesetzt: Luftultraschall als Zugang zur Lambwelle erlaubt eine vollständig berührungslose Messung. Um eine direkte Interaktion des Luftschalls mit den verschiedenen Beschichtungen zu vermeiden, wird grundsätzlich auf der ihr abgewandten Seite angeregt und gemessen. In diesem Kapitel wird zunächst die Methode des Phasetrackings (Kap. 5.3.1) an der freien Verdunstung zweier Lösemittel (Wasser und Isopropanol) erprobt und anschließend zum Monitoring zweier Lacksysteme eingesetzt. Als Substrat dient in allen Fällen KTL-beschichtetes Stahlblech mit einer Stärke von 0,95 mm, wie es in der Automobilindustrie üblicherweise beim Karosseriebau verarbeitet wird. Es besitzt im trockenen Zustand eine a_o -Phasengeschwindigkeit von (1256 ± 3) m/s (gemessen mit DTOF). Da die Streubreite der Phasenwerte in den Phasetracking-Messungen bei rund 10° liegt und der totale Effekt der verschiedenen Beschichtungen dieselbe Größenordnung besitzt, ist in den Verlaufplots jeweils noch ein über je elf Werte gemitteltes Signal dargestellt. Die ursprünglichen (aus je einem Ultraschallburst ermittelten) Phasenwerte sind als Punkte eingezeichnet.

Für die Verfolgung reiner Lösemitteltrocknung wurde auf dem Substratblech ein Bereich von 4×9 cm mit einem begrenzenden Wulst (Heißkleber) umgeben, um eine definierte Benetzungsfläche zu erreichen. Während der laufenden Ultraschallmessung wurden jeweils 1,5 ml Flüssigkeit aufgetragen und manuell mit der Pipettenspitze auf der ganzen Fläche verteilt. Dies entspricht einer Schichtdicke von 0,4 mm. Im Fall von Wasser bedeutet dies eine Beladung von 40 mg/cm^2 . Um die Benetzung zu verbessern, wurde etwas Haushaltsspülmittel zugegeben. Der Verlauf in Abbildung 5.46 zeigt eine Ausgangsphase von $-39 \pm 2^\circ$, die bei Benetzung ($t = 1 \text{ min}$) auf einen Wert von -80° fällt und sich dann im Verlauf von rund zwei Stunden praktisch linear erholt. Nach der vollen Messzeit

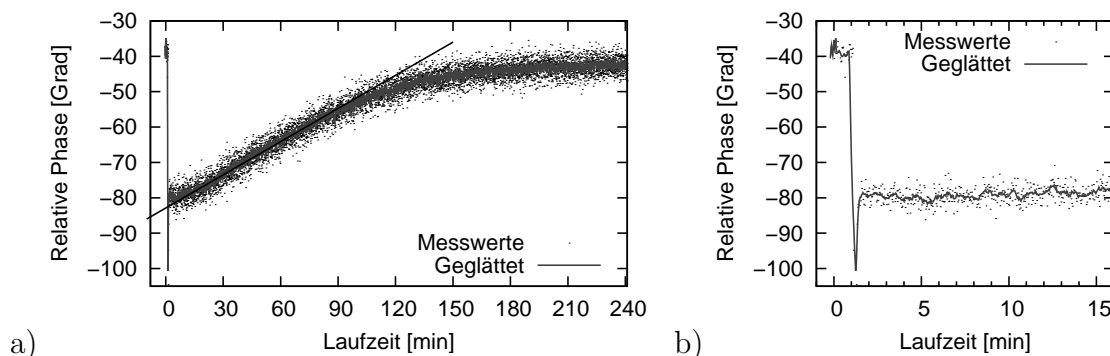


Abb. 5.46: Verlauf der Ultraschall-Phase (200 kHz) nach Benetzung des Blechs mit Wasser und während der Trocknung über vier Stunden (a), Ausschnittsvergrößerung der ersten 15 Minuten (b).

von vier Stunden wird der Ausgangswert fast wieder erreicht (Endwert: $-43 \pm 2^\circ$). Diese Phasenverschiebung entspricht einer leichten Verzögerung der Wellenausbreitung durch die zusätzliche Masse des Wassers, die als erhöhte effektive Dichte des Blechs betrachtet werden kann, ohne zur Festigkeit beizutragen. Für den Unterschied zwischen Start- und

Endwert (4°) dürften die nicht-flüchtigen Bestandteile (Spülmittel, Kalk) verantwortlich sein. Die Abweichung von einer linearen Trocknung (konstanter Masseverlust pro Zeiteinheit) ab $t \sim 90$ min geht darauf zurück, dass hier keine vollständige Benetzung mehr vorliegt und somit die Fläche, von der aus die Verdunstung erfolgt, immer kleiner wird. Weiterhin zeigt sich ein deutliches Überschwingen bis auf -100° beim erstmaligen Auftragen des Wassers (Abb 5.46b, $t = 1$ min). Die Interaktionszone der Plattenwelle liegt in der Mitte der etwas größeren zu benetzenden Fläche. Bei einem Auftrag des Wassers in der Mitte und anschließender Verteilung ist kurzzeitig die Flüssigkeitsbeladung im Messpfad stärker als beabsichtigt, was den kurzzeitigen Überschwinger der Phasenkurve erklärt.

Setzt man statt Wasser dieselbe Menge des organischen Lösemittels Isopropanol ein, so ergibt sich qualitativ ein sehr ähnliches Bild (Abb. 5.47). Im Vergleich zu Wasser erholt sich die Phase deutlich schneller (ca. 40 statt 150 min), was aufgrund der höheren Verdunstungsrate von Isopropanol auch zu erwarten war. Der Phasenwert am Ende liegt mit $-34 \pm 3^\circ$ etwas über dem Anfangswert von $-37 \pm 2^\circ$. Es ist vorstellbar, dass das Isopropanol eventuelle Verschmutzungen aus früheren Versuchen von der für die Wellenausbreitung relevanten Flächenmitte geschwemmt hat. Allerdings sollte man sich bewusst machen, dass 3° ($1/120$ einer Periode) im Ortsraum bei einer Ultraschallfrequenz von 200 kHz ($\lambda_{air} = 1,4$ mm) einer möglichen Verschiebung der Prüfköpfe um $12 \mu\text{m}$ entsprechen würde. Da ein einfacher Laboraufbau eine derartige Positionsgenauigkeit kaum garantieren kann, sollte das Ergebnis nicht überinterpretiert werden.

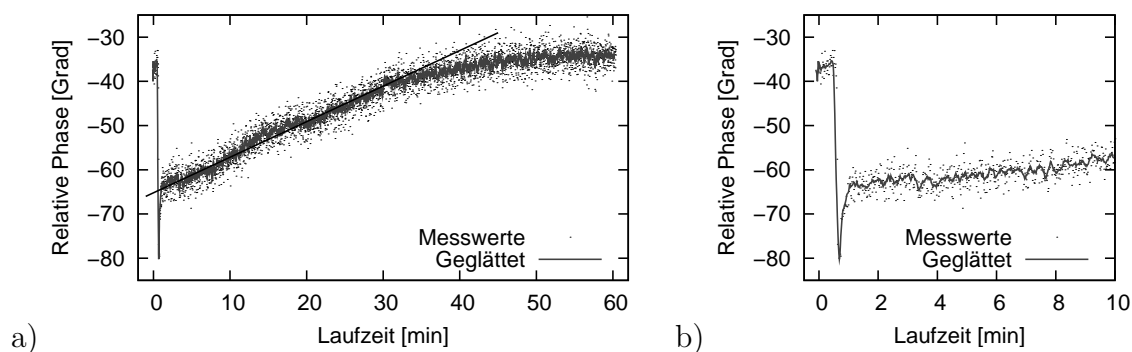


Abb. 5.47: Verlauf der Ultraschall-Phase (200 kHz) nach Benetzung des Blechs mit Isopropanol und während der Trocknung über eine Stunde (a), Vergrößerung der Anfangsphase (b).

Nach diesen Voruntersuchungen wurde an einem Wasserbasislack (“Modellsystem”, Dipl.-Ing. Felix Brinckmann, TU Darmstadt), wie er in der Automobilindustrie als Farblackschicht üblich ist, gemessen. Er enthält neben Wasser als weiteres Lösemittel Butylglycol und wird normalerweise nach einer Heißluft-Trocknung bei 140°C eingebrannt und dann durch eine Klarlackschicht versiegelt [101]. In den Versuchen wurde mit einem Raketel manuell eine $120 \mu\text{m}$ dicke Schicht des zähflüssigen Lacks aufgetragen

und der Signalverlauf über etliche Stunden verfolgt. Als besondere Schwierigkeit erwies sich, dass der Lackauftrag während der laufenden Messung erfolgen muss, um einen sinnvollen Anfangswert der Phasenkurve zu erhalten. Hierzu wurde eine Blechhalterung mit Rakelführung fest in den Ultraschall-Messaufbau integriert (Abb. 5.48). Um die Homogenität der Lackschicht mit einem unabhängigen Verfahren zu kontrollieren, wurde nach der vollständigen Trocknung an einer Probe optisch angeregte Lockin-Thermographie durchgeführt (Abb. 5.48d), die außer dem auch visuell erkennbaren Wulst mit dem überschüssigen Material (rechts) eine homogene Fläche zeigt. Das Ergebnis der resultierenden Phasetracking-Messungen ist komplizierter als das reiner Lösemitteltrocknung. Das Beispiel in Abbildung 5.49 zeigt einen typischen Verlauf mit einem Phasenhub von nur 28° (153 auf 125°) und einer extrem langsamen Erholung. Dabei ist auffällig, dass die Phase ihr Minimum erst rund 20 Minuten nach dem Auftrag erreicht, was derzeit nicht schlüssig erklärt werden kann - möglicherweise eine langsame Gleichverteilung der nach dem Rakeln etwas streifigen Schicht. Die Trocknung scheint in mehreren Phasen zu erfolgen (angedeutet durch die eingezeichneten Linien) und ist nach der Messzeit von 7,5 Stunden noch nicht abgeschlossen. Allerdings ist der verwendete Lack bei Raumtemperatur selbst nach 24 Stunden noch leicht klebrig und erreicht nur eine zäh-elastische Konsistenz. Die in mehreren Regimen ablaufende Trocknung (schneller Masseverlust in den ersten zwei Stunden mit anschließender Verlangsamung) korrespondiert damit, dass der Anteil des organischen Lösemittels Butylglycol wesentlich rascher verdunstet als das Wasser.

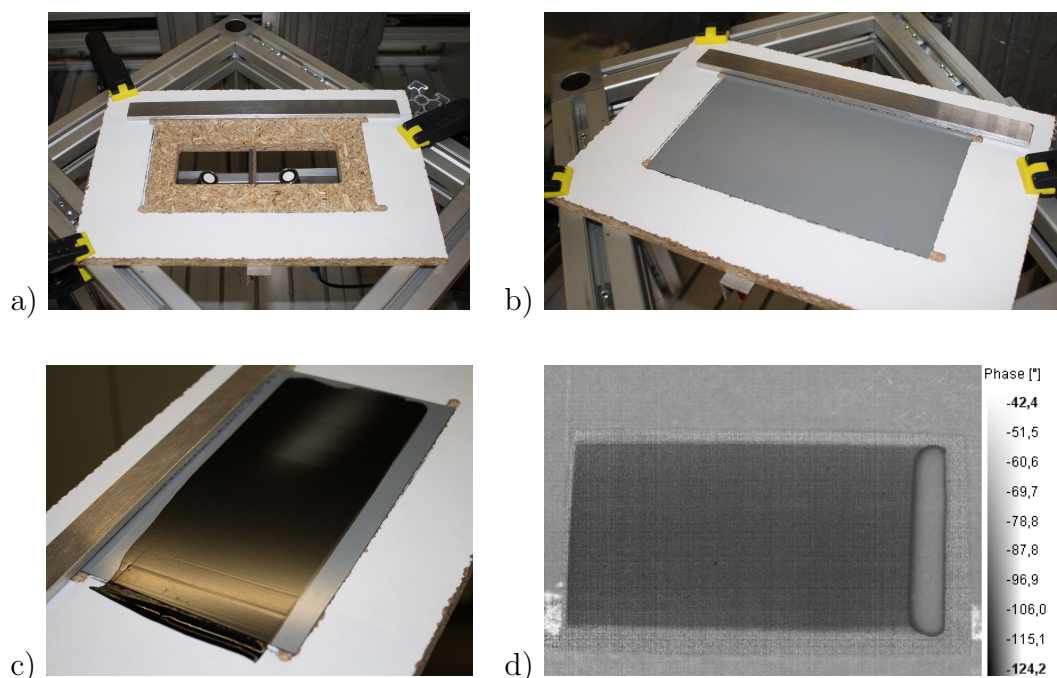


Abb. 5.48: Luftultraschallmessanordnung für Lacktrocknungsversuche: a) Blechträger mit sichtbaren Prüfköpfen, b) mit eingelegtem Blech und c) nach Lackauftrag; d) OLT-Aufnahme der Lackschicht (1 Hz).

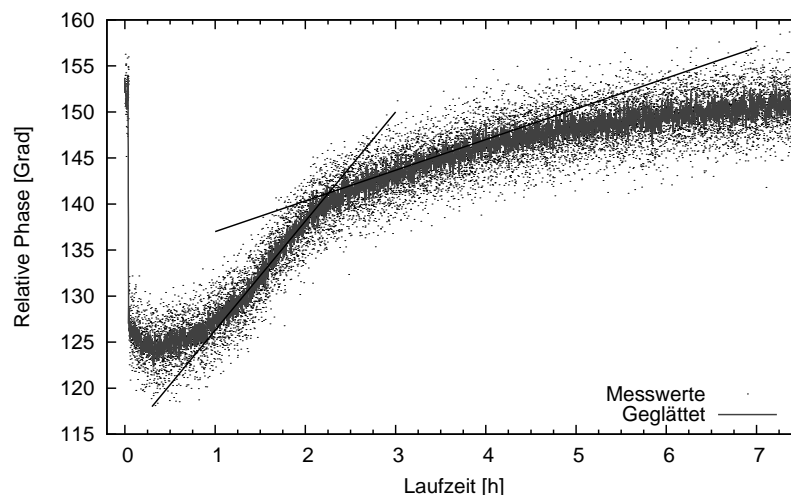


Abb. 5.49: Verlauf der Ultraschall-Phase (200 kHz), Beginn vor dem Auftrag eines Wasserbasislacks und Verfolgung während seiner Trocknung.

Um die Messungen abzurunden, wurde der Versuch noch mit einem Sprühlack auf Basis der organischen Lösemittel Etylacetat und Methylketon (“Belton Design Bunt-Lackspray Weiss”) wiederholt, der wesentlich schneller abbindet. Die aufgebrauchte Materialmenge ist schwer exakt anzugeben, dürfte aber im nassen Zustand im Bereich von 30 mg/cm^2 und trocken bei 15 mg/cm^2 liegen (durch Wiegen eines weiteren, frisch lackierten Blechs bestimmt). Wie erwartet erfolgt die Erholung der Phasenkurve (Abb. 5.50) rascher als bei dem wasserbasierten Lacksystem. In der Anfangsphase ist wieder ein linearer Trockungsverlauf mit $1,2 \text{ }^\circ/\text{min}$ zu erkennen (eingezeichnete Gerade), danach flacht die Kurve ab, da der weitere Abtransport des Lösemittels durch die Diffusion in der Lackschicht gebremst wird. Je dicker die bereits trockene Schicht ist, desto weiter ist

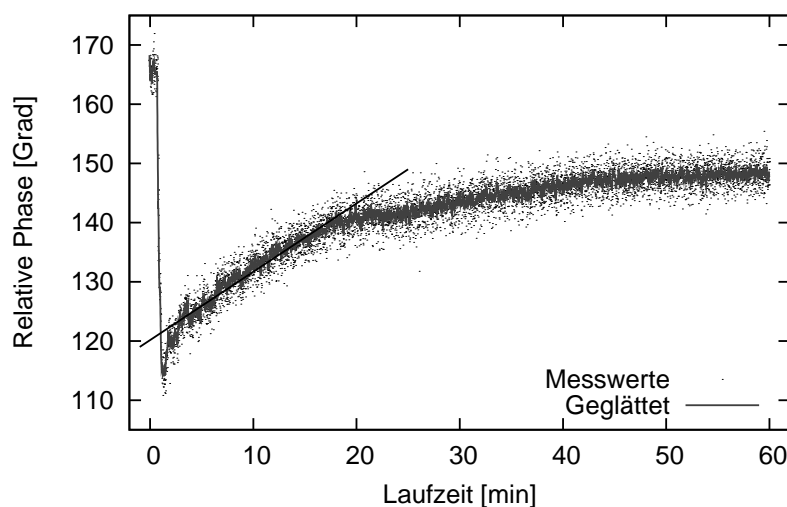


Abb. 5.50: Verlauf der Ultraschall-Phase (200 kHz), Beginn vor dem Auftrag eines Sprühlacks und Verfolgung während seiner Trocknung.

der Weg des übrigen Lösemittels zur Oberfläche. Die Differenz zwischen Anfangszustand und Phasenkurvenminimum liegt bei $\Delta\varphi_{min} = 60 \pm 2^\circ$, zwischen Anfang und asymptotischen Endwert bei $\Delta\varphi_{ende} = 17 \pm 2^\circ$. Das Verhältnis der beiden Phasenhübe ist deutlich größer als der Unterschied der Massen des frisch aufgetragenen und getrockneten Lacks. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass die Wirkung dieser Lackschicht über eine reine Massebeladung hinausgeht: Die Schallgeschwindigkeit erholt sich stärker, als sie es nach den Massen dürfte, was durch eine zusätzliche Verfestigung (erhöhte Dicke) des Blechs durch die ausgehärtete Polymerschicht des Lacks zu erklären wäre.

Dieses Ergebnis einer nicht zu vernachlässigenden Eigensteifigkeit des Lacks bestätigt frühere Arbeiten, in denen eine veränderte Wellengeschwindigkeit über die Verschiebung von Resonanzfrequenzen nachgewiesen wurde [102]. Die Autoren nutzten Eigenschwingungen, bzw. Stehwellenresonanzen im Frequenzbereich von 20 - 80 Hz in kleinen Bauteilen (400 μm Eichenfurnier). Bei dem hier verwendeten Luftultraschall-Phasetracking handelt es sich jedoch um ein lokales Verfahren mit laufenden Wellenpulsen, die nur mit dem Material der kurzen Ausbreitungsstrecke wechselwirken. Es lässt sich also an einer beliebigen hinreichend flachen Stelle eines größeren Bauteils (z. B. Kotflügel, Motorhaube) einsetzen ohne dessen Gesamtgeometrie berücksichtigen zu müssen – eine wichtige Voraussetzung für den industriellen Einsatz.

5.3.2.2 Polyurethanverschäumung (Lambwellen)

Industrielle Herstellung von Stahl-PUR-Paneelen

Die bereits in Kapitel 5.1.4 erwähnten Polyurethan-Stahlblech-Verbundpaneele werden industriell in einem kontinuierlichen Prozess hergestellt. Dabei wird ein Blech direkt von der Rolle (“Coil”) abgewickelt, gegebenenfalls profiliert und auf die Schäumstrecke geführt. Dort wird das Reaktionsgemisch aufgesprüht und von oben das zweite Blech zugeführt. Das sich bildende Paneel wird bis zur Aushärtung zwischen Schalungen geführt, sodass sich im Inneren erheblicher Druck aufbaut und die Bildung eines homogenen Schaums unterstützt. Die Haftungsmechanismen zwischen Schaum und den meistens kunststoffbeschichteten Blechen bzw. seine Versagensmechanismen sind noch nicht geklärt [103]. Das liegt vor allem daran, dass die relevante Randzone Blech/Schaum für die Messtechnik weitgehend unzugänglich ist. Die meisten Methoden würden den Schäumprozess stören, da sie z. B. spezielle Substrate benötigen. Benutzt man jedoch das Deckblech selbst und eine darin geführte Lambwelle als Sensor, so ist eine Verfolgung des Prozesses ohne Einflussnahme auf diesen möglich.

Die folgenden Ergebnisse wurden im Rahmen des gemeinsamen DFG-Forschungsvorhabens “Entwicklung eines Luftultraschall-Messverfahrens zur Qualitätssicherung bei der Produktion von PUR-Verbundbauteilen” (BU 624/29-1, HA 1299/27-1) des IKT (Universität Stuttgart), des LFK (RWTH Aachen) und der Bayer MaterialScience AG (Leverkusen) ermittelt.

Eigenschaften des Labor-PUR-Systems

Als Polyurethansystem wurde das Bayer MaterialScience Hartschaumprodukt “Baytherm VP – Desmodur 44 V” verwendet, da es im Labormassstab ohne aufwändige Prozesstechnik einsetzbar ist. Sein Treibmittel ist das in einer Nebenreaktion des Isocyanats mit Wasser entstehende Kohlenstoffdioxid (CO_2). Die meisten Versuche wurden mit einem Massenverhältnis von 2 : 3 (Polyol : Isocyanat) durchgeführt. Der so hergestellte Schaum hat etwas andere Eigenschaften als industriell in Paneelen eingesetzte Schäume. Bei diesen wird das treibende CO_2 physikalisch gelöst in den unter Druck stehenden Komponenten zugeführt. Als charakteristische Größen für die Übertragbarkeit des Prozessmonitorings können die Dichte (leicht über Volumen und Masse zu bestimmen) und die Schallgeschwindigkeit des fertigen Produkts dienen.

Bei einem Werkstoff wie den vorliegenden Schäumen ist es schwierig, die elastischen Eigenschaften über Schallgeschwindigkeitsmessungen in Kontakttechnik zu ermitteln. Zum einen sind die üblichen Handprüfköpfe nicht für die Ankopplung an Materialien mit derart geringer akustischer Impedanz (Größenordnung $10^3 - 10^5$ Rayl) geeignet, zum anderen verformt sich das Material bei dem für eine zuverlässige Ankopplung notwendigen Andruck bereits, bei Hartschäumen irreversibel. Deshalb wurde hierfür eine Luftultraschallmethode entwickelt, die das Problem der genauen Laufzeitmessung durch eine Phasenauswertung umgeht und die Messung der Schalllaufstrecke im Material durch die Probengeometrie eines flachen Keils löst.

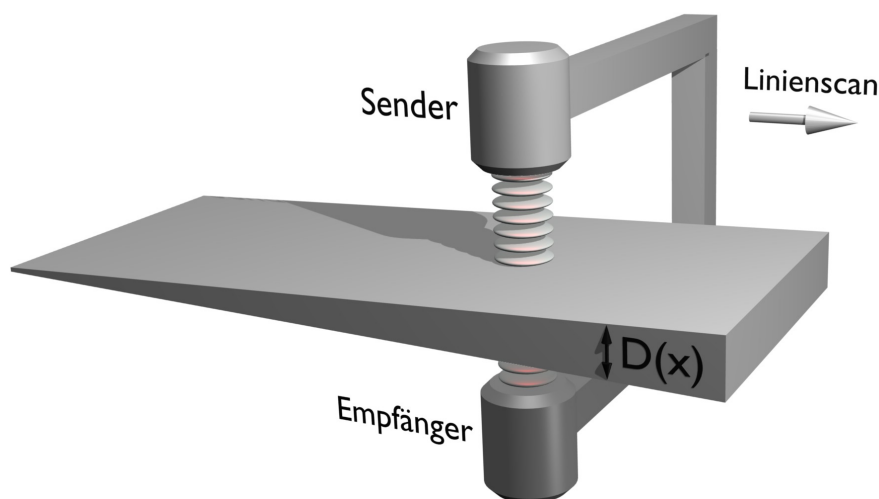


Abb. 5.51: Aufbau Geschwindigkeitsmessung in Schäumen.

In einem Luftultraschall-Transmissionsaufbau (Schallausbreitung in z -Richtung), der etwa der in Kap. 5.1.1.1 beschriebenen NTM-Technik entspricht, befindet sich ein Keil des zu untersuchenden Materials. Seine Dicke und damit Schall-Laufstrecke am Ort x ist $D(x)$. Seine Steigung $\partial D/\partial x$ als charakteristische Größe ist über die ganze Länge konstant. Der Keilwinkel muss so klein sein, dass keine störende Brechung des Schallstrahls von der Normalen weg berücksichtigt werden muss. Die Strecke zwischen Sender

und Empfänger ist L . Betrachtet man die Schallwelle

$$u(z, t) = u_o e^{i(\omega t - kz)} \quad (5.10)$$

und trägt den verschiedenen Medien durch verschiedene k Rechnung (k_a in Luft, k_f im Festkörper), so ist die Welle am Empfänger

$$u(L, t) = u_o e^{i(\omega t - k_f D - k_a(L-D))}, \quad (5.11)$$

ihre Phase ist $\varphi(L, t) = \omega t - k_f D - k_a(L-D)$. Betrachtet man einen Scan in x -Richtung, so ändert sich die Dicke des Keils

$$D(x) = D_o + \frac{\partial D}{\partial x} x, \quad (5.12)$$

die Laufstrecke in Luft ($L - D$) und damit auch die Phase des Signals:

$$\varphi(L, t, x) = \omega t - k_f \left(D_o + \frac{\partial D}{\partial x} x \right) - k_a \left(L - D_o - \frac{\partial D}{\partial x} x \right). \quad (5.13)$$

Da (5.13) mit L und D_o Größen enthält, die vom experimentellen Aufbau abhängen und nicht ohne weiteres genau zu erfassen sind, wird nur die Steigung der Phase $\partial\varphi/\partial x$ betrachtet:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -k_f \left(\frac{\partial D}{\partial x} \right) - k_a \left(-\frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{\partial D}{\partial x} (k_a - k_f). \quad (5.14)$$

Geht man davon aus, dass $v_f > v_a$, was für die meisten in Frage kommenden Schaumwerkstoffe gegeben ist, so folgt $\partial\varphi/\partial x > 0$. (5.14) enthält die bekannte Wellenzahl in Luft ($k_a = \omega/v_a$), die leicht zu messende Steigung der Keilprobe ($\partial D/\partial x$) sowie die Steigung der Phasenkurve ($\partial\varphi/\partial x$), die mithilfe der digitalen Phasenauswertung manuell oder über einen linearen Fit sehr genau ermittelt werden kann. Die einzige Unbekannte ist die Schallgeschwindigkeit im Schaum $v_f = \omega/k_a$. Durch Umformen von (5.14) erhält man

$$v_f = + \frac{\omega \frac{\partial D}{\partial x}}{\frac{\omega}{v_a} \frac{\partial D}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial x}}. \quad (5.15)$$

Anmerkung: Auch hier ist zu beachten, dass φ im Bogenmass angenommen ist, $\partial\varphi/\partial x$ also die Einheit $1/m$ trägt. Bei einer Software-Auswertung mit Datenausgabe in Grad muss entsprechend ($360^\circ \hat{=} 2\pi$) umgerechnet werden.

Um den verwendeten PUR-Hartschaum zuvor so weit wie möglich zu charakterisieren, wurde ein großer Block (ca. 8 l) mit einem Polyol : Isozyanat-Mischungsverhältnis von 1 : 1,5 ohne externe Druckbeaufschlagung geschäumt. Um Randeffekte zu vermeiden, wurde dieser auf allen Seiten beschnitten, um einen Quader von $35 \times 17 \times 11$ cm und einer Masse von 195 g zu erhalten. Da der Schaum im Kernbereich weitgehend homogen ist, kann von einer gleichmäßigen Dichte $\rho = 30 \text{ kg/m}^3$ ausgegangen werden. Aus diesem Block wurde ein Keil mit einer Steigung $\partial D/\partial x$ von 8 % herausgesägt. Die absolute Dicke beträgt dabei im gemessenen Bereich zwischen 1 und 4 cm. Die Messung wurde aufgrund der grobporigen Struktur des Schaums bei 125 kHz durchgeführt und ergab

bei mehreren Einzelmessungen auf parallelen Bahnen Phasenverschiebungen $\partial\varphi/\partial x$ zwischen $6,8$ und $7,2$ $^\circ/mm$ ohne erkennbaren Zusammenhang mit der Höhe der Spur im ursprünglichen Schaumblock. Daraus ergeben sich nach (5.15) und einer angenommenen Luftultraschallgeschwindigkeit $v_a = 340$ m/s Werte von 900 - 1060 m/s (Mittelwert 980 m/s) für die Schallgeschwindigkeit im Schaum. Diese Streubreite entspricht in etwa den Erwartungen, da eine größere Homogenität in einem von Hand angerührten PUR-System kaum zu erreichen ist. Mit $v = \sqrt{E/\rho}$ folgt ein E-Modul von (28 ± 5) MPa.

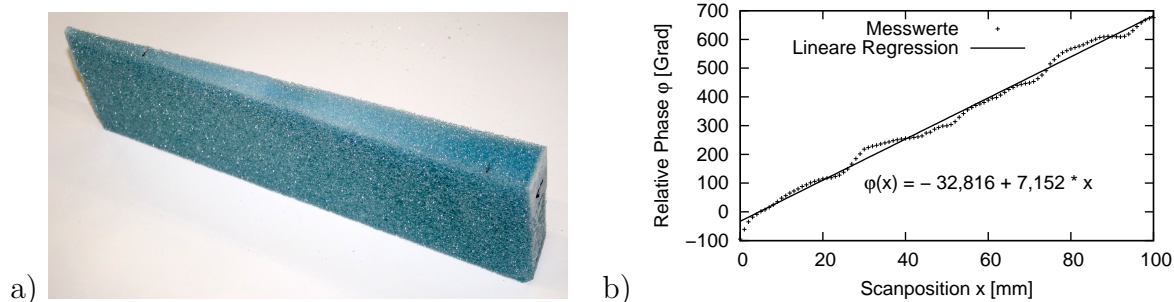


Abb. 5.52: Foto des untersuchten Schaumkeils (im Labor handgeschäumt) und Verlauf der Phase φ als Funktion der Messposition x .

Zum Vergleich wurde eine ähnliche Messung an einem Schaum durchgeführt, der aus einem industriell gefertigten Stahlblech-PUR-Verbundelement herausgetrennt wurde. Durch die industrielle Herstellungsweise ist seine Porenstruktur wesentlich feiner und seine Dichte mit 37 kg/m^3 nur unwesentlich höher. Die ermittelte Schallgeschwindigkeit liegt im Bereich von 700 - 900 m/s . Obwohl der industrielle Schaum sich “solider” anfühlt als der handgerührte, ist sein E-Modul niedriger: (24 ± 6) MPa. Auf der anderen Seite ist er leicht elastisch im Gegensatz zur eher spröden Konsistenz des im Labor hergestellten Schaums. Beide Werte liegen am oberen Rand der in der Literatur angegebenen Werte für leichte PU-Hartschäume [104]. Jedoch ist davon auszugehen, dass der hier gemessene hochdynamische E-Modul tatsächlich höher ist als der statische, da bei einer derart niedrigen Schallgeschwindigkeit ($\sim 2 - 3 \cdot v_a$) die Luftfüllung der Poren zur Schallweiterleitung beiträgt. Bei einem offenporigen Schaum, wie er hier vorliegt, hat die Luft jedoch keinen Einfluss auf den statischen E-Modul. Letztlich sind die akustischen Volumeneigenschaften beider Schäume im ausgehärteten Zustand hinreichend ähnlich, sodass das Modellsystem sinnvoll anstelle der im Labormaßstab kaum verarbeitbaren Reaktivkomponenten für Industrieschaum für die Prozessverfolgung verwendet werden kann.

Prozessverfolgung

Für den Einsatz im Labor wurde eine kompakte Schäumzelle zur Herstellung von Verbundelementen mit prozessbegleitender Luftultraschallmessung konstruiert (Details siehe Anhang B). Als Substrat diente ein von der Firma Fischer Profil GmbH (Netphen-Deuz) zur Verfügung gestelltes Stahlblech ($0,75$ mm) mit einer haftvermittelnden Corrus-

Beschichtung, dessen Lambwellengeschwindigkeit (200 kHz) bei rund 1120 m/s liegt (vgl. Kap. 5.2.2.1). Die Aufzeichnung des Ultraschallsignals (typ. 5 A-Scans pro Sekunde) beginnt stets vor der manuellen Vermischung der reaktiven Komponenten. Damit liegt bei Zugabe des flüssigen Gemischs ein eindeutiger Anfangswert von Amplitude und Phase für das trockene Blech vor, alle Veränderungen durch das Polyurethan können auf diese bezogen werden.

Die Ultraschall-Amplitude zeigt in den Schäumversuchen einen einfachen Verlauf: Mit der Zugabe des Reaktionsgemisches fällt sie drastisch ab, da die Flüssigkeit bzw. der anfangs noch recht dichte Schaum der Welle im Blech leicht Energie entziehen kann (Abb. 5.53, oben). Die Amplitude erholt sich jedoch innerhalb weniger Sekunden wieder und nimmt für den Rest der Zeit einen von Versuch zu Versuch unterschiedlichen Verlauf, selbst wenn die Prozessparameter nicht verändert wurden. Da sie von mehr Signalrauschen betroffen ist und ihr Wert von vielen schlecht zu fassenden Faktoren abhängt (Verschiebung der Plattenwellengeschwindigkeit in Richtung des Kopplungsoptimums oder davon weg, Streusignale über andere Pfade etc.), wird die Amplitude im Folgenden weniger beachtet. Die Phase als Maß für die Laufzeit des Signals zeigt bei sorgfältiger Verarbeitung ein stets wiederkehrendes Bild (Abb. 5.53, unten). Der Verlauf einer zuerst negativen Phasenverschiebung (nur zu sehen, wenn das Gemisch sehr rasch eingefüllt wird) mit anschließendem Umschwung ins Positive schien zunächst leicht zu interpretieren [95]: Anfangs wird die Welle durch zusätzliche Massenbeladung gebremst, später wird das Blech durch den Schaum verfestigt und leitet sie schneller als auf dem freien Blech. Der Abfall der Phasenkurve nach rund drei Minuten, der sich über annähernd eine Stunde weit ins Negative hinein fortsetzt, war hingegen zunächst nicht zu deuten.

Im Laufe der Messungen zeigte sich jedoch, dass sich das Substrat trotz erheblichen konstruktiven Aufwands deutlich verformt und somit die Ultraschallmessung erheblich verfälschen kann. Die Möglichkeit einer Ausbeulung in der Expansionsphase war schon zu Projektbeginn bekannt und wurde beim Design der Messzelle berücksichtigt: Um die Verformung nach Aussen gering zu halten, ist das Messfenster der Schäumzelle so klein wie möglich (wenig freie Blechfläche), und das eingelegte Blech wird durch Magnete vorgespannt (vgl. Anhang B). Eher überraschend war die Feststellung, dass der Schaum bei seiner Kontraktion nach rund fünf Minuten eine so hohe Zugkraft entwickelt, dass diese ein monolithisches Substratblech (138×138 mm) um bis zu einem Millimeter nach innen beult. Um dies genauer zu untersuchen, wurde der Zeitverlauf der Verformung im Zentrum des Messfensters während der Verschäumung gezielt (ebenfalls mittels Luftultraschall) gemessen: Anstatt in eine Plattenwelle zu koppeln und diese dann zu detektieren, kann man den Luftultraschall natürlich auch direkt am Blech reflektieren. In diesem Fall ist das Signal um ein Vielfaches stärker als in der FSRM. Aus der Phasenänderung $\Delta\varphi$ und der Wellenlänge λ des Luftultraschalls ergibt sich direkt die Veränderung des Laufwegs ΔL :

$$\Delta L = \Delta\varphi \frac{\lambda}{360^\circ}. \quad (5.16)$$

Stehen Sende- und Empfangsprüfkopf unter einem Winkel Θ zum Flächennormal, so

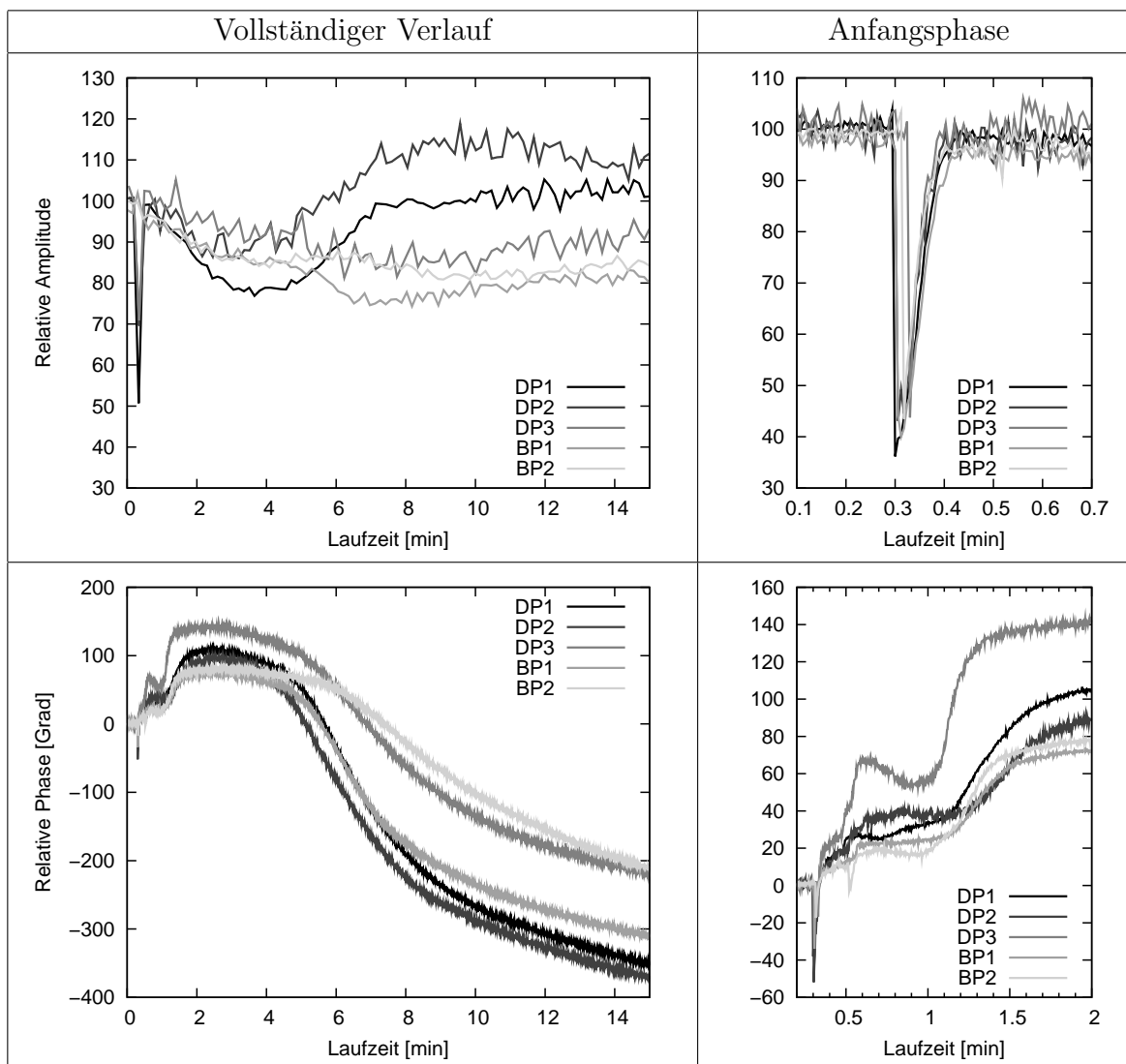


Abb. 5.53: Verlauf der mit FSRM-Phasetracking gemessenen Ultraschall-Amplitude (oben) und Phase (unten) während der Polyurethan-Verschäumung. Wegen der stark verschiedenen Zeitskalen der Vorgänge ist jeweils noch ein relevanter Zeitbereich vom Beginn des Prozesses dargestellt. Amplituden sind für die bessere Vergleichbarkeit auf einen Anfangswert von 100 normiert (multiplikativ), die Phasen auf einen Startwert von 0° verschoben. Die Versuche DP1 - DP3 wurden mit Normalpapiereinsatz durchgeführt, BP1 und BP2 mit leichter abziehbarem Backpapier.

folgt für die Vertikalbewegung Δz des Reflektors

$$\Delta z = \frac{\Delta L}{2 \cos \Theta} \quad (5.17)$$

und somit ($\lambda = 1,5 \text{ mm}$, $\Theta = 22,5^\circ$):

$$\Delta z = \frac{\Delta \varphi \lambda}{2 \cdot 360^\circ \cos \Theta} = 2,25 \cdot 10^{-3} \text{ mm}/^\circ. \quad (5.18)$$

Ein positiver Wert von $\Delta \varphi$ bzw. Δz entspricht einem Ausbeulen des Blechs auf die Prüfköpfe zu. Bei einem angenommenen Phasenrauschen von 10° steht also ein Verfahren zur Messung der Abstandsänderung mit einer Genauigkeit von rund $20 \mu\text{m}$ zur Verfügung.

Vergleicht man den Phasenverlauf aus je zwei Messungen mit Kopplung in Plattenwellen und reiner Abstandsmessung (s. Abb. 5.54), so zeigt sich ein im Rahmen der Schaumreproduzierbarkeit gleicher Verlauf. Die Phasenhübe der Abstandsmessung sind höher, zeigen aber dieselben Charakteristika: einen wenige Sekunden andauernden Abfall (nur zu sehen, wenn das Reaktionsgemisch sehr flüssig eingefüllt wird) mit anschließendem Anstieg bis auf ein Plateau über dem Anfangswert (nach rund einer Minute), einen zweiten Anstieg und dann einen sanften Abfall weit unter den Anfangswert.

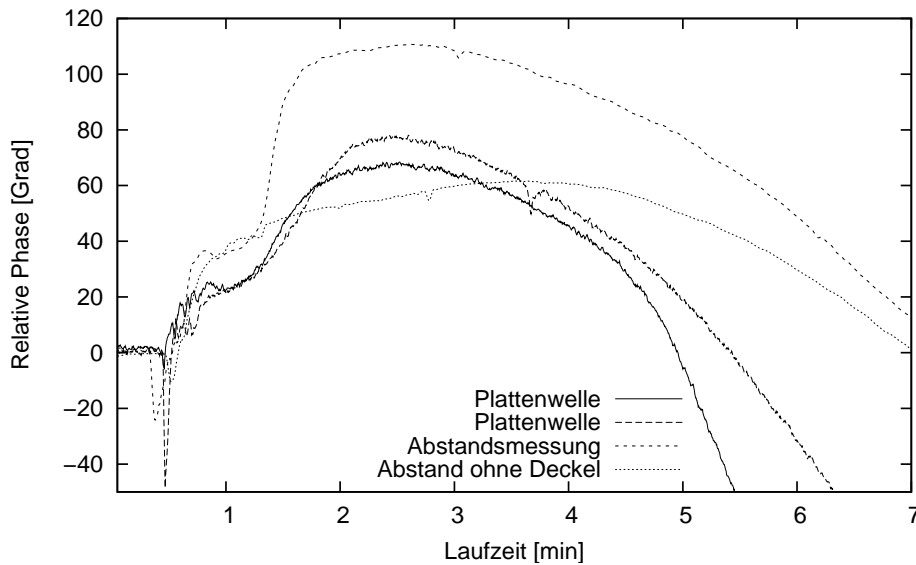


Abb. 5.54: Phasenverläufe während der Verschäumung: gemessen über die Einkopplung in eine Plattenwelle und als reine Abstandsmessung.

Bei einer Messung, die versehentlich ohne den Deckel der Schäumzelle durchgeführt wurde, fehlte der zweite Phasenanstieg (Abb. 5.54). Dies motivierte dazu, den Aluminiumdeckel durch einen aus transparentem Kunststoff zu ersetzen und den Zeitpunkt der sichtbaren Ereignisse (Schaum berührt Deckel, Kammer vollständig gefüllt) zu protokollieren. Die zugehörige Kurve (Abb. 5.55) zeigt die Abstandsänderung zwischen

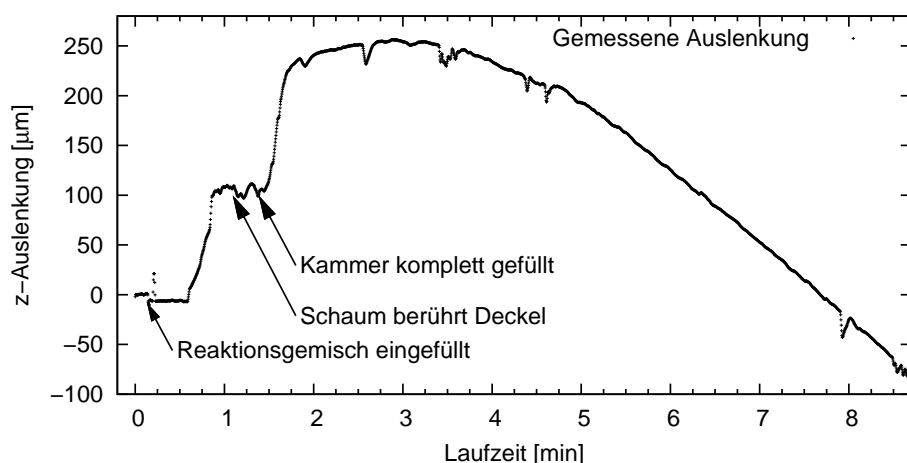


Abb. 5.55: Blechverformungsmessung mit charakteristischen Zeitpunkten während der Verschäumung.

Prüfköpfen und Blechoberfläche, nach (5.18) aus der Phase des direkt reflektierten Ultraschalls errechnet. Es zeigt sich, dass der erste Anstieg zum weitgehend ungehinderten Aufschäumen gehört (Luft kann aus der Zelle entweichen). Zu einem Zeitpunkt, da der Schaum rund 80 - 90 % seines freien Volumens erreicht hat, füllt er das Kammervolumen vollständig, baut noch einmal erheblichen Druck auf - genug um ein 2 kg schweres Gewicht auf dem Deckel leicht anzuheben - und sorgt für einen zweiten Anstieg der Messkurve, der einer Ausbeulung des Blechs um rund $250 \mu m$ entspricht. Sobald der Schaum sein Volumensmaximum überschritten hat und wieder schrumpft, zieht er auch das Blech nach innen, die Laufstrecke des Luftultraschalls verringert sich bis auf Werte unter dem Startwert. Abbildung 5.55 zeigt nur die ersten Minuten einer längeren Messung, der ganze Verlauf ist in Abbildung 5.56 zu sehen. Die Kurve ist aus drei Messungen mit unterschiedlicher Datenerfassungsrate (270/90/45 Punkte/s) zusammengesetzt und

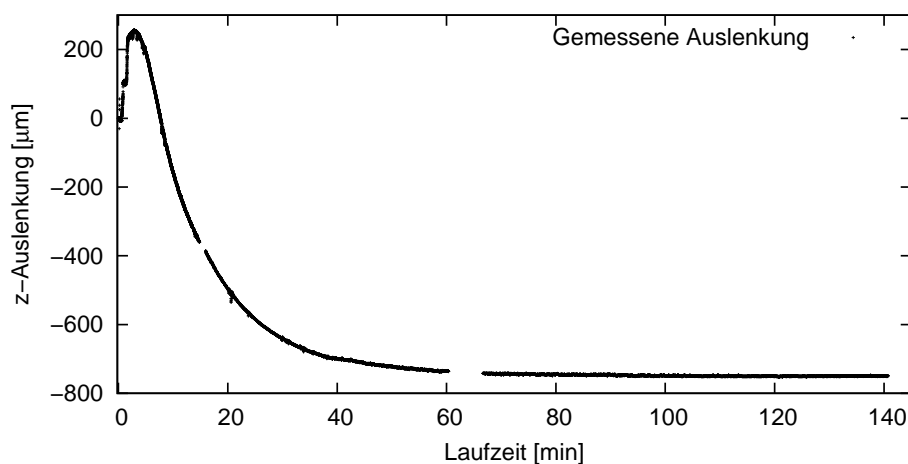


Abb. 5.56: Verlauf der Abstandsmessung bis zur Stabilisierung nach ca. 1h, kurze Unterbrechungen der Messung wegen des Datenhandlings.

deshalb unterbrochen. Sie zeigt, dass die Einbeulung des Blechs erst nach rund einer Stunde ihren Endwert von fast $800 \mu\text{m}$ erreicht.

Dass auch die Verformungsmessung Rückschlüsse auf die Prozessdynamik zulässt, beweist die Verlaufskurve in Abbildung 5.57. Erhöht man die Materialmenge um nur fünf Prozent, so erreicht der Schaum den Deckel der Zelle noch bevor sich die Expansion sichtbar verlangsamt. Der zweite Anstieg durch den Druck gegen den Deckel beginnt, bevor sich das erste Plateau ausbilden kann. Tatsächlich expandiert der Schaum noch so weit, dass Deckel und Gewicht um fast einen Zentimeter abgehoben werden.

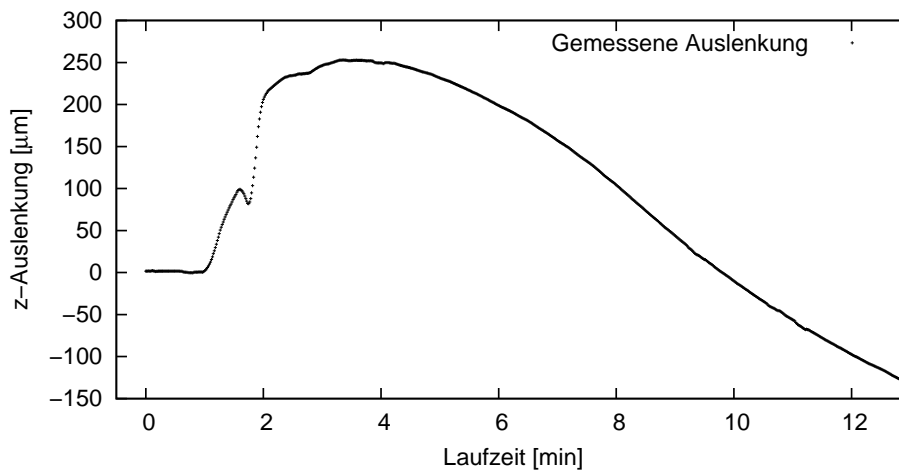


Abb. 5.57: Abstandsmessung bei leicht überladener Schäumzelle.

Um das Verformungsproblem zu kompensieren, wurde die Traverse mit den Luftultraschallprüfköpfen auf eine z -Verschiebemechanik, basierend auf einem Gleichstrommotor, montiert. Ein optischer Sensor (Abbildung eines Laserspots auf eine Mehrfelddiode, analoger Differenzverstärker) misst hochempfindlich die Abweichung des Traverse-Blech-Abstandes vom eingestellten Sollwert. Dazu wird das analoge Differenzsignal tiefpassgefiltert, um Regeloszillationen zu vermeiden. Eine zweite Verstärkerstufe bringt das Signal mit einem engen Toleranzbereich (knapp unterhalb des Übergangs zu Oszillationen aufgrund einer Übersteuerung) auf Werte von $+1$ bzw. -1 V, entsprechend einer Korrektur nach oben oder unten. Die Pegel von ± 1 V sind angepasst auf die maximale Eingangsspannung des angeschlossenen Leistungsverstärkers (Bucher "Poweramplifier Model 120 CV-50"), dessen manuell einstellbarer Gleichspannungsoffset auch zur primären z -Positionierung der Traverse dient. Abbildung 5.58 zeigt einen Ausschnitt aus einer Luftultraschall-Abstandsmessung während der Schaumherstellung zum Zeitpunkt der maximalen Bewegung (Frühphase der Kontraktion). Die Phasenkurve zeigt, wie sich der Abstand langsam verändert, bis die resultierende Steuerspannung ausreicht, um den Anlaufwiderstand des Motors zu überwinden - an den mit Pfeilen markierten Stellen wird das System wieder zurückgeschoben. Die Schwelle ist offensichtlich nicht immer dieselbe, möglicherweise abhängig von der Position des Motors. Der Abstand zwischen den Eingriffen liegt bei 5 - 20 s in Phasen hoher Dynamik und bei über einer Minute in

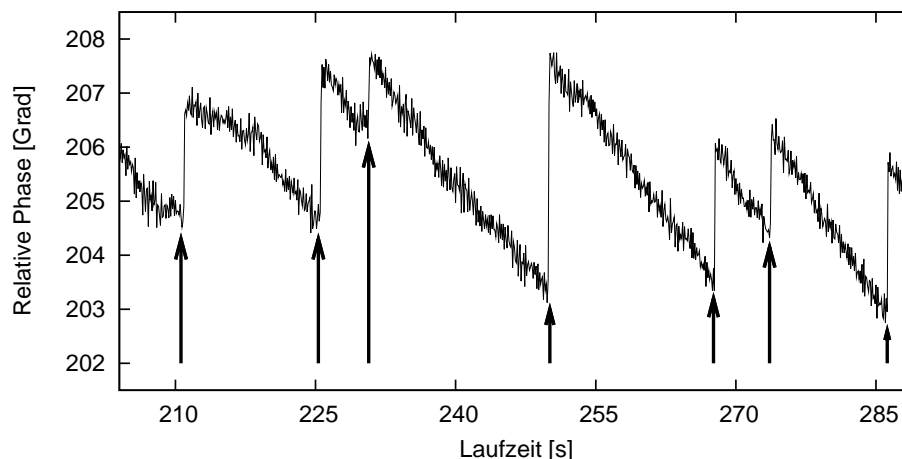


Abb. 5.58: Abstands-Phasenmessung bei aktiver Abstandsregelung während der Schaumkontraktion. Pfeile markieren das Ansprechen der Regelung.

der auslaufenden Kurve. Der Regelung gelingt es, den Wert innerhalb eines Korridors von $\pm 2^\circ$ zu halten, dies entspricht nach (5.18) einer Genauigkeit der Abstandsregelung von $\pm 5 \mu\text{m}$. Da die optische Messung nur an genau einer Stelle des Blecheinlegers erfolgt, können jedoch keine von der parallelen Verschiebung abweichenden Verformungen, beispielsweise Verkippungen, ausgeglichen werden. Da der Messpunkt mit dem Ort der Ultraschalleinkopplung zusammenfällt und der Aufbau (Sender - Blech - Empfänger) symmetrisch ist, sollte eine gleichmäßige Durchbiegung dagegen vollständig kompensierbar sein.

Verschäumungsmessungen, die mit dieser aktiven Abstandsregelung durchgeführt wurden, zeigen eine deutlich reduzierte Dynamik (Abb. 5.59), vor allem fällt der ausgeprägte Abfall der Phasenkurve ab der dritten Minute (vgl. Abb. 5.53) vollständig weg. Was verbleibt, ist der kurze aber ausgeprägte Abfall direkt nach dem Einfüllen des flüssigen Reaktionsgemisches (Plattenwelle durch zusätzliche Masse abgebremst) und der anschließende Anstieg über den Anfangswert (Verfestigung durch angrenzenden Schaum). Der spätere Verlauf der Phasenkurve (etwa ab der 4. Minute) dürfte ein Resultat nicht vollständig kompensierbarer Verformungen sein. Bei genauer Betrachtung des Verlaufs ist das Eingreifen der Regelung in Form scharfer Stufen auch in den Kurven zu erkennen. Gelingt es also, die Grundvoraussetzung für Phasetracking-Messungen (unveränderte geometrische Bedingungen) durch geeignete Regelung wieder herzustellen, so lassen sich mit luftgekoppelten Lambwellen auch Prozesse mit einer Verformungskomponente verfolgen.

Der Anfang der Phasenkurven beim Prozessmonitoring von Polyurethanschaum ist dem Verhalten bei der Trocknung von Beschichtungen (Kap. 5.3.2.1) sehr ähnlich. Ausgehend vom Modell der schwachen Störung der Lambwelle, die sich in effektiver Dichte und Steifigkeit und damit veränderter Phasengeschwindigkeit niederschlägt, ist das nicht überraschend. Bei der Lösemittel-/Lacktrocknung nimmt die tatsächliche Masse-

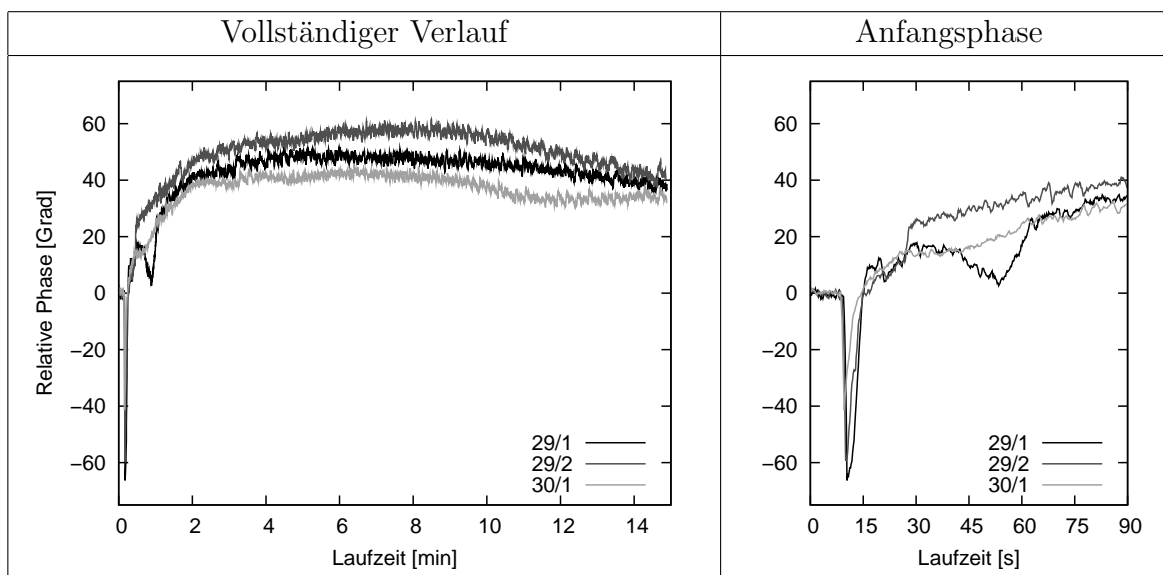


Abb. 5.59: Verlauf der mit FSRM-Phasetracking gemessenen Ultraschall-Phase (gemittelt über je fünf Messungen) während der Polyurethan-Verschäumung mit aktiver Abstandsregelung, gesamte Messzeit (links) und erste 90 Sekunden (rechts). Zeitskala auf steigenden Nulldurchgang bei $t = 15$ s und Phase auf einen Start bei $\varphi = 0$ normiert.

beladung einer Platte (ab dem Zeitpunkt der Beschichtung) mit der Zeit ab, und die Phase erholt sich wieder. Zum Teil ist eine leichte Verfestigung durch die Eigensteifigkeit einer ausgehärteten Lackschicht zu beobachten. Die Schaumentstehung lässt sich ähnlich verfolgen, solange man nicht die Gesamtmasse der “Beschichtung” betrachtet, sondern nur den Masseanteil, der sich in einer Grenzschicht von wenigen Millimetern am Blech befindet. Solange der Polyurethanschaum als Flüssigkeit angesehen werden kann, ist die Phasengeschwindigkeit ein Indikator für die Dichte des Materials in Plattennähe. Die Dichte des fertigen Schaums ($30 - 40 \text{ kg/m}^3$) ist so gering, dass sie kaum noch Einfluss hat. Sobald der Schaum aushärtet, behindert er die Bewegung der Platte (überwiegend out-of-plane). Dies entspricht einer Verfestigung, die sich in einer messbar über den Wert der ungestörten Platte erhöhten Lambwellengeschwindigkeit niederschlägt.

5.3.2.3 Prozessverfolgung mit Rayleighwellen

Für die Anwendung der luftgekoppelten Rayleighwellen zur Prozessverfolgung wurde ein Beispiel gewählt, bei dem es wichtig ist, auch unter die Oberfläche des Festkörpers zu sehen. Die Bestimmung des Feuchtegehaltes von Zementwerkstoffen ist sowohl für ihren Abbindeprozess wichtig als auch für die Vermeidung von Feuchteschäden (Schimmel, etc.). Außerdem erlauben Rayleighwellen die berührungslose Verfolgung der Transportdynamik von Wasser im Porenraum des Feststoffs.

Wird ein Leichtbetonquader des Typs B (vgl. Tab. 5.2) so in ein flaches Wasserbad gesetzt, dass nur seine Unterseite benetzt ist, so kann man über einen Zeitraum von rund 30 Minuten verfolgen, wie die Feuchtigkeit bis an die Oberseite steigt (Abb. 5.60). Beendet man zu diesem Zeitpunkt die Wasserzufuhr, so dauert es mehrere Tage, bis das Material bei Laborbedingungen ($23 \pm 2^\circ\text{C}$, $50 \pm 5\%$ Luftfeuchtigkeit) vollständig getrocknet ist. Dieser Vorgang lässt sich mit einer Rayleighwelle auf der Quaderoberseite verfolgen (200 kHz, ca. 6 cm Laufstrecke, s. Abb. 5.60, [92]). Die Zeitskalen der Reaktion der Ultraschallsignale spiegeln die rasche Durchfeuchtung und langsame Trocknung wider. Die Amplitude bricht mit der Ankunft der Feuchtigkeit stark ein und erholt sich mit einem Überschwinger langsam wieder. Der Überschwinger ist vermutlich auf veränderte Interferenzbedingungen zwischen direkter und an den Kanten reflektierter

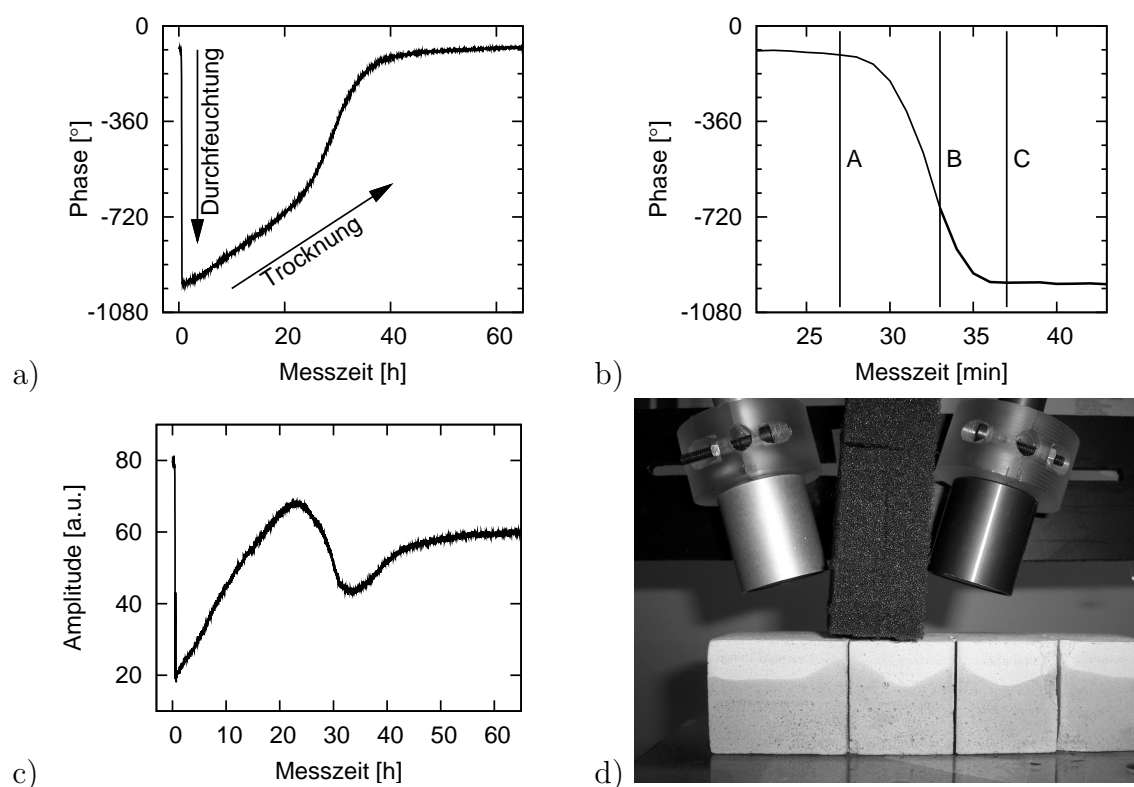


Abb. 5.60: Messung der Durchfeuchtung und Trocknung von Beton mit luftgekoppelten Rayleighwellen: Vollständige Phasenkurve (a), Phase vom Anfang der Messung (b), Amplitudenverlauf (c), und Foto (d) des Aufbaus.

Rayleighwelle zurückzuführen, da sich die SAW-Geschwindigkeit ändert. Das Verhalten der Amplitude ist prinzipiell schwer zu interpretieren, da sie (wie auch bei der Prozessverfolgung mit Plattenwellen) von vielen Faktoren beeinflusst wird: Eine reduzierte SAW-Geschwindigkeit verändert die Kopplungsbedingungen (Resonanzwinkel Θ_o) weg vom Optimum. Die Dichte steigt von trocken nach nass deutlich stärker an (1,16 auf 1,46 g/cm^3) als die Geschwindigkeit fällt ($\sim 3\%$). Dies erschwert die Kopplung LUS-SAW weiter, da der Unterschied der akustischen Impedanzen (Luft/Festkörper) noch einmal erhöht wird. Zuletzt kann davon ausgegangen werden, dass die Dämpfung der Welle im Festkörper durch die Nässe verstärkt wird. Die Phasenkurve folgt einem einfacheren Muster: Sie fällt und erholt sich wieder. Der Anfang der Phasenkurve ist besonders interessant: Die Phase beginnt bereits nach ca. 27 Minuten zu fallen, noch bevor die Feuchtigkeit die Oberfläche erreicht hat (Abb. 5.60b, Markierung A), da die Rayleighwelle einen knappen Zentimeter ins Material hineinreicht. An der Oberseite erstmals sichtbar ist das Wasser nach rund 33 Minuten (B), und eine durchgehende Dunkelfärbung fällt mit dem Abschluss des Phasenabfalls nach 37 Minuten zusammen (C). Das sich daran anschließende Plateau zeigt, dass eine vollständige Sättigung eingetreten ist und damit sinnvolle Anfangsbedingungen für die folgende Trocknung bestehen. Diese nimmt rund zwei Tage in Anspruch und ist von einem langsamen und monotonen Anstieg der Phasenkurve bis auf den Ausgangswert verbunden (Abb. 5.60a). Warum die Trocknung sich nach rund 24 Stunden anscheinend beschleunigt, bevor sich die Phasenkurve schliesslich asymptotisch dem Ausgangswert nähert, konnte nicht geklärt werden. Möglicherweise ändern sich die Transportprozesse je nachdem, ob nur die Matrix des Werkstoffs durchfeuchtet ist (Spätphase) oder auch die Mehrzahl der grösseren Poren mit Wasser gefüllt ist (Anfang). Die beobachtete Verzögerung der Rayleighwelle ist als Reduktion der Schallgeschwindigkeit durch die zusätzliche Dichte des Materials zu erklären.

6 Aeroakustische Vibrometrie

6.1 Akustooptischer Effekt in Luft

6.1.1 Einordnung unter die akustooptischen Verfahren

Die Wechselwirkung zwischen Licht und elastischer Verformung beschäftigt sich meistens mit den Extremfällen, was die Längenskala des elastischen Phänomens angeht. So ist seit dem frühen 19. Jahrhundert bekannt, dass statische (oder sich langsam verändernde) elastische Spannungen in sonst isotropen Festkörpern zu optischer Doppelbrechung führen [105]. Mit dieser "Spannungsoptik" wurden früher in den Ingenieursdisziplinen an transparenten Modellen Spannungsfelder unter verschiedenen Lastzuständen sichtbar gemacht. Der andere Extremfall tritt ein, wenn die räumliche Skala der elastischen Deformation (die Wellenlänge) im selben Bereich liegt wie die optische Wellenlänge. In diesem Fall, der bereits 1922 und damit vor der Verfügbarkeit des Lasers als kohärenter Lichtquelle vorhergesagt wurde [106, 107], stellt die periodische räumliche Modulation der Dichte und damit des Brechungsindex ein Gitter dar. Ob Bragg'sche oder Raman-Nath-Beugung auftritt, hängt von der Stärke der Modulation und der Interaktionslänge ab. Experimentelle Aufbauten nach diesem Prinzip erfordern ein relativ ausgedehntes kohärentes Lichtfeld (deutlich größer als die akustische Wellenlänge).

Die hier entwickelte und eingesetzte Methode basiert auf der Interaktion eines sehr schmalen ($\ll 1$ mm) Laserstrahls mit der Brechungsindex-Modulation eines relativ niederfrequenten Schallfeldes (100 kHz-Bereich) in Luft [108, 109].

6.1.2 Photoelastischer Effekt in Luft

Der Brechungsindex n_o eines Gases oder Gasgemisches wie Luft unterscheidet sich nur geringfügig vom Vakuum-Brechungsindex, der auf den Wert eins festgelegt ist. Diese Abweichung, die durch die Lorentz-Lorenz-Relation (auch als Clausius-Mossotti-Gesetz bekannt) beschrieben wird, ist unter anderem abhängig von der Dichte ρ des Mediums. Kleine Abweichungen $\Delta n = n - n_o$ sind eine Funktion von Dichteänderungen $\Delta \rho$ [110, 111]:

$$2n\Delta n \approx (n^2 - 1) \frac{\Delta \rho}{\rho_o}. \quad (6.1)$$

Weiterhin ist $n_o = 1 + \delta$, $\delta \approx 3 \cdot 10^{-4} \ll 1$, sodass bei einer Reihenentwicklung nach den Termen erster Ordnung in Δn und δ abgebrochen werden kann:

$$\Delta n = (n_o - 1) \frac{\Delta \rho}{\rho_o}. \quad (6.2)$$

Um (6.2) auf Schallwellen anwenden zu können, muss die akustische Kondensation $\Delta\rho/\rho_o$ mit dem Schalldruck $\Delta p = p - p_o$ der Welle in Zusammenhang gebracht werden. Dazu dient die adiabatische Bedingung der Schallausbreitung $p\rho^{-\gamma} = \text{konst.}$ (vgl. Kap. 3.4), deren totales Differential zur Bedingung $\Delta p = \gamma p_o \Delta\rho/\rho_o$ führt. Diese kann mit der Schallgeschwindigkeit in Luft ($V = (\gamma p_o/\rho_o)^{1/2}$) umgeformt werden zu

$$\Delta p = \rho_o V^2 \frac{\Delta\rho}{\rho_o}. \quad (6.3)$$

Einsetzen von (6.3) in (6.2) ergibt die photoelastische Gleichung für Luft:

$$\Delta n = (n_o - 1) \frac{\Delta p}{\rho_o V^2}. \quad (6.4)$$

6.1.3 Aeroakustische Vibrometrie (AAV)

Ein veränderlicher Brechungsindex ist bedeutungsgleich mit einer variierten Lichtgeschwindigkeit ($n = c/c_{air}$) im Medium:

$$n = n_o + \Delta n = n_o \left(1 + \frac{\Delta n}{n_o} \right) = n_o \left(1 + \frac{\Delta c_{air}}{c_{air}} \right). \quad (6.5)$$

Ein möglicher Grund für diese Schwankung kann eine Schallwelle sein. Bezieht man (6.4) und (6.5) mit ein, so erhält man:

$$\frac{\Delta c_{air}}{c_{air}} = \frac{(n_o - 1)\Delta p}{n_o \rho_o V^2}. \quad (6.6)$$

Der Effekt ist vergleichsweise klein: Eine Druckänderung $\Delta p = 1$ Pa führt bei Normalbedingungen zu einer Lichtgeschwindigkeitsänderung $\Delta c_{air}/c_{air} \approx 2 \times 10^{-9}$. Somit kann er lediglich mit einem hochempfindlichen Interferometer gemessen werden, wie z. B. einem Laser-Scanning-Vibrometers (Polytec PSV 300), das schon von anderen Gruppen [112, 113] zu ähnlichen Zwecken eingesetzt wurde. In einem praktischen Aufbau (s. Abb. 6.1) durchquert ein schmaler Laserstrahl ein Schallfeld der Tiefe l (effektive Wechselwirkungsstrecke), wird an einer unbewegten Wand reflektiert und im Vibrometer mit einem frequenzverschobenen Referenzstrahl gemischt [51]. Aus der entstehenden Schwebung demoduliert das System ein Analogsignal, das beim Einsatz als Doppler-Vibrometer proportional zur Bewegungsgeschwindigkeit des Reflektors ist.

In einem stark vereinfachten Schallfeld mit nur einer einzigen Komponente \vec{k} parallel zur z -Achse (ebene Welle, Abb. 6.1) stellt dieses Feld eine Modulation des Drucks in Ort und Zeit dar:

$$\Delta \tilde{p} = \Delta p_{\sim} \cos(\omega t - kz). \quad (6.7)$$

Daraus folgt an einem gegebenen Ort (z. B. $z = 0$) eine zeitliche Modulation des Brechungsindex:

$$\Delta n = \frac{n_o - 1}{\rho_o V^2} \Delta p_{\sim} \cos \omega t. \quad (6.8)$$

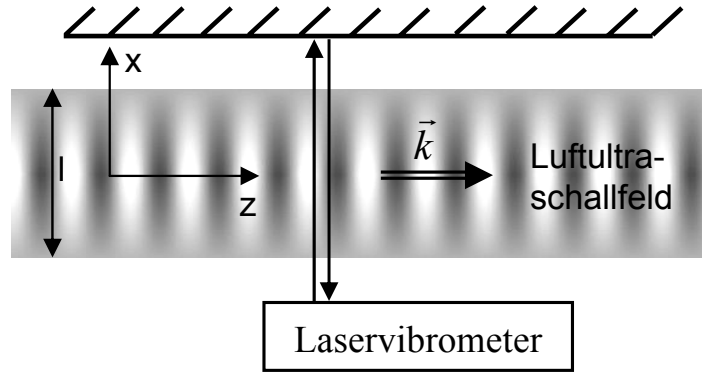


Abb. 6.1: Schema der aeroakustischen Vibrometrie.

Eine Lichtwelle der Form $\sim \exp[i\varphi] = \exp[i(\Omega t - Kx)]$ mit der optischen Wellenzahl $K = \Omega/c_{air}$, die sich in so einem Medium ausbreitet, erfährt entlang ihres Wegs eine Phasenverschiebung, die sich durch Aufintegration der lokalen Eigenschaften ergibt:

$$\varphi = \Omega t - \int \tilde{K}_{air}(x, y, z, t) ds. \quad (6.9)$$

Wenn der Laser entlang der x -Achse ausgerichtet ist, breitet sich das Licht parallel zu den Wellenfronten (festes z) aus und damit entlang eines Pfads fester Phase des Luftschallfeldes. Mit der Interaktionsstrecke l (Apertur des Schallfeldes) folgt aus (6.9) durch Einsetzen der (nur noch zeitlich) modulierten Wellenzahl $\tilde{K}(t)$:

$$\varphi = \Omega t - \int \tilde{K}_{air}(t) dx = \Omega t - 2\tilde{K}_{air}l = \Omega t - 2K_{air} \left(1 + \frac{\Delta\tilde{c}_{air}}{c_{air}} \right) l. \quad (6.10)$$

Hier sind \tilde{K}_{air} und K_{air} die optischen Wellenzahlen in Luft mit bzw. ohne Schallfeld. Setzt man nun die Modulation aus (6.6) ein, so folgt für die Phase:

$$\varphi = 2\pi ft - 2K_{air}l \left(1 + \frac{n_o - 1}{n_o \rho_o V^2} \Delta p_{\sim} \cos \omega t \right). \quad (6.11)$$

Die Momentanfrequenz f_i des Lichts ist nun

$$f_i := \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f \left(1 + 2 \frac{(n_o - 1)\omega l}{c_{air} n_o \rho_o V^2} \Delta p_{\sim} \sin \omega t \right). \quad (6.12)$$

Demnach ist die Frequenz (Wellenlänge, Farbe) des reflektierten Lichts moduliert mit der des Ultraschallfeldes. Der Grad der Modulation ist proportional zum Schalldruck.

6.1.4 Vergleich mit Dopplervibrometrie, Kalibrierung

Da für die Messungen ein Doppler-Vibrometer eingesetzt wird, das daraufhin entwickelt und kalibriert ist, die Geschwindigkeit der Reflektorbewegung zu messen, liegt ein Vergleich von aeroakustischer und Doppler-Vibrometrie nahe. Bewegt sich der Reflektor, so ist die Länge des Lichtweges selbst nicht mehr konstant, z. B. bei einer Schwingung

$\tilde{l} = l_o + l_{\sim} \cos(\omega t)$. Dies führt wieder zu einer Phasen- und Frequenzmodulation des reflektierten Lichts:

$$\varphi_D = \Omega t - 2K_{air}l_o \left(1 + \frac{l_{\sim}}{l_o} \cos \omega t \right) \quad (6.13)$$

und mit der Geschwindigkeitsamplitude $v_{refl} = \omega l_{\sim}$ der Reflektorschwingung zu

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} f \left(1 + 2 \frac{v_{refl}}{c_{air}} \sin \omega t \right). \quad (6.14)$$

Die Amplitude der Frequenzmodulation $\Delta f = \pm 2f v_{refl}/c_{air}$ als Funktion der Reflektorgeschwindigkeit ist als Dopplerverschiebung bekannt.

Für Messempfindlichkeitsüberlegungen soll betrachtet werden, wie groß die Reflektorgeschwindigkeit bzw. Schalldruckamplitude sein muss, um zur gleichen gegebenen Frequenzverschiebung des Lasers zu führen. Aus (6.12) und (6.14) folgt:

$$v_{refl} = \frac{n_o - 1}{n_o} \frac{\omega l}{\rho_o V^2} \Delta p_{\sim}. \quad (6.15)$$

Dieses Ergebnis zeigt Ähnlichkeit mit einer auf "virtueller" Bewegung fußenden Herleitung [112, 114], ist aber aufgrund anderer Näherungsschritte von dieser leicht verschieden. Setzt man die Relation von Partikelbewegung (Schallschnelle) w und Schalldruck in der ebenen Welle $\Delta p = w \rho_o V$ in (6.15) ein, so erhält man:

$$w = \frac{n_o}{(n_o - 1)kl} v_{refl}. \quad (6.16)$$

Der Faktor kl beschreibt die Größe des Schallfeldes in Relation zu seiner Wellenlänge. Da bei vielen Aufbauten die Tiefe des Feldes nach Abbildung 6.1 rund 5 - 6 Wellenlängen beträgt und der Brechungsindex von Luft bei Laborbedingungen bei $n_o \approx 1,0003$ liegt, kann der Skalierungsfaktor in (6.16) als Faustregel mit 100 angegeben werden:

$$w \approx 100 v_{refl}. \quad (6.17)$$

Da die Nachweisgrenze des Dopplervibrometers im für Luftultraschall interessanten Frequenzbereich bei etwa $v_{refl} = 5 \mu m/s$ liegt, kann die Sensitivitätsgrenze der AAV bei $w = 0,5 mm/s$ oder $\Delta p = 0,2 Pa$ angenommen werden. Dies entspricht einem Schalldruckpegel¹ von 80 dB_{SPL}, der in der Luftultraschallprüfung bei weitem überschritten wird. Die Sensitivität des vorgeschlagenen Systems reicht also für die Untersuchung verschiedener Phänomene in der Luftultraschallprüfung.

Die Gleichungen (6.15) und (6.16) setzen die in der Vibrometersoftware angezeigte scheinbare Reflektorgeschwindigkeit mit den tatsächlichen Größen des untersuchten Luftschallfeldes in Relation. Somit lassen sich mit dieser Methode auch absolute Schallfeldinformationen messen, ohne störend in das Ausbreitungsmedium einzugreifen.

¹Die Definition des SPL-Schalldrucks (*sound pressure level*) mit 1 dB_{SPL} $\hat{=} 20 \mu Pa$ gilt genau genommen nur im hörbaren Spektrum, gibt hier jedoch einen brauchbaren Referenzwert.

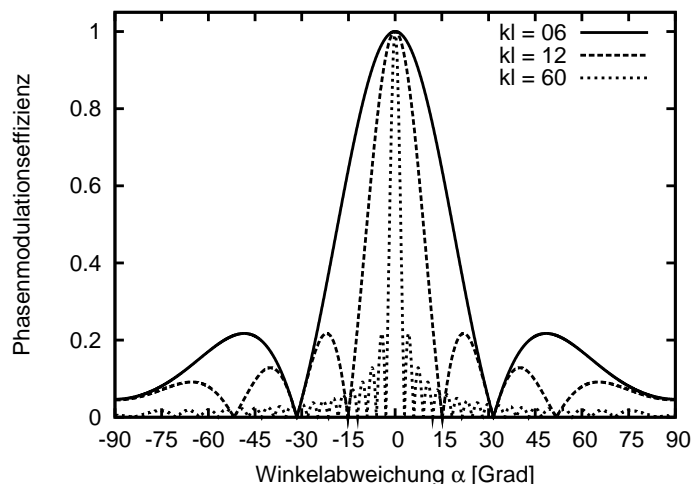


Abb. 6.3: Modulationseffizienz in Abhängigkeit von α [108].

Abbildung 6.3 zeigt den berechneten Verlauf der Abschwächung in Abhängigkeit von α für verschiedene Werte der normierten Apertur kl . Für große Werte von kl besitzt die sinc-Funktion ein scharfes Hauptmaximum bei $\alpha = 0$ und weitere Nebenmaxima nahe $kl \sin \alpha = (m + 1/2)\pi$ ($m = 1, 2, \dots$). Dies legt nahe, dass in ausgedehnten Schallfeldern die Komponente, deren Wellenfronten parallel zum Messlaser liegen, das Messergebnis dominieren. Man kann die AAV damit als Projektion dieses Feldanteils auf die Ebene des Reflektors betrachten. Bei kleineren Feldern (kleines kl) tragen auch die nichtorthogonalen Komponenten zur Messung bei.

Der Fall des Winkels β , der durch die Art des Scannens auftritt (vgl. Abb. 6.2), kann analog behandelt werden, wenn man beachtet, dass sich die Gesamtlänge der Interaktion um einen Faktor $1/\cos \beta$ verlängert. Es ergibt sich ein Reduktionsfaktor $\text{sinc}(ks \sin \beta)$ mit $s = l/\cos \beta$. Daraus folgt, dass bei der Untersuchung hochfrequenter, ausgedehnter Schallfelder (großes kl) eine gewisse Abschattung zum Bildrand ($\beta \neq 0$) zu erwarten ist.

Betrachtet man sowohl abweichende Feldkomponenten ($\alpha \neq 0$) als auch die Effekte des Scannens ($\beta \neq 0$), so resultiert ein Faktor $\text{sinc}[ks \sin(\alpha - \beta)]$. Zum Bildrand hin dominieren folglich die Komponenten mit $\alpha = \beta$. Es wird also in erster Linie immer der Teil des Feldes abgebildet, der orthogonal zur lokalen Ausbreitungsrichtung des Lasers ist. Durch einen hinreichend großen Abstand zwischen Schallfeld und Laservibrometer lässt sich der Winkel β in den meisten Experimenten so klein halten, dass er die Untersuchungen nicht beeinträchtigt. α hingegen kann - falls erwünscht - durch gezielte Rotation der Schallquelle angepasst werden.

Um die $\text{sinc}(kl \sin \alpha)$ -Abhängigkeit der Lasermodulation durch das Luftultraschallfeld experimentell zu überprüfen, wurde ein Schallfeld erzeugt, das weitgehend aus einer einzigen Komponente besteht. Hierzu wurden zwei Prüfköpfe (AirStar 200) in kleinem Abstand D zueinander montiert, sodass die Oberflächen der Schwinger einen seitlich

offenen Platte-Platte-Resonator ergeben. In dieser Konfiguration bilden sich bevorzugt stehende Wellen mit $D = n \lambda/2$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) aus (Abb. 6.4). Zum Rand hin (oben und unten) nimmt die gemessene Modulation ab, da die Schallfeldamplitude selbst geringer wird und zugleich die Interaktionslänge l abnimmt. Nun wurde die Prüfkopf-

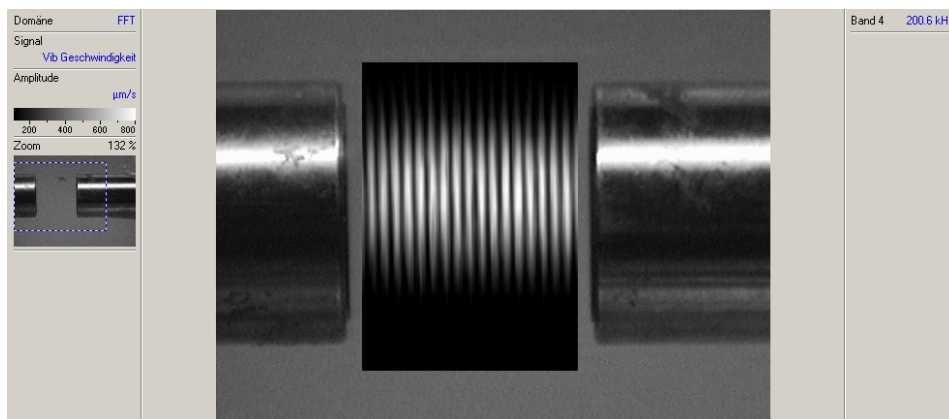


Abb. 6.4: Screenshot der Vibrometersoftware: Zu sehen ist das Videobild mit den zwei Prüfköpfen, zwischen denen das mit AAV gemessene Luftultraschallfeld mit seinem Stehwellenmuster eingeblendet ist.

Prüfkopf-Konfiguration in kleinen Schritten gegen die Ausbreitungsrichtung des Messlasers verdreht, sodass der Winkel α in (6.20) gezielt eingestellt werden kann. Um dies für verschiedene Werte von kl durchzuführen, wurde das Vibrometersignal in zwei Regionen erfasst und gemittelt: einmal im Zentrum des Schallfeldes (großes kl) und einmal streifend am Rand (kleineres kl' , vgl. Abb. 6.5). Die Messergebnisse (Abb. 6.6, auf den Wert 1 bei $\alpha = 0$ normiert) bestätigen eine umso größere Empfindlichkeit gegen Fehl-

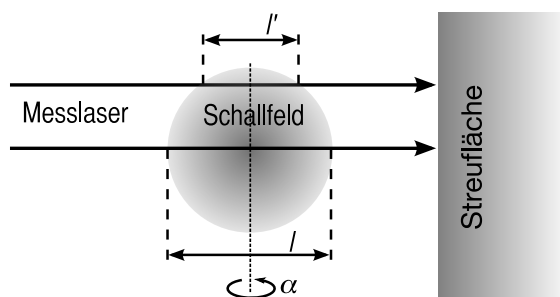


Abb. 6.5: Querschnitt durch ein zylindrisches Schallfeld bei der Messung mit AAV: Am Rand des Feldes sieht der Messlaser die verkürzte Interaktionslänge l' .

orientierung des Feldes, je größer die Interaktionslänge l ist. Weiterhin fällt auf, dass die gemessene Abhängigkeit im Zentrum eher einem kl von 19 folgt als dem aus der Feldgröße zu erwartenden $kl \approx 30$. Dies wird in erster Linie daran liegen, dass der Schalldruck für die Herleitung als über die ganze Breite konstant angenommen wurde, während er in einem realistischen Feld eher einer Gauss'schen Amplitudenverteilung (ähnlich der

TEM₀₀-Mode im Laserresonator) folgen wird. Diese weiche Abkappung sorgt – zumindest für den Winkeleinfluss – für ein etwas kleineres effektives kl [108].

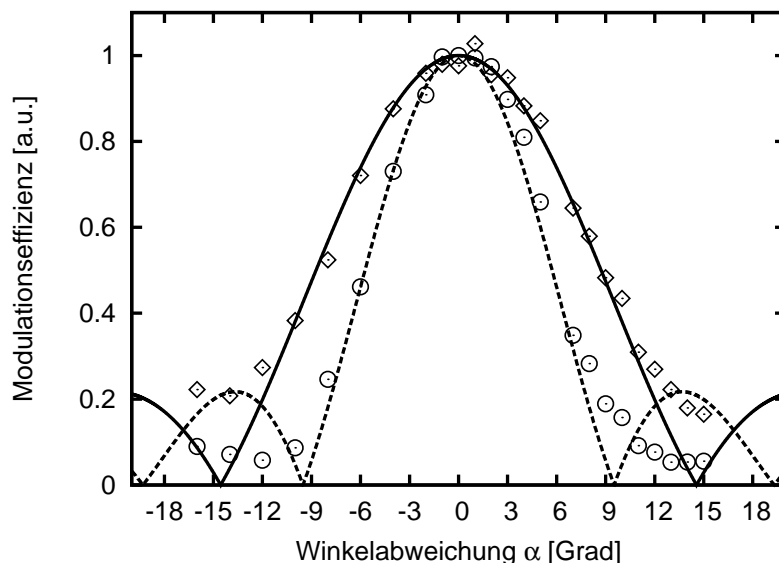


Abb. 6.6: Gemessene Winkelabhängigkeit im Zentrum (Kreise) und am Rand des Resonators (Rauten), im Vergleich zum berechneten Verlauf für $kl = 19$ (gestrichelte Linie) und $kl' = 12,5$ (durchgezogen).

6.2 Anwendung der AAV

6.2.1 Untersuchung der Schallfelder von Luftultraschallprüfköpfen

Zuverlässige Luftultraschallmessungen erfordern eine hohe Qualität der Schallfelder:

- Größe des Fokus, die in der scannenden ZfP die Ortsauflösung bestimmt
- Symmetrie des Feldes
- Absolutwerte von Schalldruck und Schallschnelle
- Wirkungsgrad der Prüfköpfe

Ohne diese Informationen sind keine sinnvollen Untersuchungen der Kopplung des Luftultraschalls an geführte Moden sinnvoll. Der quantitativen Vermessung mit der AAV sind zum Vergleich zwei andere Herangehensweisen vorangestellt: Die numerische Prognose der Schallfeldgeometrien und eine an konventionelle Schallfeldabbildung angelehnte scannende Abtastung.

6.2.1.1 Numerische Schallfeldberechnung

Zunächst kann untersucht werden, wie das Schallfeld eines idealen Luftultraschallprüfkopfs aussehen soll. Dazu dient eine diskrete Aufsummationsmethode, die aus dem Huygens'schen Prinzip folgt: Die angenommene Prüfkopfoberfläche wird aufgeteilt in eine endliche Zahl von durchnummerierten Punktquellen, deren Abstand untereinander kleiner als die halbe Wellenlänge λ gewählt wurde.

Wenn sich die Punktquelle Q_i am Ort $\vec{q}_i = (x_{q_i}, y_{q_i}, z_{q_i})$ befindet, dann ist ihr Feld an einem beliebigen Ort $\vec{r} = (x, y, z)$:

$$p_{q_i}(\vec{r}, t) = p_o \frac{1}{|\vec{r} - \vec{q}_i|} e^{i(k|\vec{r} - \vec{q}_i| - \omega t)}, \quad (6.21)$$

mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ des Feldes. Das Feld eines beliebigen Prüfkopfs, der als eine Schar von N Punktquellen $\{Q_i\}$ dargestellt werden kann, ergibt sich durch komplexe und somit phasenrichtige Summation über die Beiträge der einzelnen Punktquellen:

$$p(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N p_{q_i}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{p_o^{(q_i)}}{|\vec{r} - \vec{q}_i|} e^{i(k|\vec{r} - \vec{q}_i| - \omega t)}. \quad (6.22)$$

Über die komplexe Intensität $p_o^{(q_i)}$ der Quelle Q_i können unterschiedliche Amplituden und Phasenlagen der einzelnen Quellpunkte berücksichtigt werden. Ist es nicht möglich eine schwingende Oberfläche so zu zerlegen, dass jede Q_i dieselbe Fläche repräsentiert, so kann dies ebenfalls einfließen. Mit dem Abstandsbetrag

$$d_i = |\vec{r} - \vec{q}_i| = \sqrt{(x_i - x_{q_i})^2 + (y_i - y_{q_i})^2 + (z_i - z_{q_i})^2}$$

ergibt sich:

$$p(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{p_o^{(q_i)}}{d_i} e^{i(kd_i - \omega t)}. \quad (6.23)$$

Unter der Annahme $t = 0$ entfällt der zeitabhängigen Term, und die konkrete Durchführung vereinfacht sich. Die Zielgröße p ist dabei komplex, wie auch die mit einer DFT aus gemessenen Zeitsignalen ermittelte: Die Amplitude $\text{Abs}(p)$ stellt die Feldamplitude an sich dar, eine beliebige Komponente, z. B. der Realteil $\text{Re}(p)$, steht für einen Schnappschuss der sich ausbreitenden Welle. Diese Beschreibung entspricht in der Optik der Fraunhofer-Beugung mit der bekannten kreisbogenartigen Summation in der komplexen Ebene und der daraus resultierenden Abstrahlcharakteristik.

Für eine Schallfeldberechnung ist jetzt lediglich der Zielraum geeignet zu diskretisieren (für eine Darstellung der Wellenfronten sollte ein Raster $\leq \lambda/4$ gewählt werden), wobei die Rotationssymmetrie der üblichen Prüfköpfe den zu erfassenden Bereich auf eine Halbebene reduziert. Für die Berechnung, die in der Sprache *perl* programmiert wurde, wurden zwei Geometrien ausgewählt, die sich an die Datenblätter der Prüfköpfe AirStar

200 und AirStar 400 anlehnen:

Typ	Art	Wellenlänge	Durchmesser	Fokusabstand
AS 200	flach	1,6 mm	16 mm	-
AS 400	fokussiert	0,8 mm	22 mm	40 mm

Eine typische Quelldiskretisierung kann zwischen einigen hundert und mehr als zehntausend Quellpunkte bedeuten. Abbildung 6.7 zeigt die Punktwolke des als Kugelschalensegment angenommenen AirStar 400 - Schwingers (z -Achse übertrieben). Somit beinhaltet schon die Berechnung eines einzelnen Zielortes viele Rechenoperationen, die für jeden der bis zu hunderttausend Punkte des Zielraumes ausgeführt werden müssen. Trotz einiger Optimierungen (geeignete Verschachtelung der Schleifen, damit einzelne Operationen möglichst außerhalb und somit nur einmal ausgeführt werden müssen, Lookup-Tabelle für den Phasenfaktor $\exp\{ik|\vec{r}-\vec{q}_i|\}$, Berechnung nur der einen Hälfte des symmetrischen Felds) dauert die Erzeugung der gezeigten Felder einige Stunden bis Tage.

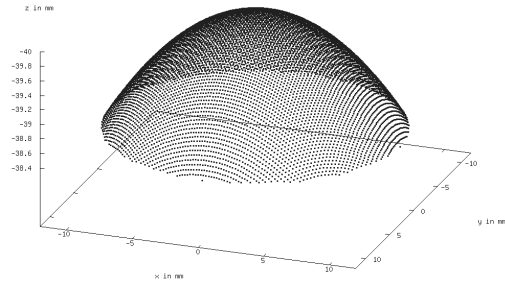


Abb. 6.7: Räumliche Verteilung der 9471 Quellpunkte zur Simulation eines schwach fokussierten Prüfkopfs.

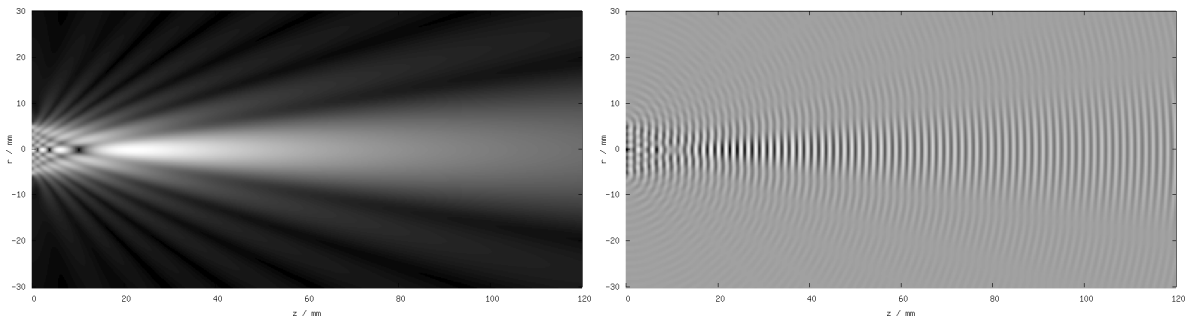


Abb. 6.8: Berechnetes Schallfeld in Anlehnung an AirStar 200: Amplitude (links) und Snapshot (Realteil von p , rechts).

Das in Abbildung 6.8 gezeigte Schallfeld weist die auch aus der Literatur (für Tauchtechnik-Prüfköpfe) bekannten Eigenschaften eines flachen unfokussierten Prüfkopfs mit einigen Wellenlängen Durchmesser auf: Zonen destruktiver Interferenz im Nahfeld und eine schlanke, sich kegelförmig öffnende und dabei sanft auslaufende Hauptkeule der Intensität. Der in der Praxis zu erwartende optimale Arbeitsabstand, bei dem ein homogenes Feld und auch nahezu ebene Wellenfronten vorliegen, beträgt 20 - 30 mm. Wie zu erwarten, ist das errechnete Feld des sphärisch-fokussierten Prüfkopfs (Abb. 6.9, Prüfkopfoberfläche bei $x = -40$ mm) mit einem Hauptmaximum im Fokus und den Nebenkeulen erheblich komplizierter. Allerdings findet sich auch hier in der Fokusregion

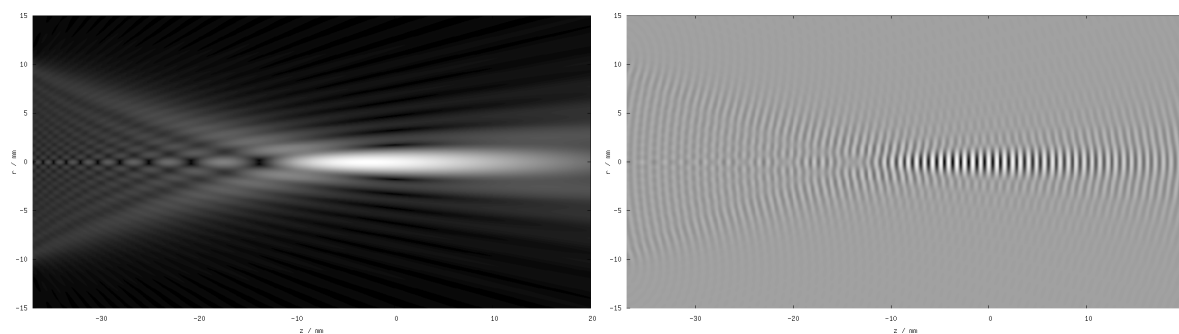


Abb. 6.9: Berechnetes Schallfeld in Anlehnung an AirStar 400: Amplitude (links) und Snapshot-Darstellung (rechts).

eine Zone annähernd ebener Wellen, die eine Verwendung für die gezielte Kopplung an Platten- und Oberflächenwellen erlaubt.

6.2.1.2 Messung mit der scannenden Punktblendenmethode

In der Tauchtechnik ist die Standardmethode zur Schallfeldvermessung ein Puls-Echo-Scan mit einer kleinen Kugel als einzigem Reflektor im Messfeld [115]. Dieses Verfahren ist in der Luftultraschallprüfung aufgrund der langen Wellenzüge und der schlechten Kopplung derzeit noch nicht anwendbar. Bei Luftschallfeldern im Hörbaren kommt schon seit langem eine Abrasterung mit kleinen Mikrofonen zum Einsatz, bisweilen auch ohne digitale Datenerfassung [116]. Als Alternative für den untersuchten Frequenzbereich wurde die Abtastung des Feldes durch eine Punktblende (Stahlblech mit 0,5 mm Bohrung und Weichschaum-Dämpfer) durchgeführt. Hinter einer solchen Blende mit einer Öffnung, die deutlich kleiner ist als die Wellenlänge, breitet sich der Schall als Kugelwelle aus, deren Schalldruck proportional zu dem vor der Blende ist. Diese Welle besitzt aber sonst keine “Erinnerung” mehr an die Form des Feldes davor, deshalb kann ein beliebiger Prüfkopf zur Detektion hinter der Blende eingesetzt werden. Als Einschränkung ist lediglich zu beachten, dass zwischen dem Prüfkopf, dessen Schallfeld untersucht werden soll, und der Blende ein Mindestabstand von der halben Länge des Wellenzugs (typ. $10\lambda = 7 - 20 \text{ mm}$) nicht unterschritten werden darf, da sonst Interferenzen zwischen Anfang und Ende des Bursts auftreten.

Von unfokussierten Prüfköpfen mit relativ kleinem Schwingerdurchmesser, wie den zur Verfügung stehenden AirStar 200 (Abb. 6.10), erwartet man ein zuerst eher zylindrisches Schallfeld mit parallelen Wellenfronten, das sich in einigem Abstand von der Quelle kegelförmig öffnet und dann auch gekrümmte Wellenfronten zeigt. Dies konnte durch die Messung bestätigt werden, wobei gleichzeitig bereits eine gewisse Asymmetrie auffällt. Am besten ist diese in der Ausschnittsvergrößerung des Amplitudenbilds (Abb. 6.10, Mitte) zu sehen. Gerade die doch deutlich erkennbare Krümmung der Wellenfronten im typischen Arbeitsabstand von rund 10 - 20 mm (deutlich kürzer als durch die Berechnung erwartet) erklärt die relativ schlechte Winkelselektivität dieser Prüfköpfe bei der Modenkopplung in Schrägeinschallung. Diese macht sie auf der anderen Seite für

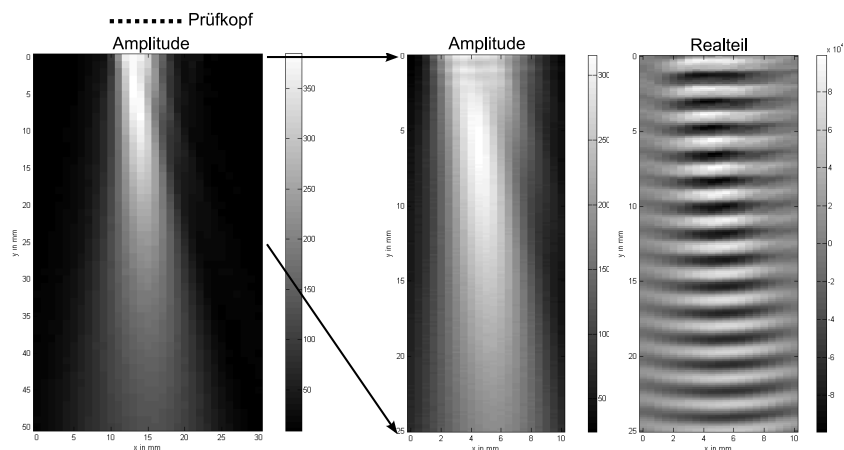


Abb. 6.10: Punktblenden-Schallfeldscan des AirStar 200. Links: Schallamplitude, Prüfkopfoberfläche bei $y = -5$ mm. Mitte und rechts: Ausschnittsvergrößerung in Quellennähe - Schallamplitude und Wellenfrontdarstellung (DFT-Realteil).

solche Anwendungen (scannende Untersuchungen mit Schwerpunkt auf unterschiedliche Dämpfung, DTOF) besonders geeignet, bei denen eine gewisse Resonanzwinkeltoleranz wünschenswert ist.

Bei schwach fokussierten Prüfköpfen (Typ AirStar 400, Abb. 6.11) ist die Situation, wie aus den Berechnungen erwartet, etwas komplizierter: Nur in der Fokusregion mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von rund 20 mm steht die volle Schallintensität zur Verfügung. Außerhalb zeigt sich ein komplexes Bild von Nebenkeulen und Auslöschungszonen. Da sich der Prüfkopf bezüglich des Koordinatensystems in Abb.

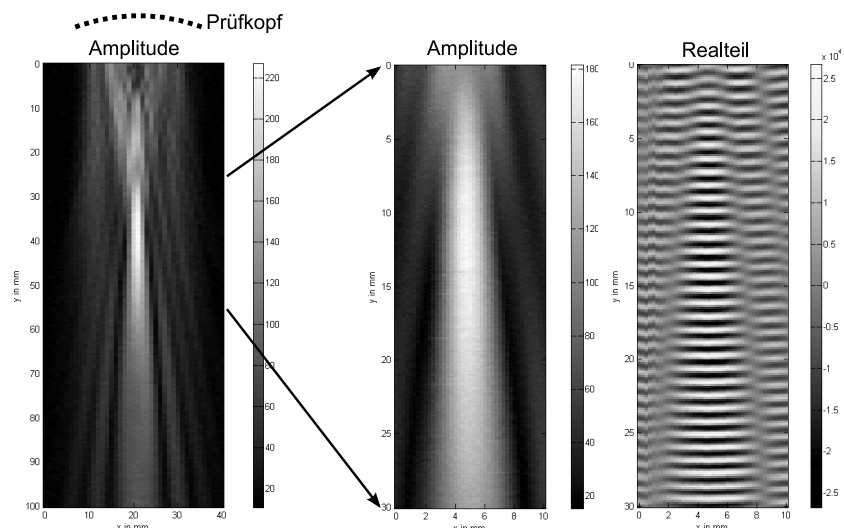


Abb. 6.11: Punktblenden-Schallfeldscan AirStar 400: Schallamplitude des ganzen Feldes (links) und in der Fokusregion (Mitte) sowie Wellenfrontdarstellung im Fokus (rechts). Der Prüfkopf befindet sich im linken Bild bei $y = -10$ mm.

6.11, links, bei $y = -10$ mm befindet (also oberhalb des Bildes), ist für eine optimale Kopplung und Ortsauflösung auf einen Arbeitsabstand von 40 - 60 mm zu achten. Weiterhin bestätigt die Darstellung der Wellenfronten in der Fokusregion, dass es auch im Feld eines fokussierten Prüfkopfs einen kompakten Bereich nahezu ebener Wellen gibt, der für FSTM/FSRM-Kopplung geeignet ist. Eine Messung, die die Wellenfronten im ganzen Schallfeld zeigt, ist mit dem benutzten System nicht möglich, da ein Scan des kompletten Gebietes mit der erforderlichen Auflösung (Schrittweite $\leq \lambda/4$ in Ausbreitungsrichtung, $\sim \lambda/2$ quer dazu) einen nicht mehr handhabbar großen Datensatz produzieren würde.

6.2.1.3 Quantifizierung mit aeroakustischer Vibrometrie

Wie beschrieben ist die scannende Punktblendenmethode nicht im quellnahen Bereich zur Feldmessung anwendbar. Die aeroakustische Vibrometrie unterliegt dagegen keinen solchen Einschränkungen, da das Laserlicht (bei der Leistung eines Messlasers) keinerlei Auswirkungen auf das Schallfeld hat. Die Verwendung der Vibrometersoftware mit ausgereiftem Datenhandling und Fourierfilterung für Messung und Darstellung erlaubt eine einfache Messung von Schallfeldern (Abb. 6.12) [109]. Allerdings ist darauf zu achten, dass die Wellenfronten der zu untersuchenden Schallfeldkomponente wirklich parallel zum Messlaser liegen, um Ausblendungseffekte (s. Kap. 6.1.5) zu vermeiden.

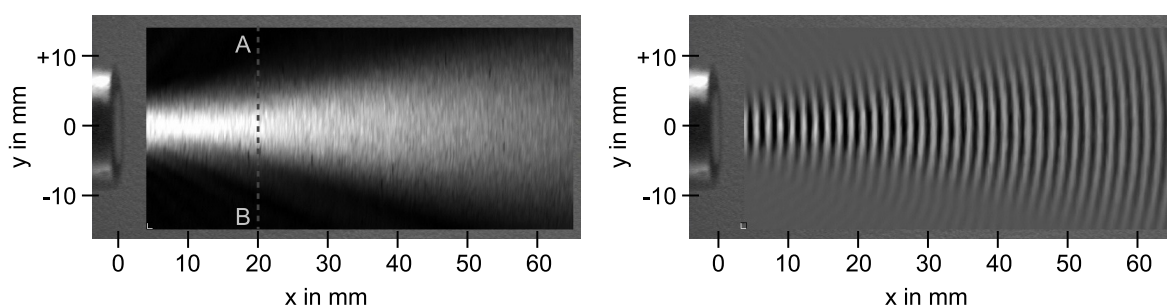


Abb. 6.12: AAV-Meßergebnis: AirStar 200; links: Schallamplitude, rechts: Wellenfeld-Snapshot (Realteil).

Der Prüfkopf (jeweils links im Bild zu sehen) wurde bei seiner Resonanzfrequenz von 200 kHz mit einer vergleichsweise niedrigen Spannung von 10 V (Amplitude) betrieben. In einer typischen Arbeitsentfernung von 2 cm von der Quelle (Linie AB in Abb. 6.12) konnte die Breite des Feldes als 8,7 mm ($\sim 5\lambda$) und die scheinbare Reflektorgeschwindigkeit $v_{refl} = 2,0$ mm/s ermittelt werden (Profil entlang AB s. Abb. 6.13). Mit (6.15) und (6.16) lassen

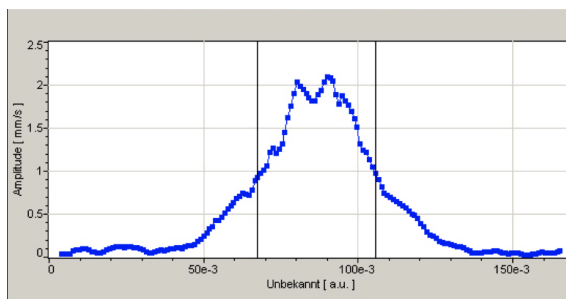


Abb. 6.13: Profil des Schallfeldes.

sich daraus ohne weitere Verfahrenskalibrierung die Schallschnelle w und der Schalldruck p_{\sim} des Luftultraschallfeldes quantitativ berechnen:

$$w \approx 0,2 \frac{m}{s}, \quad \Delta p_{\sim} = 0,34 \text{ Pa.}$$

Um das Ergebnis abzusichern, lässt sich der Strahlungsdruck des Luftultraschallfeldes ausrechnen sowie die Kraft, die es auf einen kleinen Reflektor ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) ausübt:

$$P = \frac{v_p^2 \rho_o}{2} = 0,024 \text{ Pa}, \quad F = P \cdot 81 \text{ mm}^2 = 1,9 \mu\text{N}. \quad (6.24)$$

Diese sehr geringe Kraft ist radiometrisch messbar, indem man den Reflektor (eine 81 mm^2 große, $m \approx 6 \text{ mg}$ schwere Aluminiumfolie) an $l = 75 \text{ mm}$ langen, schmalen Bändern aufhängt. Einer seitliche Auslenkung des Reflektors um $\Delta x = (1,5 \pm 0,5) \text{ mm}$ durch den Schall-Strahlungsdruck gegen die Schwerkraft entspricht nach

$$F = mg \frac{\Delta x}{l}$$

eine Kraft von $(1,2 \pm 0,4) \mu\text{N}$. Der Wert ist um 37 % niedriger als der rechnerisch vorhergesagte. Da die Schallschnelle in einem Abstand von 4,4 mm vom Zentrum des Feldes bereits auf die Hälfte abgefallen ist (s. Abb. 6.13), sieht der Reflektor (Kantenlänge 9 mm) am Rand bereits ein deutlich schwächeres Feld als für die Berechnung in (6.24) angenommen. Bezieht man diese systematische Überschätzung der ausgeübten Kraft mit ein, kann im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden, dass die AAV zur quantitativen Erfassung von Schallfeldeigenschaften geeignet ist.

Ein wichtiges Kriterium für die Qualität und praktische Einsetzbarkeit von Ultraschallwandlern ist ihr Wirkungsgrad: Wieviel der angebotenen elektrischen Leistung wird tatsächlich in Ultraschalleistung umgesetzt? Ein Verstärker, dessen Ausgang auf 50Ω ausgelegt ist, kann (je nach Last) bei einer Leerlaufspannung von 10 V maximal $P_{el} = 1 \text{ W}$ an den angeschlossenen Prüfkopf abgeben. Mit der oben berechneten Schallschnelle und dem Feldradius $r = 4,35 \text{ mm}$ lassen sich die Intensität des Feldes und die abgestrahlte Leistung berechnen:

$$I_{US} = \frac{\rho_o V}{2} v_p^2 \approx 8 \frac{W}{m^2}, \quad P_{el} = \pi r^2 I \approx 0,5 \text{ mW}.$$

Daraus folgt ein Eingangsverlust von

$$IL = 10 \log \left(\frac{P_{US}}{P_{el}} \right) = -33 \text{ dB}.$$

Selbst wenn man bedenkt, dass durch eine elektrische Impedanzanpassung der Verlust etwas vermindert werden könnte und die AAV nur die Hauptfeldkomponente erfasst, macht ein derart hoher Eingangsverlust die grundsätzlichen Probleme der Luftultraschallprüfung deutlich.

Bei der Untersuchung komplexerer Schallfelder zeigt sich, dass die Projektionseigenschaften der AAV die Anwendbarkeit stark einschränken können. Das rotationssymmetrische Feld des AirStar 400, von dem bereits Schnitte durch Berechnung (Abb. 6.9) und Punktblendenscan (Abb. 6.11) bekannt sind, stellt sich in Abbildung 6.14 ganz anders dar. Da das Schallfeld als Ergebnis der sphärisch ausgeformten Prüfkopfoberfläche be-

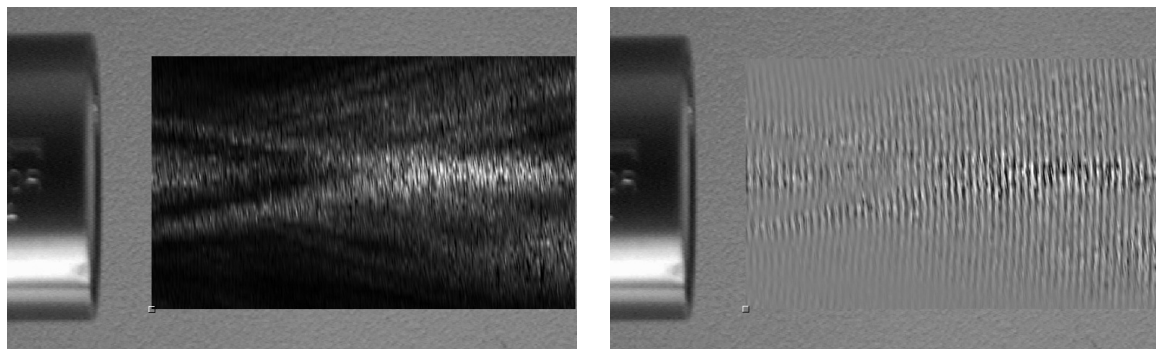


Abb. 6.14: AAV-Scan des AirStar 400: Amplitude (links) und Realteil (rechts).

reits ab der Quelle gekrümmt ist, verlaufen die Wellenfronten nur an wenigen Stellen des abgetasteten Volumens parallel zum Strahl des Messlasers. Entsprechend selektiert das Verfahren Feldkomponenten, die sichtbar vom erwarteten Querschnitt durch das Feld abweichen. So ist in Abbildung 6.14, links, zwar das Zusammenlaufen in Richtung Fokus andeutungsweise zu erkennen, die Amplitudenüberhöhung dort entspricht jedoch bei weitem nicht der mit anderen Verfahren gemessenen. Die Darstellung der Wellenfronten ist hier bereits nahe der Auflösungsgrenze, da der Anspruch, mindestens vier Messpunkte pro Wellenlänge ($\lambda = 0,7 \text{ mm}$) zu setzen, an die Fokussierbarkeitsgrenze des verwendeten Messlasers geht.

6.2.2 Visualisierung der “leaky” Lambwelle

Die Methoden des Luftultraschalls mit geführten Moden basieren auf dem speziellen Abstrahlverhalten solcher Platten- oder Rayleighwellen, das sich mit aeroakustischer Vibrometrie untersuchen lässt. Hierfür wurde zunächst eine Probe hergestellt, die eine möglichst klar ausgeprägte, “ebene” Plattenwelle trägt. Ein Ende (in allen Abbildungen links) einer $80 \times 10 \times 0,5 \text{ cm}^3$ großen PMMA-Platte wurde parabelförmig abgefräst, um die nach außen laufende Welle eines Kontaktprüfkopfes parallel nach rechts zu reflektieren (Abb. 6.15). Das andere Ende wurde gezielt in unregelmäßigen Zacken zugesägt und mit Silikon bedämpft, um Reflexionen und stehende Wellen zu vermeiden. Ein Wellenfeld auf der Platte, aufgenommen mit konventioneller Doppler-Laservibrometrie, ist zugleich dargestellt (Abb. 6.15).

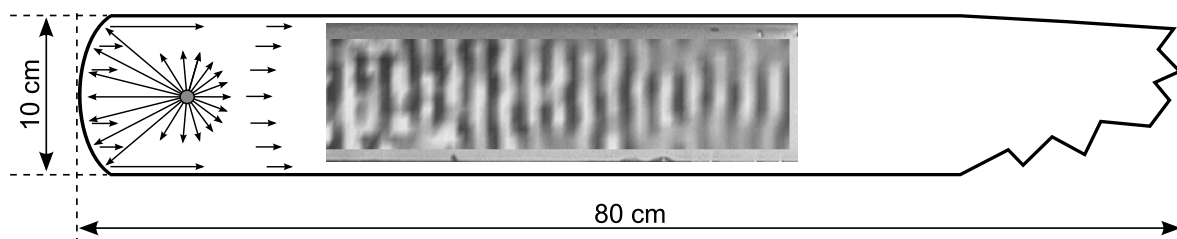


Abb. 6.15: Skizze der verwendeten PMMA-Platte, links Punktquelle mit Parabol-Reflektor, rechts zur Plattenwellen-Streuung eingebrachte Zacken. In der Mitte ein mit Laser-Doppler-Vibrometrie gemessenes Wellenfeld bei 41,2 kHz.

Für die AAV-Untersuchungen liegt die PMMA-Platte horizontal im Bild und strahlt Luftschall nach oben und unten in den benachbarten Luftraum ab. Der unbewegte Reflektor steht (aus Sicht des Vibrometers) senkrecht hinter der Probe. Zur Anregung der Plattenwelle im PMMA wurden Sägezahnsignale von 2, 3 und 5 kHz eingesetzt, da das Spektrum dieser Signale jeweils alle ganzzahligen Vielfachen der eingestellten Frequenz enthält. Somit lassen sich mit nur drei Messungen die Schallfelder bei einer Vielzahl von Frequenzen ($n \cdot 2 \text{ kHz}$, $n \cdot 3 \text{ kHz}$, $n \cdot 5 \text{ kHz}$, $n = 1, 2, 3, \dots$) mit ausreichender Amplitude auswerten.

Die gemessenen Luftschallfelder bei einer Auswahl von Frequenzen (Abb. 6.16) zeigen unterhalb einer Grenzfrequenz von 5 - 6 kHz nur Schall, der trotz einer Abschirmung von der Anregungsstelle (links außerhalb des Bildes) durchdringt. Ab 6 kHz sind die von der Platte abgestrahlten ebenen Wellen gut zu sehen. Ihr Winkel zur Oberfläche ändert sich mit steigender Frequenz. Wertet man diesen Winkel graphisch aus (s. Abb. 6.17) und errechnet daraus nach (4.8) die Phasengeschwindigkeit der erzeugenden Plattenwelle, so steht eine weitere Methode zur Verfügung, um die Dispersion der Mode auszumessen. Die ermittelten Winkel und die daraus mit $v_a = 340 \text{ m/s}$ errechneten a_o -Geschwindigkeiten zeigt Tabelle 6.1, graphisch dargestellt in Abbildung 6.18.

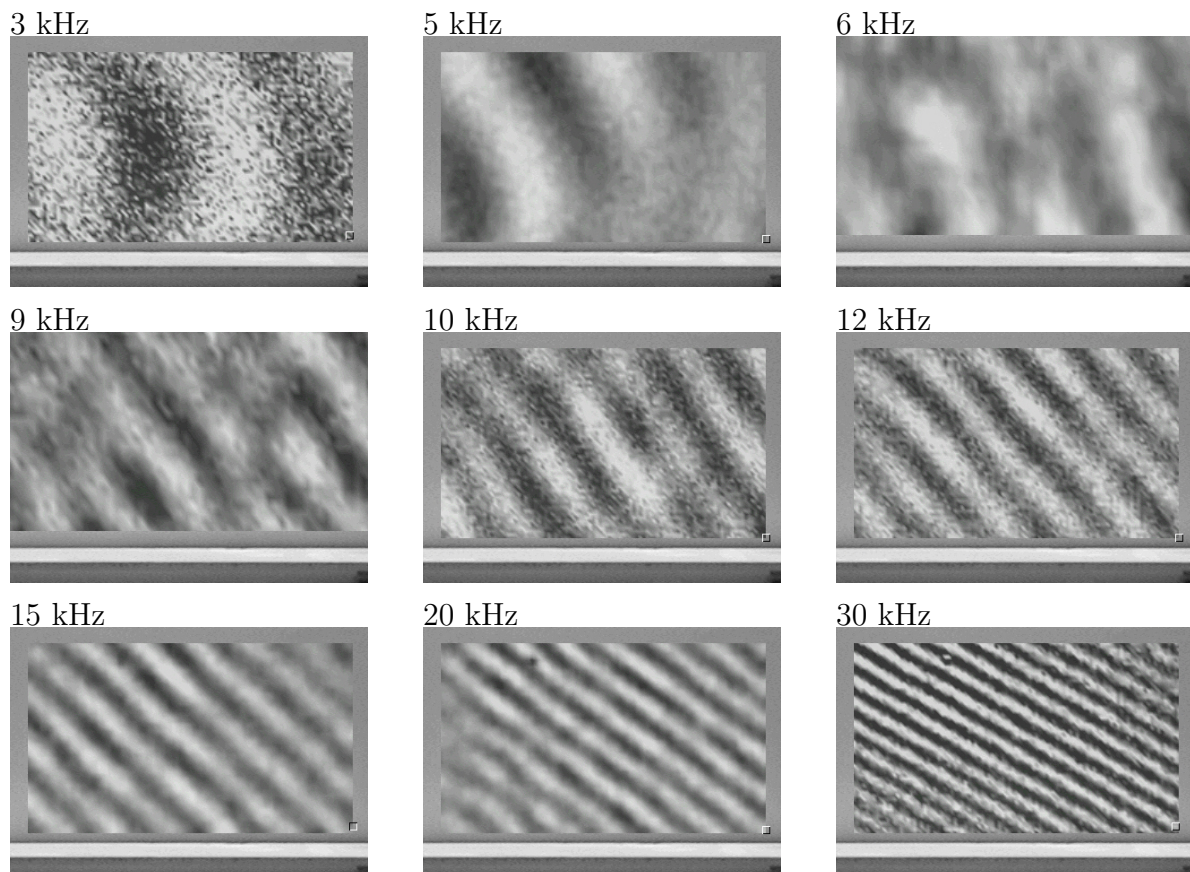


Abb. 6.16: AAV Scans des Wellenfeldes, das eine Plattenwelle (von links nach rechts in einer 5 mm starken PMMA-Platte) bei verschiedenen Frequenzen in den umgebenden Luftraum abstrahlt.

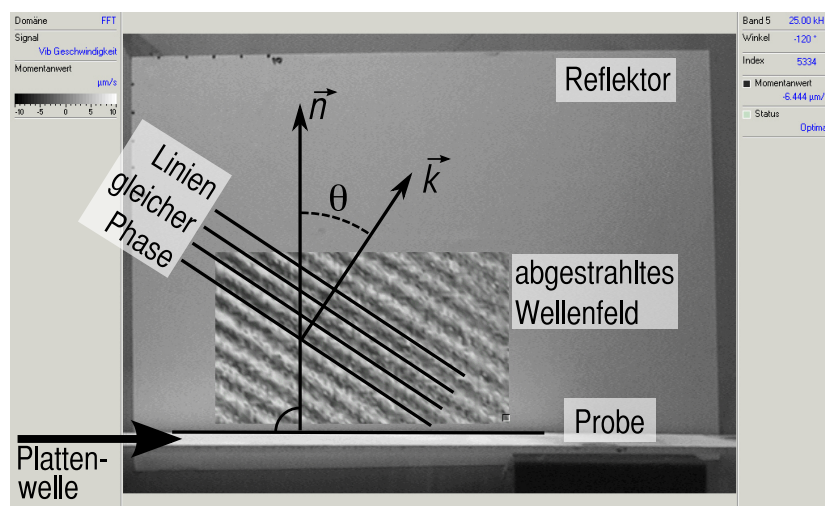


Abb. 6.17: Schema zur Ermittlung des Emissionswinkels Θ_o (zwischen Wellenvektor \vec{k} und Flächennormal \vec{n}) aus den AAV-Bildern. Dargestellt ist die Auswertung bei 25 kHz.

Tabelle 6.1: Mittels AAV bestimmte Abstrahlwinkel und PAW-Geschwindigkeiten.

Frequenz [kHz]		3	5	6	9	10	12	15	20	25	30
Θ_o	[°]	-	-	71	54	51	47	42	37	32	30
v_{a_o}	[m/s]	-	-	360	420	437	465	508	565	642	680

Die Abhängigkeit der so ermittelten Plattenwellengeschwindigkeit von der Frequenz folgt qualitativ dem nach (3.123) erwarteten Dispersionsverlauf (Wurzelnäherung). Die Bestimmung eines Abstrahlwinkels aus dem Wellenfeld bei 6 kHz ist dabei eher spekulativ (vgl. Wellenfeld in Abb. 6.16) und der zugehörige erste Datenpunkt liegt etwas oberhalb der Kurve. Es bestätigt sich, dass bei einer geführten Mode, deren Phasengeschwindigkeit geringer ist als die Schallgeschwindigkeit in Luft, keine kohärente Abstrahlung von Luftschall stattfindet. Die zu erwartende PAW-Geschwindigkeit bei 3 und 5 kHz liegt nach Abbildung 6.18 unter 340 m/s (als Emissionsgrenze eingezeichnet), und somit klärt sich das Erscheinungsbild (Abb. 6.16) der Schallfelder für diese Frequenzen: Es bleibt lediglich die Abstrahlung vom Ort des Piezos, die – soweit sichtbar – eher das Feld einer Punktquelle ohne Anbindung an die Plattenoberfläche ist.

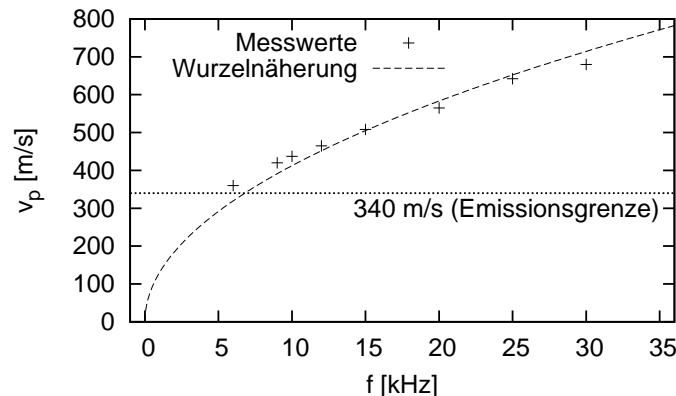


Abb. 6.18: Aus dem Abstrahlwinkel errechnete Plattenwellengeschwindigkeiten (Kreuze) und daran gefittete Dispersionskurve nach der Wurzelnäherung.

6.2.3 Versuch der FSTM/FSRM-Visualisierung

Aufgrund der bisherigen Erfahrung mit der Visualisierung und Quantifizierung von Prüfkopfschallfeldern (Kap. 6.2.1.3) und von einer Plattenwelle abgestrahlten Feldern (Kap. 6.2.2) liegt der Versuch nahe, die Feldbedingungen in der FSTM bzw. FSRM zu untersuchen: Ein kompaktes einfallendes und reflektiertes Prüfkopffeld überlagert mit einer “leaky” Lambwelle, die auf beiden Seiten (anti-)symmetrisch abgestrahlt und mit zunehmender Laufstrecke gedämpft wird. Für die Untersuchung wurde eine dünne (1 mm) PMMA-Platte ausgewählt, da eine solche Probe in der FSTM ein sehr starkes Signal durchlässt. Da die Platte so dünn ist, dass sie ungestützt unter ihrem eigenen Gewicht durchhängen würde, wurde sie am Rand mit zusätzlichen Leisten verstärkt. Deshalb

scheint sie im Vibrometer-Videobild (Abb. 6.19) dicker zu sein, als sie tatsächlich ist. Der Einfallswinkel des Ultraschallfeldes ist auf das Kopplungsoptimum ($29\pm 1^\circ$, bestimmt mit FSTM) eingestellt, der Prüfkopf wird mit einer 200-kHz-Sinusspannung ($60 V_{pp}$) betrieben. Das mit AAV gemessene Schallfeld (Abb. 6.19) zeigt jedoch ausschließlich den einfallenden und reflektierten Luftultraschall mit deutlich ausgeprägten Interferenzen in

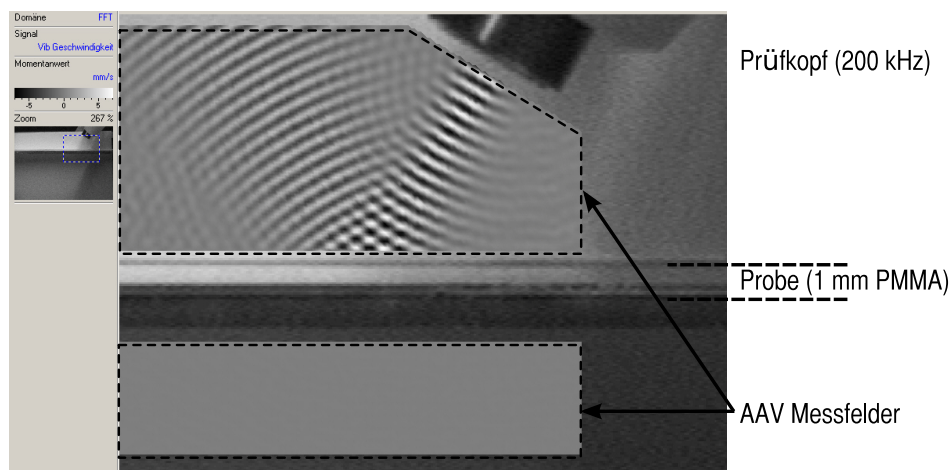


Abb. 6.19: AAV-Scan des Luftultraschallfeldes in der FSTM-/FSRM-Konfiguration auf beiden Seiten einer PMMA-Platte (1 mm, 200 kHz).

der Überlappungszone. Im Messfeld unterhalb der Platte ist kein transmittierter Luftultraschall nachweisbar. Dies ist bei normal skaliertem Bilddarstellung (Maximum auf weiß, Minimum auf schwarz, lineare Graustufenskala) plausibel, da die Luftultraschallwelle beim Durchgang durch eine Platte trotz Lambwellenkopplung um typischerweise 40 - 50 dB abgeschwächt wird [91]. Allerdings ist auch bei Erhöhung des Kontrastes (bei totaler Übersteuerung des einfallenden Schallfeldes) im Luftraum unter der Platte nur Rauschen zu finden. Für die vorgesehene Aufgabe, den Mechanismus der luftgekoppelten Plattenwellenanregung und der beidseitigen Wiederabstrahlung zu untersuchen, reichten Dynamikumfang und Sensitivität der AAV also nicht aus.

7 Anwendung in der nichtlinearen Akustik

7.1 Klassische Nichtlinearität in Luft

7.1.1 Entstehung

Die sogenannte klassische akustische Nichtlinearität beschäftigt sich mit der kumulativen Erzeugung von höheren Harmonischen während der Ausbreitung einer Schallwelle in einem Medium. Die Mehrzahl der Arbeiten auf diesem Gebiet bezieht sich auf Festkörper, bei denen die Nichtlinearität ihren Ursprung in den anharmonischen Komponenten des interatomaren Potentials (Metall, Einkristalle) oder in schwachen Kontakten in inhomogenen Medien (Gestein, Meeresboden-Sediment) hat. In Flüssigkeiten wird die Nichtlinearität weitgehend der Entstehung bzw. der Vibration von Gasbläschen unter dem Einfluss eines hochenergetischen Schallfeldes zugeschrieben. In Gasen hingegen ist die Nichtlinearität eine inhärente Eigenschaft, die sich aus der Herleitung der Wellengleichung aus der Thermo- und Fluidodynamik ergibt. Da der Effekt schwach ist, wird er meist vernachlässigt und durch entsprechende Vereinfachungen aus den Gleichungen entfernt. Akustische Nichtlinearität ist in Luft um einiges stärker als in den sonst betrachteten Medien und damit relativ leicht zu beobachten, was es umso erstaunlicher macht, dass hierzu bisher verhältnismäßig wenig veröffentlicht wurde.

Die Darstellung der Elastizität in Kapitel 3.4 ist eine lineare Näherung des Zusammenhangs, der als Reihenentwicklung in der Kondensation s geschrieben werden kann:

$$p = p_o + p_o \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho=p_o} s + \frac{p_o^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=p_o} s^2 + \dots \quad (7.1)$$

Bricht man die Reihe nach der ersten Ordnung ab, so erhält man die lineare Gleichung $p = p_o + \kappa s$ mit $\kappa = \rho_o (\partial p / \partial \rho)_{\rho=p_o}$. Mit der Adiabatenbedingung folgt daraus die *lineare* Bewegungsgleichung (1D) für die Schallschnelle,

$$\rho_o \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \kappa \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (7.2)$$

die mit $v_o^2 = \gamma p_o / \rho_o$ ($\gamma_{Luft} \approx 1,43$) die bekannte Wellenlösung besitzt:

$$w = w_o \sin \left[\Omega \left(t - \frac{x}{v_o} \right) \right]. \quad (7.3)$$

Eine Nichtlinearität wird in (7.2) eingeführt, indem man die thermodynamischen Größen genauer betrachtet. Stellt man die Kondensation s einerseits als $s = (\rho - \rho_o) / \rho_o$

dar, andererseits als Equivalent der Dehnung $s = -\partial u/\partial x$, so folgt für das Dichteverhältnis

$$\frac{\rho}{\rho_o} = 1 - \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (7.4)$$

Mit $p = p_o(\rho/\rho_o)^\gamma$ stellt sich $v^2 = (\partial p/\partial \rho)_S$ dar als:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S = \gamma \frac{p_o}{\rho_o} \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{\gamma-1} = v_o^2 \left(1 - \frac{\partial u}{\partial x}\right)^{\gamma-1}. \quad (7.5)$$

Mit diesem neuen Ausdruck für $\partial p/\partial \rho$ ergibt sich als Bewegungsgleichung für die Verschiebung u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v_o^2 \left(1 - \frac{\partial u}{\partial x}\right)^{\gamma+1} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (7.6)$$

mit einem von der Dehnung abhängigen Ausdruck für die Phasengeschwindigkeit

$$v = v_o \left(1 - \frac{\partial u}{\partial x}\right)^{\frac{\gamma+1}{2}} \approx v_o \left[1 - \left(\frac{\gamma+1}{2}\right) \frac{\partial u}{\partial x} + \dots\right]. \quad (7.7)$$

Führt man jetzt noch den Parameter β ein, der die Eigenschaften des Mediums beinhaltet, sowie die Machzahl M ,

$$\beta = \frac{\gamma+1}{2}, \quad M = \frac{w}{v_o} = -\frac{\partial u}{\partial x}, \quad (7.8)$$

so ergibt sich [117]:

$$v = v_o(1 + \beta M). \quad (7.9)$$

Die Phasengeschwindigkeit ist also nicht mehr konstant, sobald die Intensität so groß wird, dass die Schallschnelle w im Vergleich zur normalen Phasengeschwindigkeit v_o (bei niedrigen Intensitäten) nicht mehr vernachlässigbar klein ist.

Dies bedeutet, dass die Front einer Welle sich umso schneller bewegt, je höher die lokale Schallschnelle ist. Dies führt zu einer zunehmenden Aufsteilung der Welle (Abb. 7.1), die in Abwesenheit entgegenwirkender Faktoren nach einer gewissen Laufstrecke zu einer Schockwelle führt. Eine Welle, die sich am Ausgangsort darstellt als

$$w = w_o \sin \Omega t, \quad (7.10)$$

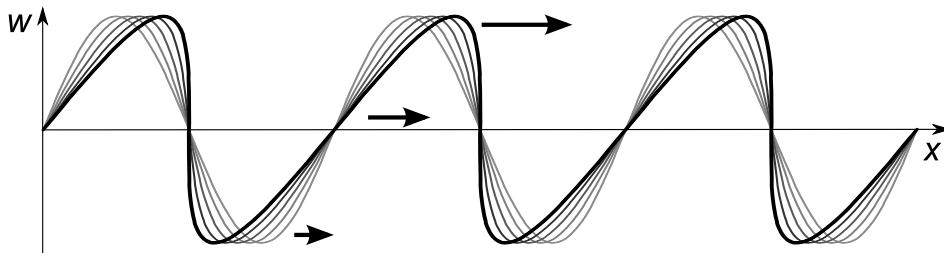


Abb. 7.1: Deformation der Sinus-Wellenform bis zur Schockwelle durch vom Wert der Schallschnelle abhängige Phasengeschwindigkeit.

nimmt mit (7.9) über die Ausbreitungstrecke x die folgende Form an:

$$w(x, t) = w_0 \sin \left[\Omega \left(t - \frac{x}{v_o(1 - \beta M)} \right) \right] \approx w_0 \sin \left[\Omega t - kx \left(1 - \frac{\beta w}{v_o} \right) \right]. \quad (7.11)$$

Die Steigung der Funktion ist

$$\frac{\partial w}{\partial x} = w_0 \cos(\Omega t - kx) \left[-k + \frac{\partial}{\partial x} \left(kx \beta \frac{w}{v_o} \right) \right]. \quad (7.12)$$

Sie erreicht ihren höchsten Wert ($\cos(\Omega t - kx) = 1$) mit

$$\frac{\partial w}{\partial x} = w_0 \left[-k + k\beta M + kx \frac{\beta}{v_o} \frac{\partial w}{\partial x} \right] = w_0 k(\beta M - 1) + \frac{w_0 kx}{v_o} \beta \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (7.13)$$

Nach Auflösen nach der Flankensteigung und mit $M_o = w_o/v_o$:

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{w_o k(\beta M - 1)}{1 - M_o \beta kx}. \quad (7.14)$$

Die Steigung wird unendlich, wenn der Nenner in (7.14) null ist. Dies ist der Fall bei der Diskontinuitätsentfernung x_D :

$$x_D = \frac{1}{M_o k \beta}. \quad (7.15)$$

Für kleine Werte von M kann (7.11) als Reihe entwickelt werden; die zweite Ordnung lautet

$$w(x, t) = w_0 \sin(\Omega t - kx) + \frac{\beta \Omega M^2}{2} x \sin[2(\Omega t - kx)]. \quad (7.16)$$

Hiernach baut sich mit zunehmender Strecke x eine Komponente der doppelten Frequenz linear auf. Es ist naheliegend, dass dieser Prozess in der Realität behindert sein muss, da sonst jede noch so schwache Schallwelle nach einer hinreichend langen Strecke eine nichtlineare Verzerrung erleiden würde. Der begrenzende Faktor ist die (lineare) Dämpfung des Schalls, die über die viskosen Eigenschaften des Mediums eingeht. Sie zeigt sich als Kraft (bzw. Spannung) in den Differentialgleichungen, die proportional zum Geschwindigkeitsgradienten ist:

$$\sigma_v = b \frac{\partial w}{\partial x} = b \frac{\partial^2 w}{\partial t \partial x}. \quad (7.17)$$

Der Faktor b setzt sich aus Beiträgen der Scherviskosität η , der Volumenviskosität ξ und der Wärmeleitfähigkeit χ (nicht-adiabatische Anteile) zusammen:

$$b = \frac{4}{3} \eta + \xi + \chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right). \quad (7.18)$$

Dies führt zur Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - v_o^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{b}{\rho_o} \frac{\partial^3 w}{\partial t \partial x^2}. \quad (7.19)$$

Unter der Annahme einer kleinen Dämpfung ($b \ll 1$) besitzt (7.19) die lineare Lösung

$$w = w_0 \sin(\Omega t - kx) \exp \left(-\frac{b \Omega^2}{2 v_o^3 \rho_o} x \right). \quad (7.20)$$

Dabei wird üblicherweise der Exponentialterm zur Dämpfungskonstante α zusammengefasst:

$$\alpha = \frac{b\Omega^2}{2v_o^3\rho_o}, \quad w(x) \sim e^{-\alpha x}. \quad (7.21)$$

Will man den Dämpfungsterm aus (7.19) in die nichtlineare Bewegungsgleichung einführen, so ist es sinnvoll, eine Koordinatentransformation in ein mitbewegtes System vorzunehmen:

$$\tau = t - \frac{x}{v_o}, \quad D = x\beta M_o k \quad \Rightarrow \quad w = w_o \sin\left(\Omega\tau + D\frac{w}{w_o}\right).$$

Mit dieser Substitution und dem Dämpfungsterm lässt sich die nichtlineare Wellengleichung in dissipativen Medien auf die Burgersgleichung reduzieren:

$$\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\beta}{v_o} w \frac{\partial w}{\partial \tau} = \frac{b}{2\rho_o v_o^3} \frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2}. \quad (7.22)$$

Sie wird mit der Technik der Störungstheorie entwickelt ($w = w' + w'' + \dots$), wobei die erste Ordnung (lineare Näherung) wieder die lineare gedämpfte Welle (7.20) ist. Die nächste Ordnung ergibt sich als:

$$w'' = \frac{\beta M_o^2 \Omega}{4\alpha} [e^{-2\alpha x} - e^{-4\alpha x}] \sin(2\Omega\tau). \quad (7.23)$$

Die Komponente w'' ist also eine Welle der Frequenz 2Ω , die sich erst mit der Laufstrecke aufbaut, ein Maximum ($\partial w''/\partial x = 0$) erreicht bei der Gleichgewichtsentfernung (*stabilization distance*)

$$x_{stab} = \frac{\ln 2}{2\alpha} \quad (7.24)$$

und dann selbst wieder aufgrund der Dämpfung abklingt (Abb. 7.2). Eine weitere interessante Entfernung ist der Ort x_{max} maximaler Verzerrung der Welle. Er ist gekennzeichnet durch das Maximum des Verhältnisses w''/w' und findet sich näherungsweise bei

$$x_{max} \approx \frac{\ln 3}{2\alpha}. \quad (7.25)$$

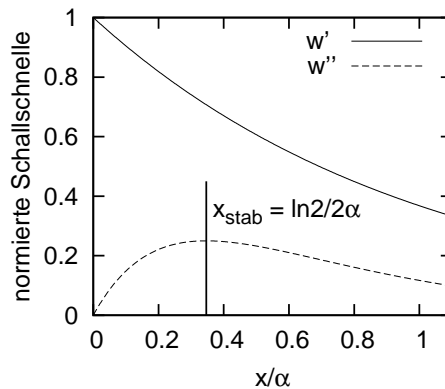


Abb. 7.2: Verlauf der Fundamentalkomponente w' und der Harmonischen w'' bei nichtlinearer Ausbreitung mit Dämpfung.

7.1.2 Nachweis mit AAV

Aufgrund der hohen Schalldrücke bestand der Verdacht, dass in der normalen Luftultraschallprüfung die Luft als Ausbreitungsmedium bereits in ein nichtlineares Regime gebracht wird. Nichtlineare Frequenzanteile im Signal wurden dabei allerdings in erster Linie auf die Art der Anregung (Rechteck-Pulser) geschoben, die bereits eine Vielzahl von Frequenzen beiträgt. Zur Klärung des Verhaltens bietet sich die AAV mit FFT-Filterung des Signals an, da sie ohne Störung des Schallfeldes sowohl die Fundamentalfrequenz als auch ihre Harmonischen im selben Experiment messen kann. Weiterhin lassen sich nach (6.15) bis (6.17) aus der Ausgabe des Vibrometers (v_{refl}) absolute Werte der Schallschnelle w ermitteln (vgl. Kap. 6.1.4).

Für die Versuche wurde ein 200-kHz-Prüfkopf so ausgerichtet, dass er parallel zum Reflektor und orthogonal zur Laserausrichtung des AAV-Aufbaus abstrahlt (vgl. Abb. 6.1). Obwohl die Prüfköpfe in der scannenden ZfP mit Bursts von bis zu 300 V (unipolar, 10 - 15 Perioden) betrieben werden, sind im für die AAV notwendigen CW-Betrieb nur rund 120 V (peak-to-peak) zulässig, da die Prüfköpfe (genauer: ihre Impedanzanpassung) sonst durch thermische Überlastung zerstört werden. Die Betriebsspannung liefert ein HF Leistungsverstärker (Scientific Instruments "HVA 3-450"), der für die Versorgung mehrheitlich kapazitiver Lasten optimiert ist. Die durch FFT-Filterung des gemessenen Signals bei der Anregungsfrequenz (200 kHz) und der ersten Harmonischen (400 kHz) erhaltenen Amplitudenbilder sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Aus den Datensätzen lässt sich die gemessene (scheinbare) Reflektorgeschwindigkeit v_{refl} entlang eines beliebigen Pfades auslesen und aus dieser die lokale Schallschnelle (Partikelgeschwindigkeit) w' (200 kHz) bzw. w'' (400 kHz) errechnen. Diese ist in Abbildung 7.3 (Mitte) entlang der Feldrichtung dargestellt. Dabei wurde zur Skalierung nach (6.16) für die Fundamentalfrequenz $k'l = 33$ angesetzt. Da der Durchmesser des Feldes der ersten Harmonischen (doppelte Frequenz) etwa gleich groß ist, kann $k''l = 2k'l = 66$ verwendet werden. Exponentielle Verläufe lassen sich in halblogarithmischer Darstellung besonders gut bewerten. Für die entsprechenden Graphen (Abb. 7.3, unten) wurde das Messsignal zuerst mit einem Medianfilter (Breite 11, zur Unterdrückung von einzelnen extremen Werten) und dann mit einer gleitenden Mittelung (Breite 5) geglättet.

Nach der Theorie der Wellenausbreitung in einem klassisch-nichtlinearen Medium mit Dämpfung (Kap. 7.1.1) ist ein exponentieller Abfall der Fundamentalwelle (ω) mit der Laufstrecke zu erwarten. Die harmonische (2ω) dagegen sollte sich langsam aufbauen und dann aufgrund der Dämpfung ebenfalls wieder abklingen. Der Signalverlauf bei 200 kHz zeigt den durch (7.20) vorhergesagten einfach-exponentiellen Abfall. Die durchgezogene fette Linie zeigt den Verlauf einer Fitfunktion der Form $w' = a \exp(-\alpha x)$ mit $\alpha = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ (Abb. 7.3, mitte links). In der logarithmischen Darstellung zeigt sich der dazugehörige lineare Abfall. Das 400-kHz-Signal dagegen ist direkt vor der Prüfkopfoberfläche praktisch nicht vorhanden, steigt dann über einige Zentimeter bis zu einem Maximum an und fällt schliesslich exponentiell wieder ab. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die 400-kHz-Komponente nur zu unerheblichen Teilen schon im

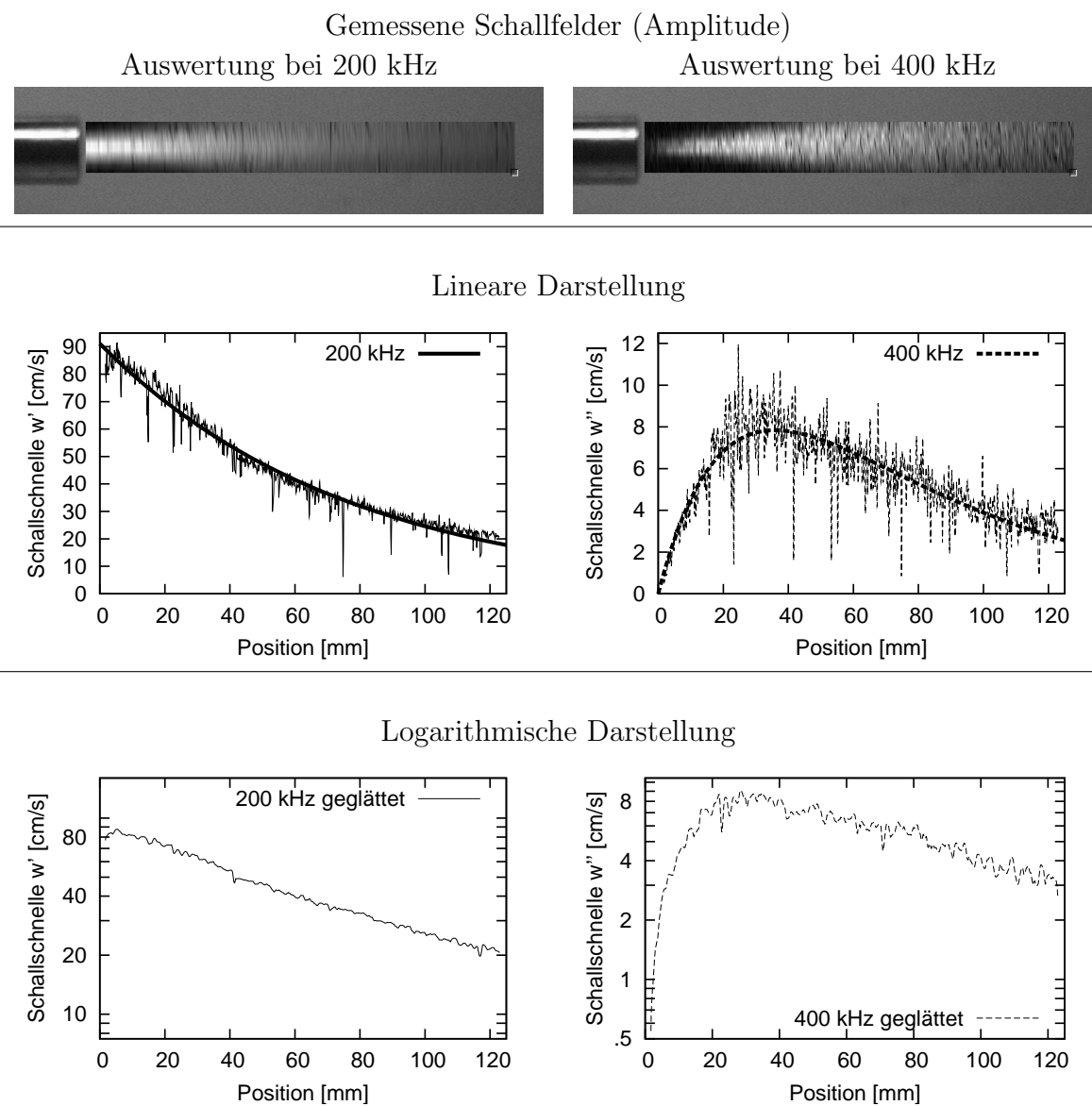


Abb. 7.3: AAV-Scans des Luftultraschallfelds eines mit 200 kHz ($120 V_{pp}$) betriebenen Prüfkopfs, gefiltert bei 200 bzw. 400 kHz (oben). Mitte: gemessene Amplituden entlang der Feldachse (dünne Linien) und durch die Daten gelegte Fitfunktionen (fette Linien) bei den jeweiligen Frequenzen [118]. Unten: mit Medianfilter und gleitender Mittelung geglättete Messdaten in halblogarithmischer Darstellung.

Erzeugungssignal vorhanden ist. Das beobachtete Verhalten entspricht der Vorhersage aus (7.23). Entsprechend lässt sich eine Funktion $w'' = b[\exp(-2\alpha x) - \exp(-4\alpha x)]$ anfitten (fette gestrichelte Linie), um die Lage des Maximums möglichst genau zu bestimmen: $x_{stab} = 36 \pm 0,5$ mm. Daraus lässt sich nach (7.24) ebenfalls der Wert von α bestimmen. Es ergibt sich $\alpha = 0,095$ cm⁻¹, was von dem aus der Dämpfungskurve der Fundamentalfrequenz ermittelten Wert (0,13 cm⁻¹) abweicht. Der Unterschied ergibt sich daraus, dass die Theorie von einem unendlich ausgedehnten Schallfeld ausgeht, dessen Amplitude ausschliesslich durch Dämpfungsmechanismen (Exponentialterm) abnimmt. Dagegen verteilt sich bei einem Feld endlicher Apertur D die Energie zusätzlich noch durch die kegelförmig Aufweitung des Feldes, und zwar umso stärker, je kleiner das Verhältnis D/λ der Apertur zur Wellenlänge ist. Das Feld der Harmonischen hat bei gleicher Apertur die halbe Wellenlänge und deshalb ist ihr Auf- und Abbau weniger von Beugungserscheinungen betroffen. Deshalb soll für die weiteren Berechnungen auch der zweite Wert, $\alpha = 0,095$ cm⁻¹, verwendet werden.

Aus Abbildung 7.3 lässt sich auch die anfängliche Schallschnelle der 200-kHz-Welle als 0,9 m/s ablesen. Dies entspricht einer Machzahl $M = 2,6 \cdot 10^{-3}$. Mit $\omega = 2\pi \cdot 200$ kHz = $1,26 \cdot 10^6$ s⁻¹ und $\alpha = 0,095$ cm⁻¹ lassen sich nach (7.25), (7.20) und (7.23) der Ort maximaler Verzerrung der Welle berechnen sowie dessen Grad [109]:

$$x_{max} = 58 \text{ mm}, \quad \left(\frac{w''}{w'} \right)_{max} = 13 \%;$$

Aus der graphischen Auswertung (Abb. 7.4) ergeben sich in brauchbarer Übereinstim-

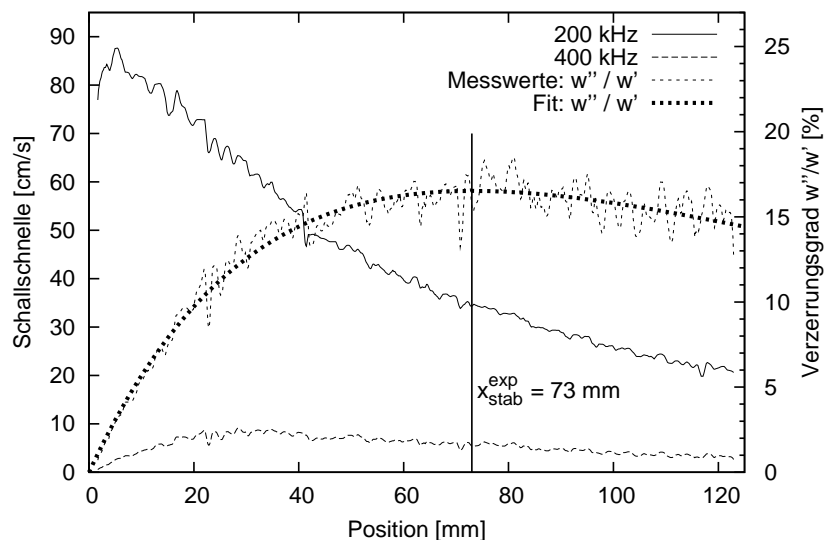


Abb. 7.4: Gemessene Schallschnelle bei 200 und 400 kHz (Median/Mittelung-geglättet) und das daraus errechnete Verhältnis von w'' zu w' (Skala 0 - 25 % am rechten Rand). Die Fitfunktion für w''/w' ergibt sich aus den an w' und w'' jeweils getrennt angefitzten Funktionen nach (7.20) bzw. (7.23).

mung mit der Theorie:

$$x_{max}^{exp} = 73 \text{ mm}, \quad \left(\frac{w''}{w'} \right)_{max}^{exp} = 16 \text{ \%}.$$

Diese Ergebnisse belegen die besondere Eignung der AAV für die Untersuchung klassisch-nichtlinearer Phänomene in Luft und darauf basierend wohl auch in allen anderen transparenten Medien. Weiterhin zeigt ein Verzerrungsfaktor von mehr als 10 %, dass erhebliche Energie aus der Fundamentalmode in die Harmonischen abgezogen wird: Dies ist ein nicht zu vernachlässigender Mechanismus der Dämpfung von Luftultraschall.

7.2 Nichtklassische Kontaktnichtlinearität

7.2.1 Entstehung

Bereits eine kleine Abweichung vom linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung (bzw. Druck-Kondensation) führt zu einer Verzerrung der Welle und somit zum Auftreten von Harmonischen (s. Kap. 7.1.1). Diese klassische, verteilte Nichtlinearität ist jedoch vergleichsweise schwach, und ihre Messung erfordert eine sehr aufwändige Messapparatur. Zum Beispiel muss mit Sicherheit ausgeschlossen werden, dass die später gemessenen nichtlinearen Signalanteile bereits Teil des Anregungssignals sind: Klirrfaktor des Leistungsverstärkers, nichtlineares Verhalten der Piezowandler, nichtideale Einkopplung ins Prüfgut.

Eine sehr viel stärkere Form der nichtlinearen Kraftübertragung sind Kontaktnichtlinearitäten (*contact acoustic nonlinearities*, CAN), die zur Abgrenzung zum vorigen Fall als “nichtklassische Nichtlinearitäten” bezeichnet werden [119, 120]. Unter dieser Bezeichnung sind alle meso- und makroskopischen Materialveränderungen zusammengefasst, bei denen geometrische Einschränkungen zu elastischen Nichtlinearitäten führen. Das einfachste Modell ist ein Feder-Masse-System, das normalerweise eine harmonische Schwingung ausführen würde, aber bei zu grosser Amplitude an einer externen Begrenzung anschlägt (klappert) und somit eine stark verzerrte Schwingung ausführt. Die einfachste nichtklassische Nichtlinearität, die für die ZfP wichtig ist, ist der geschlossene Riss im ansonsten intakten Werkstoff. Er kann Druck übertragen, jedoch wenig oder gar keinen Zug (Abb. 7.5). Im Extremfall bleiben von einer einfallenden Sinus-Welle jenseits eines solchen “klappernden” Risses nur die positiven Halbwellen übrig (Abb. 7.6). Aufgrund der Gleichrichtereigenschaft wird dieses Modell allgemein als “mechanische Diode” bezeichnet.

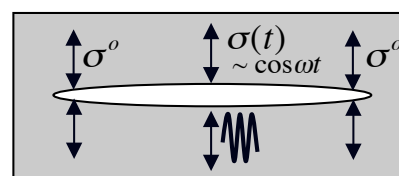


Abb. 7.5: Riss als Modell der nichtlinearen Kraftübertragung [121].

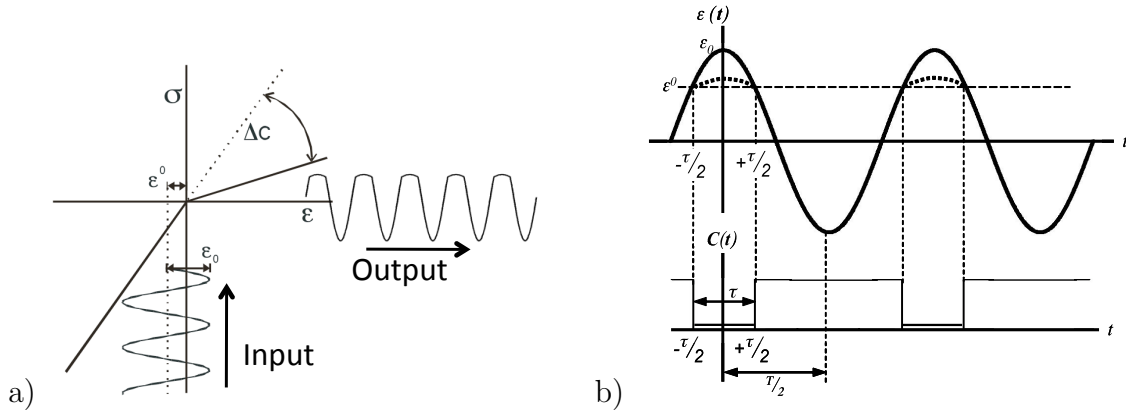


Abb. 7.6: Übertragung einer Welle an einem Interface mit segmentweise-linearer $\sigma(\epsilon)$ -Funktion (mechanisches Diodenmodell, a) und Definition der Modulationsbreite und ihrer Abhängigkeit von der Grenzdehnung ϵ^o (b) [56].

Das System lässt sich mathematisch durch einen stückweise-linearen Spannungs-Dehnungsverlauf $\sigma(\epsilon)$ beschreiben [122]:

$$\sigma = C \left[1 - H(\epsilon) \frac{\Delta C}{C} \right] \epsilon. \quad (7.26)$$

Hier ist C die Steifigkeit des intakten Materials (vgl. Kap. 3.2.3), $\Delta C = C - (\partial\sigma/\partial\epsilon)_{\epsilon>0}$ die Abweichung für positives ϵ . $H(\epsilon)$ bezeichnet die sogenannte Heaviside-Funktion ($H(x) = 1$ für $x > 0$, sonst 0). Eine statische Vorspannung σ_o verschiebt den Knick im für die Welle wirksamen σ - ϵ -Verlauf, indem sie den Riss länger geschlossen hält bzw. früher öffnen lässt. Auf die einfallende Welle $\epsilon(t) = \epsilon_o \cos \omega t$ wirkt aufgrund der bimodalen Übertragungsfunktion eine zeitlich (durch sie selbst) pulsartig modulierte Steifigkeit. Die übertragene Welle wird oberhalb einer Schwelle ϵ^o abgekappt, was in einem Zeitfenster von $\pm\tau/2$ ($\tau = (2/\omega) \arccos(\epsilon^o/\epsilon_o)$) symmetrisch um das Maximum der Welle geschieht. Die Amplituden A_n der dadurch neu auftretenden Anteile $A_n \cos(n\omega t)$ hängen über einen sinc-Zusammenhang vom Modulationsgrad ab [123]:

$$A_n = \Delta C \Delta\tau \epsilon_o \left\{ \text{sinc}[(n+1)\Delta\tau] - 2 \cos(\pi\Delta\tau) \text{sinc}(n\Delta\tau) + \text{sinc}[(n-1)\Delta\tau] \right\}. \quad (7.27)$$

Dabei ist $\Delta\tau = \tau/T$ die auf die Periodendauer $T = 2\pi/\omega$ normierte Pulsweite der Modulation. Das Spektrum der nichtlinearen Vibration (7.27) enthält sowohl geradzahlige wie auch ungeradzahlige Harmonische der Anregungsfrequenz, sobald die Ansprechschwelle ($\epsilon_o > \epsilon^o$) überschritten ist (Abb. 7.7). Da die Abkappungsphase $\Delta\tau$ eine Funktion der Amplitude ist, hängt auch die Modulationstiefe und somit die Einhüllende des Spektrums von ihr ab. Deshalb lässt sich bei einer vollständigen Messung des Spektrums eines nichtlinearen Phänomens auch der Schwellwert zum nichtlinearen Verhalten abschätzen [119].

Es existieren weitere Mechanismen zur Erzeugung nichtlinearer Frequenzkomponenten, von denen nur zwei erwähnt werden sollen. Rissufer, die beispielsweise von einer

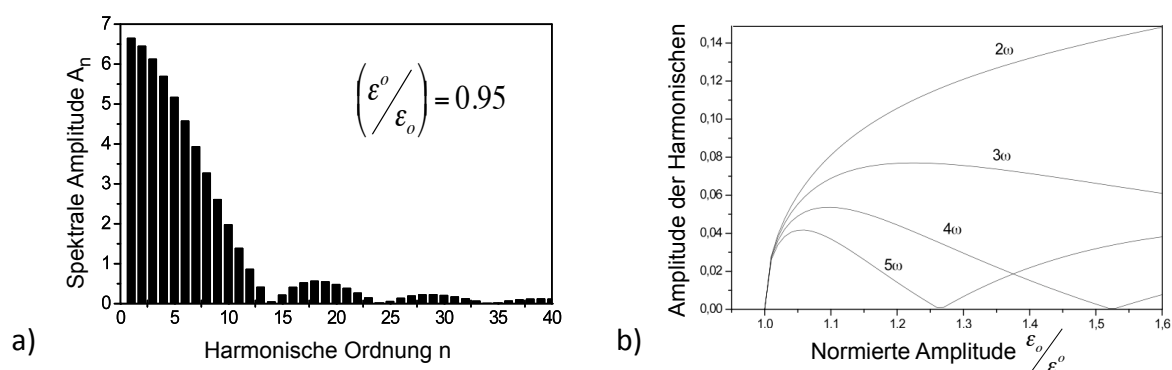


Abb. 7.7: Spektrum der nichtlinearen Schwingung für $\epsilon^o/\epsilon_o = 0,95$ (a) und von der Modulationstiefe geprägte Abhängigkeit der nichtlinearen Amplituden von der Anregungsamplitude (b) [56].

Transversalwelle tangential beansprucht werden, führen zu einer symmetrischen Verzerrung der Welle und somit nur zu ungeradzahligen Harmonischen. Ausgedehnte Defekte wie Delaminationen besitzen mitunter ein ausgeprägtes Eigenschwingungsverhalten (Resonanz) mit einer Resonanzfrequenz ω_R [121]. Da sich die Kopplungsbedingungen zur Umgebung im Maximum und Minimum der Eigenschwingung des Defekts unterscheiden, ist es möglich, dass dieser von einer Welle mit einem ganzzahligen Vielfachen $n\omega_R$ immer zum richtigen Zeitpunkt “angeschubst” wird. Umgekehrt betrachtet erzeugt hier eine Welle ω Subharmonische $\omega_R = \omega/n$ [122, 121, 54].

7.2.2 Nichtlineare Luftultraschallabstrahlung (NACE)

Die beschriebenen nichtklassische Kontaktnichtlinearitäten sind eine starke lokale Quelle zusätzlicher Frequenzkomponenten und damit ein selektiver Marker für eine ganze Klasse sonst schwer nachzuweisender Defekte. Für die ZfP werden diese nichtlinearen Phänomene überwiegend in Form der seit einigen Jahren etablierten nichtlinearen Laservibrometrie (vgl. Kap. 2.2.2.2, [54, 56]) ausgenutzt. Diese erfordert allerdings eine helle, gut lichtstreuende Oberfläche. Da die Vibrationen der Oberfläche auch Schall in die umgebende Luft abstrahlen, scheint die Erfassung dieser nichtlinearen Abstrahlung (*nonlinear acoustic emission*, NACE) mit günstigen Luftultraschallprüfköpfen in Zukunft preisgünstiger eine Alternative zur kostspieligen Laservibrometrie zu sein [124]. Das im wesentlichen von Prof. Igor Solodov entwickelte Verfahren erfordert eine intensive monofrequenten Ultraschallanregung (Frequenz ω). Die Abstrahlung wird mit dem Empfangsprüfkopf eines regulären scannenden Luftultraschallprüfsystems erfasst (Abb. 7.8). Dabei fallen normalerweise eine oder mehrere Harmonische ($n \cdot \omega$) der Anregungsfrequenz ($\omega = 20$ oder 40 kHz) in die Bandbreite des Luftultraschallprüfkopfs, während eine mögliche ω -Abstrahlung schon hier ausgefiltert wird. Das digitalisierte Signal kann anschliessend in Software (s. Kap. 4.4.4) noch selektiv auf eine der Frequenzen gefiltert werden. Erste Erfahrungen mit diesem Verfahren zeigen, dass sich mit NACE lokale Kontaktnichtlinearitäten auch an solchen Werkstoffen nachweisen lassen, die wegen ih-

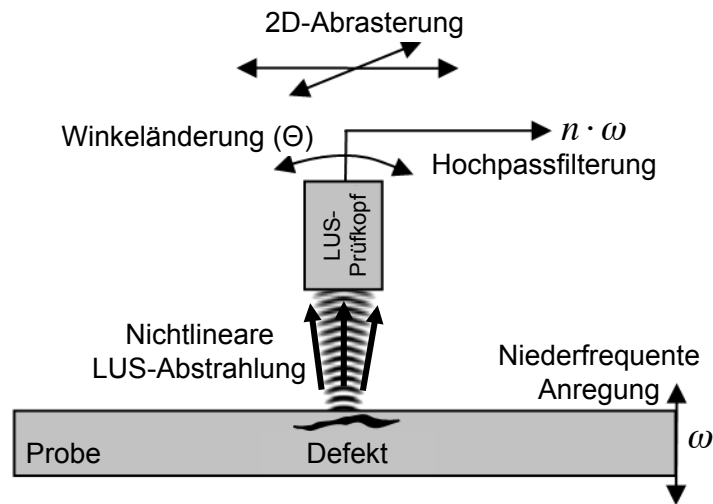


Abb. 7.8: Schema des NACE-Verfahrens [125].

rer Oberflächeneigenschaften (metallischer Glanz) für die nichtlineare Laservibrometrie nicht zugänglich sind. Das Beispiel (Abb. 7.9) zeigt das Ergebnis einer Messung an blankem Stahl. Die horizontale Laserschweißnaht ist unvollständig ausgeführt und enthält Flächen, die ohne feste Verbindung aufeinander liegen (*“kissing bonds”*). Die Naht ist im NACE-Scan klar zu erkennen.

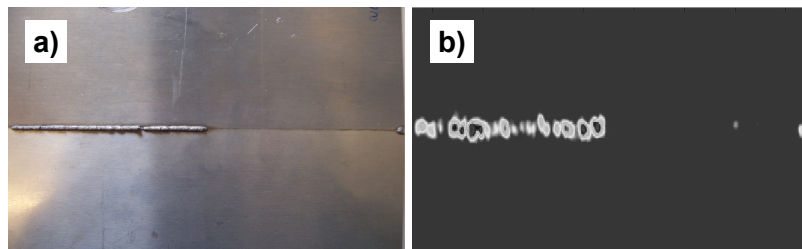


Abb. 7.9: Foto (a) und NACE-Scan (b) einer Stahlprobe mit unvollständiger Schweißnaht [121].

Bei der Untersuchung von nichtlinearen Defekten mit komplexerer Form (z. B. Delaminationen) zeigte sich, dass das Ergebnis von NACE-Scans erheblich davon abhängig ist, unter welchem Winkel Θ die Abstrahlung detektiert wird. Zur Deutung dieses Ergebnisses muss das Luftultraschall-Abstrahlverhalten der nichtlinearen Rissdefekte systematisch zu studiert werden. Eine Möglichkeit ist die Darstellung der Abstrahlung mit der aeroakustischen Vibrometrie und ihrer gleichzeitigen Erfassung aller auftretenden Frequenzen im Luftschallfeld. Analog zur NACE-Technik wird das Werkstück mit Leistungultraschall in Schwingung versetzt. Seine eigene Oberfläche scheidet als Reflektor für die AAV aus, da der Dopplereffekt bei der Reflexion alle Refraktionseffekte dominieren würde. Deshalb wird der Laser parallel zur Probenoberfläche ausgerichtet und durchschneidet somit eventuell auftretende Luftultraschallabstrahlungen (Abb. 7.10).

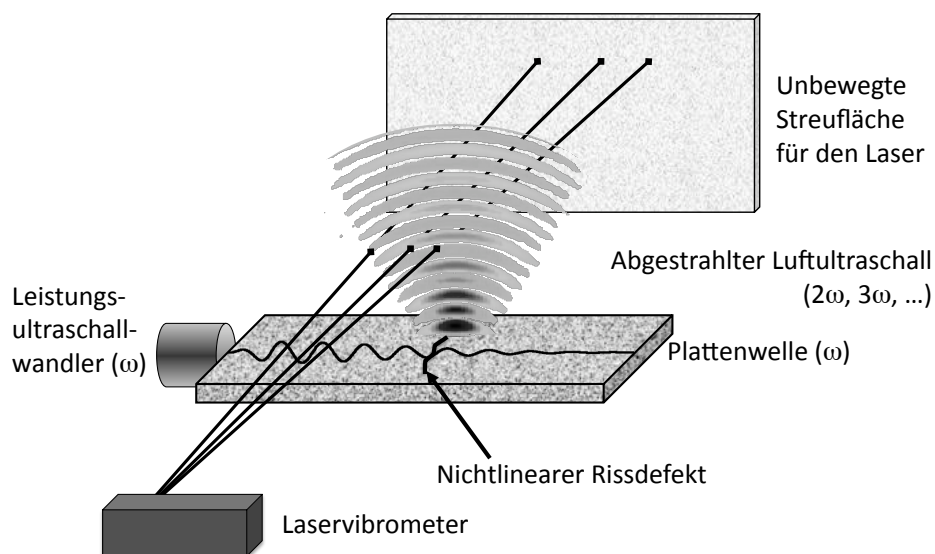


Abb. 7.10: Aeroakustische Untersuchung der Luftultraschallemission durch lokale Kontaktnichtlinearitäten: Eine Anregungswelle der Frequenz ω führt an Kontaktnichtlinearitäten zur Abstrahlung von Luftultraschall bei den Harmonischen (2ω , 3ω , ...) [109].

Für die beiden Wellenfeldaufnahmen in Abbildung 7.11 wurde ein CFK-Stab, der etwa in der Bildmitte einen Riss aufweist, mit 40-kHz-Leistungultraschall beaufschlagt. Die Sonotrode zur Schalleinleitung (normalerweise zum Ultraschallschweißen eingesetzt) befindet sich links außerhalb des Bildausschnitts. Die Auswertung des Luftultraschallfelds bei der Anregungsfrequenz (Abb. 7.11a) zeigt das typische Muster der Abstrahlung einer geführten Welle, wie es aus Kapitel 6.2.2 bekannt ist. Die Welle im Stab wird am Riss

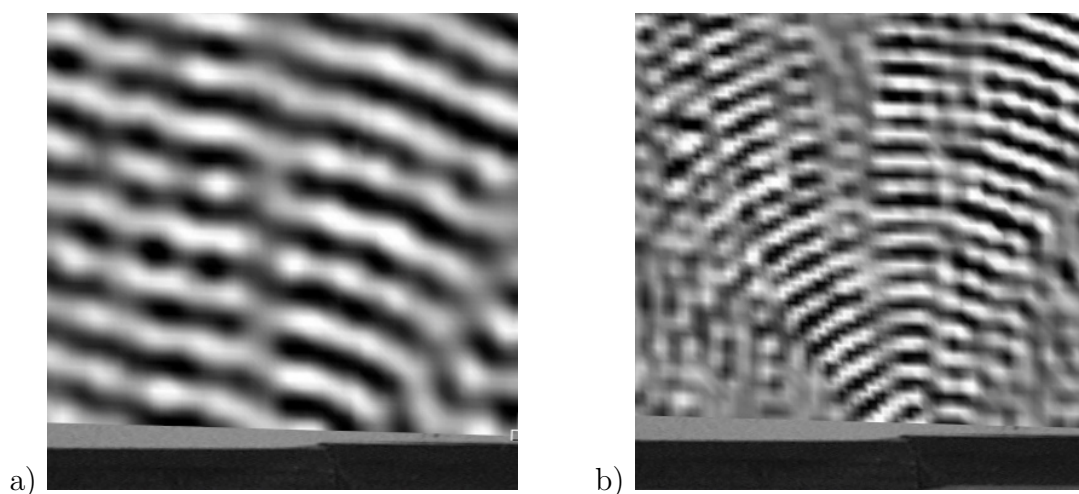


Abb. 7.11: Luftschallabstrahlung eines CFK-Stabes bei der Anregungsfrequenz (40 kHz, a) und seiner 2. Harmonischen (80 kHz, b).

teilweise reflektiert, was zu leichten Interferenzerscheinungen im Luftschallfeld führt. Der Emissionswinkel liegt bei $\Theta \approx 15^\circ$; dies entspricht einer Geschwindigkeit von $v_p = 1,3$ km/s. Filtert man das gemessene Wellenfeld bei der doppelten Anregungsfrequenz ($2\omega = 80$ kHz, Abb. 7.11b), so zeigt sich eindeutig die Abstrahlung einer kompakten Quelle: Das nichtlineare Signal strahlt von einem schmalen Bereich rund um den Riss aus. Die Struktur des Feldes mit einer Hauptkeule senkrecht nach oben und zwei ebenso starken, asymmetrischen Seitenkeulen bei -28° und $+21^\circ$ widerspricht jedoch der Annahme einer einfachen Punkt- oder Linienquelle. Es muss in solchen Fällen von einer komplexeren Schwingung ausgegangen werden, z. B. mit untereinander phasenversetzten Bereichen [109]. Das Bild besitzt starke Ähnlichkeit mit der sinc-Verteilung, die bei Spaltbeugung auftritt (Optik), jedoch sind die beiden Seitenkeulen von ihrer Amplitude nicht entsprechend schwächer als die Hauptkeule. Als Konsequenz aus einem solchen Abstrahlverhalten empfiehlt sich die Verwendung von hochfokussierten Ultraschallprüfköpfen für NACE-Messungen: sie besitzen im Gegensatz zu schwach- oder unfokussierten Wandlern eine geringere Winkelselektivität.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit konnte zeigen, dass die Kombination von Luftultraschall und geführten Wellen (Lambwellen, Rayleighwellen) eine Lösung zu vielen Fragestellungen der Werkstoffwissenschaften und der zerstörungsfreien Bauteilprüfung bietet. Der neue berührungs- und koppelmittelfreie Ansatz erlaubt den Zugang zu interessanten, aber bisher für die ZfP “schwierigen” Werkstoffen, wie Beton oder porösen Faserkeramiken.

Die Normaltransmission (NTM) wurde für viele Fragestellungen der scannenden Luftultraschallprüfungen als geeignetes Verfahren bestätigt. Ihre Neigung zu Dickenresonanzen bzw. Sperrverhalten bei den entsprechenden Verhältnissen von Probendicke zur Wellenlänge legt der Methode allerdings gewichtige Beschränkungen auf, die durch die Einkopplung in andere Moden (FSTM/FSRM) überwunden werden. Mit der Auswertung der Laufzeit (über die Phase) lässt sich die NTM an keilförmigen Proben auch zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Werkstoffen einsetzen, die für konventionelle Ultraschallmessungen ungeeignet sind, z. B. Kunststoffschäume mit einer akustischen Impedanz $Z \ll 1 \text{ MRayl}$.

Eine konsequente Weiterentwicklung der Schrägdurchschallung (FSTM) erhöht nicht nur signifikant das Signal-Rausch-Verhältnis, sondern ermöglicht die Messung an praktisch beliebigen Probendicken, solange sich eine Wellenmode durch die Resonanzwinkelmethode auswählen lässt.

Völlige Neuentwicklungen basieren auf der Nutzung einer längeren Laufstrecke der geführten Welle. Auf der Seite der bildgebenden ZfP ist damit erstmals ein einseitiger Zugang für die Luftultraschallprüfung möglich (FSRM), andererseits sind die Verfahren auf den Einsatz von Rayleighwellen auf der Oberfläche dicker Bauteile erweiterbar. Die Tauglichkeit der Methode wurde an einer Vielzahl von Proben und Realbauteilen aus unterschiedlichen Werkstoffen demonstriert.

Einer quantitativen Werkstoffcharakterisierung dient die Messung der Schallgeschwindigkeit verschiedener Wellenmoden. In der Luftultraschall-ZfP kann diese aus der Phase des empfangenen Signals gewonnen werden. Durch die weitgehende Automatisierung der Datenerfassung und -auswertung erreicht die DTOF-Methode eine hohe Genauigkeit bei der Ermittlung der Phasengeschwindigkeit von Rayleigh- und Lambwellen. Das macht sie zu einem unerlässlichen Werkzeug für Untersuchungen zur elastischen Anisotropie und – über die Einstellbarkeit der Tiefenreichweite von Rayleighwellen – zur elastischen Tiefenprofilierung.

Ist nur die zeitliche Veränderung der Phasengeschwindigkeit von Interesse, so kann man diese mittels Luftultraschall-Phasetracking mit einer Präzision im Promillebereich berührungslos erfassen. Dies erlaubt ein Prozessmonitoring von Trocknungs-, Polymerisations- und Schäumvorgängen an Grenzflächen, sogar dann, wenn der zu untersuchende Ablauf hinter einem Substrat (z. B. Stahlblech) stattfindet.

Mit der neu entwickelten aeroakustische Vibrometrie (AAV) lassen sich Schallwellen in Luft einfach, robust und mit hoher Ortsauflösung sichtbar machen. Die AAV ist zwar selbst kein ZfP-Verfahren, aber extrem hilfreich bei der Untersuchung der Vorgänge in der Luftultraschallprüfung: Erfolgreich eingesetzt wurde sie für die quantitative Untersuchung der Prüfkopfschallfelder und für das abgestrahlte Feld der "leaky" Lambwelle. Auf dem Feld der nichtlinearen Akustik konnte die AAV zur Aufklärung der klassischen Nichtlinearität in Luft und des NACE-Phänomens lokalisierter Defektnichtlinearitäten beitragen. Sie ist weiterhin der Beleg dafür, dass ein gutes Messgerät (Scannendes Laser-Doppler-Vibrometer) kreativ eingesetzt Problemstellungen lösen kann, die seine Entwickler nie berücksichtigt hatten.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die verschiedenen Verfahren der Luftultraschall-ZfP die konventionelle Ultraschallprüfung nützlich ergänzen, obwohl sie in den meisten Fällen noch nicht mit deren Sensitivität und Ortsauflösung mithalten können. Bei einigen Problemstellungen, wie der Untersuchung von flüssigkeitsempfindlichen Werkstoffen, ist die Luftultraschallprüfung jedoch ohne Alternative. Auch die berührungslose Messung der Phasengeschwindigkeit von langsamen geführten Moden stellt eine Wasserankopplung vor ein unlösbares Problem: Für die Modenkonzersion in Schrägeinschallung muss nach der Gleichung $\sin \Theta_o = v_{long}/v_{guided}$ die L-Welle im Koppelmedium langsamer sein als die geführte Mode im Werkstoff. Somit sind Rayleighwellen in den meisten Kunststoffen und Lambwellen in dünnen ($< 2 - 3$ mm, je nach Werkstoff) Platten ausschließlich mit Luft als Koppelmedium berührungslos zugänglich.

Die bisherigen Untersuchungen erfolgten meistens an plattenartigen Proben. Die nächsten Schritte auf dem Weg zur vollständigen Industrialisierung der Luftultraschall-ZfP an realen Bauteilen liegen trotzdem nicht in der Methode an sich, sondern in der Integration mit Scaneinrichtungen, die eine Abtastung beliebig geformter Objekte ermöglichen. Da andere Ultraschallverfahren (z. B. die Squirter-Technik) bereits erfolgreich auf Industrierobotern für die Positionierung setzen, sollte eine vergleichbare Umsetzung, etwa einer roboterunterstützten FSRM, auf keine größeren Schwierigkeiten stoßen. Projekte zur Integration einer Routineprüfung von Luftfahrtbauteilen (in NTM) laufen bereits. Die andere Entwicklungsrichtung ist die konsequente Fortsetzung des Einsatzes zur Materialcharakterisierung, speziell zur zerstörungs- und berührungslosen Verfolgung von Materialermüdung und anderen Veränderungen.

Danksagung

Eine so umfangreiche Arbeit entsteht nicht im leeren Raum. Sie lebt vom Einfluss vieler Menschen, die mich bei der Entstehung unterstützt haben. Ihnen allen gilt mein Dank:

Meiner Frau Sonja. Sie musste für dieses Werk viel auf mich verzichten. Ohne ihre Mischung aus Motivation, Trost und sanften Druck wäre die Dissertation vermutlich nie fertig geworden.

Professor Gerd Busse, der die Balance zwischen spannender Physik und der praktischen Anwendung gesichert hat. Sein unerschütterlicher Optimismus hat die Abteilung ZfP in einer für das Institut schwierigen Übergangsphase zusammengehalten.

Professor Igor Solodov, für einen unerschöpflichen Quell des Wissens auf allen Gebieten der elastischen Wellen und für seine Ermutigung, mit der Luftultraschallprüfung nicht bei "bunten Bildern" stehen zu bleiben, sondern mehr aus den Messungen zu ziehen. Die vielen gemeinsamen Veröffentlichungen haben maßgeblich zu dieser Arbeit beigetragen.

Professor Lothar Gaul, der kurzfristig als Mitberichter eingesprungen ist, um die Arbeit zu begutachten.

Den aktuellen und ehemaligen Kollegen des ZfP-Teams am IKT: Peter Fey, Berta Friedrich, Henry Gerhard, Andreas Gleiter, Nils Holtmann, Philipp Menner, Klaus Pfeiderer, Martin Rheinfurth, Gernot Riegert, Wilfried Rippel, Christian Spiessberger, Thomas Zweschper;

Den Kollegen an anderen Forschungsinstituten für Rat, Materialien, Proben, gemeinsame Veröffentlichungen und gute Zusammenarbeit:

- Viet-Huong Bister und Alexander Pauling, IKV Aachen, für die Zusammenarbeit bei der Entstehung des Polyurethan-Projekts;
- Heike Wagner, IFB Stuttgart, Fachfrau in allen Dingen CFK;
- Dr. Jürgen Frick, MPA Stuttgart, für die sehr ergiebigen Sandsteinproben;
- Felixine Siegmund, LFK Aachen, Kollegin und Projektmanagementgewissen in Sachen Polyurethan;
- Felix Brinckmann, TU Darmstadt, Fachmann für Lacktrocknungsprozesse;

- Frank Schmidt, IFL, TU Braunschweig, Produzent von GFK-Rohren;

Den Kollegen in der Industrie, sei es als Ansprechpartner in technischen Fragen, als Spender realistischer Bauteile für die Untersuchungen, als Materiallieferanten oder Projektpartner:

- Prof. Liudas Mazeika (Ultrasound Institute, Universität Kaunas, Litauen); Ingenieurbüro Dr. Hillger (Braunschweig);
- Dr. Hubert Ehbing (Bayer Materialscience AG, Leverkusen);
- Jakov Sekelja (FACC AG, Österreich);
- Dr. Niels Krohn (Daimler AG);
- Gotthard Nauditt (Schunk Kohlenstofftechnik GmbH, Heuchelheim);
- Harald Kinast (Fischer Profil GmbH, Netphen-Deuz);

Den vielen geduldigen Menschen, die sich als Korrekturleser durch meine Schachtelsätze gequält haben, besonders Frau Hannelore Jürgens, die sogar wenig bekannte alternative Kommaregeln im Duden für mich identifiziert hat.

Und zuletzt den oft übersehenen Helden des universitären Forschungsbetriebs, den Studenten, die als wissenschaftliche Hilfskräfte und Diplomanden die oft nur halb durchdachten Ideen ihrer Betreuer ausbaden müssen. Ohne sie wäre unsere Arbeit nicht möglich. Die heimlichen Helfer der Luftultraschallprüfung in chronologischer Reihenfolge:

- Andreas Krug (Luftultraschall, Lambwellendispersion);
- Carmen Krüger (Luftultraschall);
- Heiko Matheis (Matlab-Entwicklung);
- Till Späth (Matlab-Entwicklung);
- Dorothee Sauer (Probenbau, Weiterentwicklung der Messapparatur, Basteln mit Schere und Papier, Messungen & Auswertung, PU-Schaum);

Literaturverzeichnis

- [1] Lord Rayleigh (Strutt, J. W.): The theory of sound. 2. Aufl., New York : Dover Publications, 1945
- [2] Whewell, W.: History of inductive science: From the earliest to the present times. 3. Aufl., New York : D. Appleton and Co., 1858
- [3] Benz, F.: Einführung in die Funktechnik. 4. Aufl., Wien : Springer, 1959
- [4] Graff, K.: Historical overview of ultrasonic test development. In: Birks, A. S. (Hrsg.) ; Green, R. E. (Hrsg.): Nondestructive testing handbook, Vol. 7: Ultrasonic testing. 2. Auflage, American Society for Nondestructive Testing, 1991
- [5] Krautkrämer, J. ; Krautkrämer H.: Werkstoffprüfung mit Ultraschall. 5. Aufl., Berlin : Springer, 1986
- [6] Kuhl, W. ; Schodder, G. R. ; Schroeder, F. K.: Condenser transmitter and microphones with solid dielectric for airborne ultrasonics. In: Acustica 4 (1954), S. 519 - 532
- [7] Hickling, R. ; Marin, S. P.: The use of ultrasonics for gauging and proximity sensing in air. In: Journal of the Acoustic Society of America 79 (1986), S. 1151
- [8] Ilse, D. (Ingenieurbüro Dr. Hillger): Persönliche Mitteilung zum Aufbau des AirStar AS200 (AirStar Inc.), 2006
- [9] Luukkala, M. ; Heikilla, P. ; Surakka, Y.: Plate wave resonance - contactless test method. In: Ultrasonics (1971), Vol. 9, S. 201 - 208
- [10] Fox, J. D. ; Kino, G. S. ; Khuri-Yakub, B. T.: Acoustic microscopy in air at 2 MHz. In: Appl. Phys. Lett. 47 (1985), Vol. 5, S. 465 - 467
- [11] Wickramasinghe, H. K. ; Petts, C. R.: Gas medium acoustic microscopy. In: Scanned Image Microscopy. London : Academic Press, 1982
- [12] Yano, T. ; Tone, M. ; Fukomoto, A.: A 1 MHz ultrasonic transducer operating in air. In: Acoustical Imaging 14 (1985), New York : Plenum, S. 575
- [13] Schiller, S. ; Hsieh, C. K. ; Chou, C. H. ; Khuri-Yakub, B. T.: Novel high-frequency air transducers. In: Thompson, D. O. (Hrsg.) ; Chimenti, D. E. (Hrsg.): Review of progress in quantitative NDE (1990), Vol. 9, New York : Plenum, S. 795

- [14] Smith, W. A. ; Auld, B. A.: Modeling 1-3 composite piezoelectrics: Thickness-mode oscillations. In: IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Cont. (1991), Vol. 38, Iss. 1, S. 40 - 47
- [15] Hutchins, D. A. ; Schindel, D. W.: Advances in non-contact and air-coupled transducers. IEEE Ultrasonics Symposium, Cannes, 1994, S. 1245 - 1254
- [16] Schindel, D. W. ; Hutchins, D. A. ; Zou, L. ; Sayer, M.: The design and characterization of air-coupled capacitance transducers. In: IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Cont. (1995), Vol. 42, S. 42-50
- [17] Gebhardt, W. ; Hillger, W. ; Kreier, P.: Airborne ultrasonic probes: design, fabrication, application. 7th ECNDT, Kopenhagen, 1998
- [18] Bhardwaj, M. C.: High transduction piezoelectric transducers and introduction of non-contact analysis. NDT.net, 2000
- [19] Rogovsky, A.J.: Development and application of ultrasonic dry-contact and air-contact C-scan systems for non-destructive evaluation of aerospace components. In: Material Evaluation (1991), Vol. 49, No. 12, S. 1491 - 1497
- [20] Farlow, R. ; Haywar, G.: Advances in air coupled NDE for rapid scanning applications. IEEE Ultrasonics Symposium, Cannes, 1994, S. 1099 - 1102
- [21] Hillger, W.: HFUS 2400 AirTech - ein bildgebendes Ultraschallprüfsystem für Luft- und konventionelle Ankopplung. DGZfP-Jahrestagung (CD), Berlin, 2001
- [22] Grandia, W. A. ; Fortunko, S.M.: NDE applications of air-coupled ultrasonic transducers. IEEE Ultrasonics Symposium, Seattle, 1995, S. 697 - 709
- [23] Schindel, D. W. ; Hutchins, D. A.: Through-thickness characterization of solids by wideband air-coupled ultrasound. In: Ultrasonics (1995), Vol. 33, Iss. 1, S. 11 - 17
- [24] Hutchins, D. A. ; Billson, D. R. ; McIntyre, C. S.: Experiments in solids using air-coupled ultrasound. 137th Meeting of the Acoustical Society of America / Forum Acusticum, Berlin, 1999
- [25] Stoessel, R. ; Krohn, N. ; Busse, G.: Measurements with air-coupled ultrasound. 7th International congress on sound and vibration (CD-Rom), Garmisch-Partenkirchen, 2000, S. II 795 - 802
- [26] Blomme, E. ; Bulcaen, D. ; Declercq, F.: Air-coupled ultrasonic NDE: Experiments in the frequency range 750 kHz - 2 MHz. In: NDT&E International 35 (2001), S. 417 - 426
- [27] Stoessel, R. ; Krohn, N. ; Pfeiderer, K. ; Busse, G.: Air-coupled ultrasound inspection of various materials. In: Ultrasonics (2002), Vol. 40, S. 633 - 637

- [28] Fortunko, C. M. ; Chimenti, D. E.: Characterization of pre-impregnated graphite-epoxy lamina with gas-coupled ultrasonics. IEEE Ultrasonics Symposium, Baltimore, Maryland, 1993, S. 655 - 658
- [29] Blomme, E. ; Bulcaen, D. ; Declercq, F. ; Lust, P.: Air-coupled ultrasonic evaluation of coated textiles. IEEE Ultrasonics Symposium, München, 2002, S. 757 - 760
- [30] Norm DIN EN 13018: Zerstörungsfreie Prüfung - Sichtprüfung - Allgemeine Grundlagen, 2001
- [31] Greitler, J. R.: Über die Absorption und das Strahlungsverhalten der Metalle für Hertz'sche Wellen. In: Annalen der Physik 22 (1907), S. 246 - 264
- [32] Gerlach, W.: Magnetische Verfahren zur Werkstoffprüfung. In: Zeitung der technischen Physik 15 (1934), S. 467 - 469
- [33] Mook, G.: Die Wirbelstromprüfung spielend erlernen. In: ZfP-Zeitung 103 (2007), S. 35 - 38
- [34] Lange, R. ; Mook, G.: Structural analysis of CFRP using eddy-current methods. In: NDT&E International 27 (1994), S. 241 - 248
- [35] Mook, G. ; Heyse, H. ; Simonin, J. ; Tchernov, A. ; Berger, J. ; Lange, R.: Zerstörungsfreie Materialcharakterisierung mit Wirbelströmen - Aspekte der Bildinterpretation. DGZfP Jahrestagung, Lindau, 1996
- [36] Kalinski, J.: Einige Probleme der industriellen Feuchtigkeitsmessung mit Mikrowellen. In: Mikrowellen Magazin 6 (1978), S. 441 - 452
- [37] Diener, L.: Microwave near-field imaging with open-ended waveguide - comparison with other techniques of nondestructive testing. In: RNDE 7 (1995), Nr. 2/3, S. 137 - 152
- [38] Predak, S: Mikrowellen-Orientierungsmessungen zur zerstörungsfreien Charakterisierung kurzfaserverstärkter Kunststoffe. Stuttgart, Universität, Diss., 2007
- [39] Menner, P. ; Gerhard, H. ; Busse, G.: Lockin-Shearografie: Prinzip und Anwendung. In: Technisches Messen, Sonderheft Materialprüfung (2008), Vol. 75, Iss. 6, München : Oldenburg, S. 390 - 397
- [40] Gerhard, H.: Entwicklung und Erprobung neuer dynamischer Speckle-Verfahren für die zerstörungsfreie Werkstoff- und Bauteilprüfung. Stuttgart, Universität, Diss., 2007
- [41] Planck, M.: Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2 (1900), Nr. 17, S. 245

- [42] Riegert, G.: Induktions-Lockin-Thermografie: Ein neues Verfahren zur zerstörungsfreien Prüfung. Stuttgart, Universität, Diss., 2007
- [43] Rantala, J. ; Wu, D. ; Busse, G.: Amplitude modulated lockin vibrothermography for NDE of polymers and composites. In: RNDE 7 (1996), Nr. 4, S. 215 - 228
- [44] Dillenz, A. ; Zweschper, T. ; Busse, G.: Elastic wave burst thermography for NDE of subsurface features. In: Insight 43 (2000), S. 815 - 817
- [45] Röntgen, W. C.: Über eine neue Art von Strahlen. 1. Mitteilung. In: Annalen der Physik 64 (1898), S. 1 - 37
- [46] Kittel, C.: Einführung in die Festkörperphysik. 14. Aufl., München : Oldenburg, 2005
- [47] Ekenhorst, D. ; Lange, A. ; Hentschel, M. P.: Röntgen-Refraktion - Bestimmung von Alterungsschäden in CFK. In: Materialprüfung 39 (1997), München : Carl Hanser Verlag, S. 175 - 179
- [48] Bullinger, O.: Röntgenrefraktionsverfahren für die zerstörungsfreie Charakterisierung nichtmetallischer Werkstoffe - Möglichkeiten und Grenzen -. Stuttgart, Universität, Diss., 2005
- [49] Richter, H. U.: Chronik der Zerstörungsfreien Materialprüfung. 1. Aufl., Berlin : DVS-Verlag, 1999
- [50] Cremer, L. ; Hubert, M.: Vorlesungen über Technische Akustik. 4. Aufl., Berlin : Springer, 1990
- [51] Polytec Inc.: Polytec Scanning Vibrometer PSV 300 - Hardware Handbuch. Firmeninformation, ca. 2002
- [52] Christensen, J. J. ; Hald, J.: Beamforming. In: Brüel & Kjaer technical review, No. 1, 2004
- [53] gfai tech GmbH: Acoustic camera: Applications and system overview. (http://www.acoustic-camera.com/pdfs/ac_brochure2009.pdf), Stand Mai 2010
- [54] Krohn, N.: Nichtlineares dynamisches Materialverhalten zur defektselektiven zerstörungsfreien Prüfung. Stuttgart, Universität, Diss., 2002
- [55] Krohn, N. ; Pfeiderer, K. ; Busse, G.: Neue Möglichkeiten der Werkstoff- und Bauteilprüfung durch Nichtlineare Akustik. In: ZfP-Zeitung 90 (2004), S. 40 - 45
- [56] Pfeiderer, K.: Frequenzkonversion aufgrund nichtlinearer akustischer Phänomene: Grundlagen und Anwendung zur defektselektiven zerstörungsfreien Prüfung. Stuttgart, Universität, Diss., 2006;

- [57] Solodov, I. ; Döring, D.: Ultrasonics for NDE of fiber-composite materials. In: Busse, G. (Hrsg.) ; Kröplin, B. (Hrsg.) ; Wittel, F. (Hrsg.): Damage and its evolution in fiber-composite materials: Simulation and non-destructive evaluation. Stuttgart: ISD Verlag, 2006, S. 17 - 36
- [58] Slaughter, W. S.: The linearized theory of elasticity. Boston : Birkhäuser, 2002
- [59] Landau, L. D. ; Lifschitz, E. M.: Theory of elasticity. London : Pergamon Press, 1959
- [60] Nye, J. F.: Physical properties of crystals: Their representation by tensors and matrices. Oxford : Clarendon Press, 1985
- [61] Lekhnitskii, S. G.: Theory of elasticity of an anisotropic elastic body. San Francisco : Holden-Day, 1963
- [62] Ringger, T. ; Höfflin L. ; Dill-Langer, G. ; Aicher, S.: Measurement on the acoustic anisotropy of soft and hard wood; effects on source location. In: Otto-Graf-Journal (2003), Vol. 14, S. 231 - 252
- [63] Kino, G. S.: Acoustic waves: Devices, imaging and analog signal processing. Eaglewood Cliffs : Prentice-Hall Inc., 1987
- [64] Lakes, R. S.: Negative Poisson's ratio materials. In: Science 238 (1987), S. 551
- [65] Fedorov, F. I.: Theory of elastic waves in crystals. New York : Plenum Press, 1968
- [66] Nafey, A. H.: Wave propagation in layered anisotropic media. Amsterdam : Elsevier, 1995
- [67] Deutsch, V. ; Platte, M. ; Vogt, M.: Ultraschallprüfung - Grundlagen und industrielle Anwendungen. Berlin : Springer, 1997
- [68] Brekhovskikh, L. M. ; Goncharov, V.: Mechanics of continua and wave dynamics. Berlin : Springer, 1985
- [69] Auld, B. A.: Acoustic fields and waves in solids. Vol. I, New York : John Wiley & Sons Inc., 1973
- [70] Auld, B. A.: Acoustic fields and waves in solids. Vol. II, New York : John Wiley & Sons Inc., 1973
- [71] Matthies, K.: Dickenmessung mit Ultraschall. 2. Aufl., Berlin : DVS-Verlag, 1998
- [72] Arnauld, L. ; Grosse, C. U.: Setting phenomena observed in heterogeneous materials by means of the vibroscope techniques. In: Advanced testing of cement based materials during setting and hardening, Report of the RILEM Technical Committee 185-ATC (2005), S. 101 - 237

- [73] Grosse, C. U. ; Reinhardt, H. W. ; Herb, A. T.: Ultrasound in through transmission. In: Advanced testing of cement based materials during setting and hardening, Report of the RILEM Technical Committee 185-ATC (2005), S. 163 - 190
- [74] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: Ultrasonic characterization of elastic anisotropy in composites: case study of CFRP. In: MP Materials Testing (2008), Nr. 10/2008, S. 602 - 608
- [75] Lord Rayleigh (Strutt, J. W.): On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. In: Proc. London Math. Soc. 17 (1885), S. 4 - 11
- [76] Love, E. H.: Some problems of geodynamics. New York : Dover, 1967. - Originalveröffentlichung: Cambridge University Press, 1911
- [77] Viktorov, I. A.: Rayleigh and Lamb waves - physical theory and applications. New York : Plenum Press, 1967
- [78] Krug, A.: Air-coupled Lamb waves for thickness measurements. Stuttgart, Universität, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Diplomarbeit, 2005
- [79] Breckhofsikh, L. M.: Waves in layered media. New York : Academic Press, 1980
- [80] Cremer, L.: Über die Analogie zwischen Einfallswinkel und Frequenzproblemen. In: Arch. Elektr. Übertragung 1 (1947), S. 28 - 47
- [81] Fleury, G. ; Gonard, C.: Improvements of ultrasonic inspections through the use of piezo composite transducers, 6th ECNDT, Nizza, 1994
- [82] Schutzrecht US 7382082 (2008-06-03). Bhardwaj, M. C.: Piezoelectric transducer with gas matrix.
- [83] Mazeika, L.: Air-coupled ultrasound system for onside inspection of multi-layered composite materials - Manual. Kaunas University of Technology, Litauen, 2004
- [84] Norm ANSI/TIA/EIA-568-B.2-1, Commercial building telecommunications standard, part 2, addendum 1: Transmission performance specifications for 4 pair 100 ohm category 6 cabling, 2002
- [85] Stoessel, R. ; Krohn, N. ; Pfeiderer, K. ; Busse, G.: Air-coupled ultrasound as a tool for new NDE-applications. In: Thompson D. O. (Hrsg) ; Chimenti, D. E. (Hrsg.): Review of progress in quantitative NDE (2000), Vol. 20, S. 1592 - 1599
- [86] Stöbel, R.: Air-Coupled ultrasound inspection as a new non-destructive testing tool for quality assurance. Stuttgart, Universität, Diss., 2004
- [87] Blomme, E. ; Bulcaen, D. ; Declercq, F. ; Deveugle, J. ; Lust, P.: Air-coupled ultrasonic pitch-catch method for material inspection. In: Busse G. et al. (Hrsg.): Emerging Technologies in Non-Destructive Testing. London : Taylor & Francis, 2008, S. 137 - 143

- [88] Stoessel, R. ; Predak, S. ; Pfaff, H. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Air-coupled ultrasound inspection for material characterization in linear, non-linear, and focused slanted transmission mode. In: Green, R. E. Jr. (Hrsg.) ; Djordjevic, B. B. (Hrsg.) ; Hentschel, M. P. (Hrsg.): *Nondestructive Characterisation of Materials XI*. Berlin : Springer, 2003, S. 117 - 127
- [89] Solodov, I. ; Pfeiderer, K. ; Gerhard, H. ; Predak, S. ; Busse, G.: Slanted transmission mode of air coupled ultrasound: New opportunities in NDT and material characterisation. In: Van Hemelrijck, D. (Hrsg.) ; Anastasopoulos, A. (Hrsg.) ; Melanitis, N. E. (Hrsg.): *Emerging Technologies in Non-Destructive Testing*. Lisse : Swets & Zeitlinger, 2004, S. 107 - 112
- [90] Pfeiderer, K. ; Stoessel, R. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Acoustic imaging with surface and Lamb waves for NDE and material characterisation. In: Arnold, W. (Hrsg.) ; Hirsekorn, S. (Hrsg.): *Acoustical Imaging 27 (2004)*, New York : Kluwer Academic / Plenum Publishers, S. 157 - 164
- [91] Solodov, I.; Busse, G.: New advances in air-coupled ultrasonic NDT using acoustic mode conversion. 9th ECNDT, Berlin, 2006
- [92] Döring, D. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Non-contact characterization of cementitious materials using air-coupled ultrasound. International conference on advanced testing of fresh cementitious materials, Stuttgart, 2006, S. 65 - 72
- [93] Döring, D. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Luftgekoppelte Grenzflächenwellen für die berührungslose Prüfung dicker Bauteile. 20. Stuttgarter Kunststoffkolloquium, 2007
- [94] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: Air-coupled Lamb- and Rayleigh waves for remote NDE of defects and material elastic properties. 10th International conference of the Slovenian Society for Non-Destructive Testing, Ljubljana, 2009
- [95] Döring, D. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Werkstoffcharakterisierung und Prozessverfolgung mit luftgekoppelten Platten- und Oberflächenwellen. 21. Stuttgarter Kunststoffkolloquium, 2009
- [96] Hosten, B. ; Biateau, C.: FE simulation of the generation of guided waves by air-coupled transducers. In: Thompson D. O. (Hrsg.) ; Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of quantitative NDE (2008)*, Vol. 27, S. 47 - 54
- [97] Döring, D. ; Solodov, I. ; Busse, G.: Air-coupled surface acoustic waves: opportunities and limitations for NDT-applications. 4th NDT in Progress, Prag, 2007
- [98] Schütz, J.: *Akustische Anisotropie und Doppelbrechung bei kurzglasfaserverstärktem Polypropylen*. Stuttgart, Universität, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Studienarbeit, 2001
- [99] Solodov, I. ; Pfeiderer, K. ; Döring, D. ; Busse, G.: NDE of anisotropy in composite materials via acoustic birefringence. *RNDE 19 (2008)*, Nr. 3, S. 129 - 143

- [100] Pfeleiderer, K. ; Richter, I. ; Solodov, I. ; Busse, G.: New approaches to ultrasonic characterization and NDT of wood. Gemeinschaftstagung CFA/DAGA, Straßburg, 2004
- [101] Döring, D. ; Siegmund, F. ; Rheinfurth, M. ; Solodov, I. ; Busse, G. ; Haberstroh, E.: Air-coupled ultrasonic Lamb waves for process monitoring. 10th ECNDT, Moskau, 2010
- [102] Döttlinger, C. ; Stanullo, J. ; Lyamshev, M. L. ; Busse, G.: Remote vibrometry for characterization of materials and processes, 5th International congress on sound and vibration, University of Adelaide, 1997
- [103] Ehbing, H.: Technologie reagierender Polymerwerkstoffe. Vorlesung, Universität Stuttgart, 2008
- [104] Uhlig, K.: Polyurethan Taschenbuch. 2. Aufl., München : Carl Hanser Verlag, 2001
- [105] Theocaris P. S. ; Gdoutos, E. E.: Matrix theory of photoelasticity. Berlin : Springer, 1979
- [106] Yariv, A.: Optical electronics. 4. Aufl., Fort Worth : Saunders College Publishing, 1971
- [107] Korpel, A.: Acousto-optics. New York : Marcel Decker Inc., 1988
- [108] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: Air-coupled laser vibrometry: Analysis and applications, Applied Optics (2009), Vol. 48, Iss. 7, S. C33 - C37
- [109] Döring, D. ; Solodov I. ; Busse, G.: Air-coupled vibrometry: Making linear and nonlinear sound in air visible. In: Jones, J. (Hrsg.) ; Lee, H. (Hrsg.): Acoustical Imaging 30 (2010), Berlin : Springer
- [110] Williams. C. C.: High resolution optical probe. IEEE Ultrasonic Symposium, 1983, S. 951 - 955
- [111] Dürr, W.: Acousto-optic interaction in gases and liquid bases in the far infrared. In: Int. J. Infrared and Millimeter waves (1986), Vol. 7, No. 10, S. 1537 - 1558
- [112] Zipser, L.: Refraktovibrometrie zur Messung und Visualisierung akustischer, fluidischer und spannungsmechanischer Phänomene. Polytec Vibrometer Seminar, 2006
- [113] Vanherzeele, J. ; Vanlanduit, S. ; Guillaume, P.: Acoustic source identification using a scanning doppler vibrometer. In: Optics and Lasers in Engineering 45 (2007), S. 742 - 749
- [114] Zipser, L ; Franke, H.: Laser-scanning vibrometry for ultrasonic transducer development. In: Sensors and Actuators (2004), A 110, S. 264 - 268

- [115] Mansour, T. M.: Evaluation of ultrasonic transducers by cross-sectional mapping of the near field using a point reflector. In: *Materials Evaluation* (1979), Vol. 37, No. 7, S. 50 - 54
- [116] Knight, D. C.: *The first book of sound: A basic guide to the science of acoustics*. New York : Franklin Watts Inc., 1960
- [117] Beyer, R. T.: *Nonlinear acoustics*. Woodbury, New York : Acoustical Society of America, 1997
- [118] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: Air-coupled vibrometry measurements in classical and nonclassical nonlinear acoustics. XIV International conference on nonlinear elasticity in materials, Lisabon, 2009
- [119] Solodov, I. Yu.: Ultrasonics of non-linear contacts: Propagation, reflection and NDE-applications. *Ultrasonics* (1998), Vol. 36, Iss. 1 - 5, S. 383 - 390
- [120] Solodov, I. ; Wackerl, J. ; Pfeleiderer, K. ; Busse, G.: Nonlinear acoustic self-modulation and subharmonic imaging for damage detection and location. *Appl. Phys. Lett.* (2004), Vol. 84, S. 5386 - 5388
- [121] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: New opportunities for NDT using non-linear interaction of elastic waves with defects. 10th International conference of the Slovenian Society for Non-Destructive Testing, Ljubljana, 2009
- [122] Solodov, I. Yu. ; Krohn, N. ; Busse, G.: CAN: an example of nonclassical acoustic nonlinearity in solids. *Ultrasonics* (2002), Vol. 40, S. 621 - 625
- [123] Pecorary C. ; Solodov, I.: Non-classical nonlinear dynamics of solid interfaces in partial contact for NDE applications. In: Delsanto, P. (Hrsg.): *Universality of non-classical nonlinearity with application to NDE and ultrasonics*. New York : Springer, 2006, S. 307 - 324
- [124] Solodov, I. ; Busse, G.: Nonlinear air-coupled emission: The signature to reveal and image microdamage in solid materials. *Appl. Phys. Letters* (2007), A 91, S. 251910
- [125] Solodov, I. ; Döring, D. ; Busse, G.: Classical and non-classical nonlinear effects discerned by airborne ultrasound. Eingereicht für: 20th International congress on acoustics, Sydney, Australien, 2010
- [126] Nauditt, G. (Schunk Kohlenstofftechnik GmbH): Persönliche Mitteilung, Würzburg, 02.12.2009
- [127] Norm DIN 53 292: Prüfung von Kernverbunden - Zugversuch senkrecht zur Deckschichtebene, 1982

A Modellproben

CFK/CFC-Delaminationsprobe (Schunk)

Primär für thermographische Untersuchungen wurden dem IKT von der Schunk Kohlenstofftechnik GmbH zwei 5,5 mm starke CFK-Proben mit quadratischen ($20 \times 20 \text{ mm}^2$) Silikonpapierinserts in verschiedenen Tiefen zur Verfügung gestellt. Ihre Position und Tiefe zeigt Abbildung A.2. Die Inserts dienen der Simulation von durch Fehler in der Fertigung entstandenen Delaminationen zwischen den Gelegesichten. In einem späteren Prozessschritt wurde die eine CFK-Probe durch Pyrolyse zu CFC (*carbon fibre reinforced carbon*), einem Verbundwerkstoff mit Graphitmatrix, weiterverarbeitet. Normalerweise schließen sich an den ersten Pyrolyseschritt mehrfache Re-Infiltrationen mit Kohlenstoffträgern (Kunstharz, Pech etc.) und weitere Pyrolyseläufe an, um die beim ersten Durchlauf entstandene Porosität und Matrixrisse wieder aufzufüllen. Dadurch werden auch Hohlräume aufgefüllt, wie sie die Papierinserts bei der Pyrolyse hinterlassen. Da dies bei den Modellproben nicht erwünscht ist, wurde

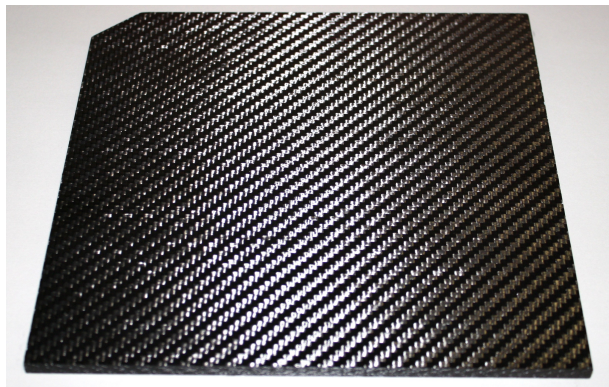


Abb. A.1: Foto der Schunk-Prüfplatte.

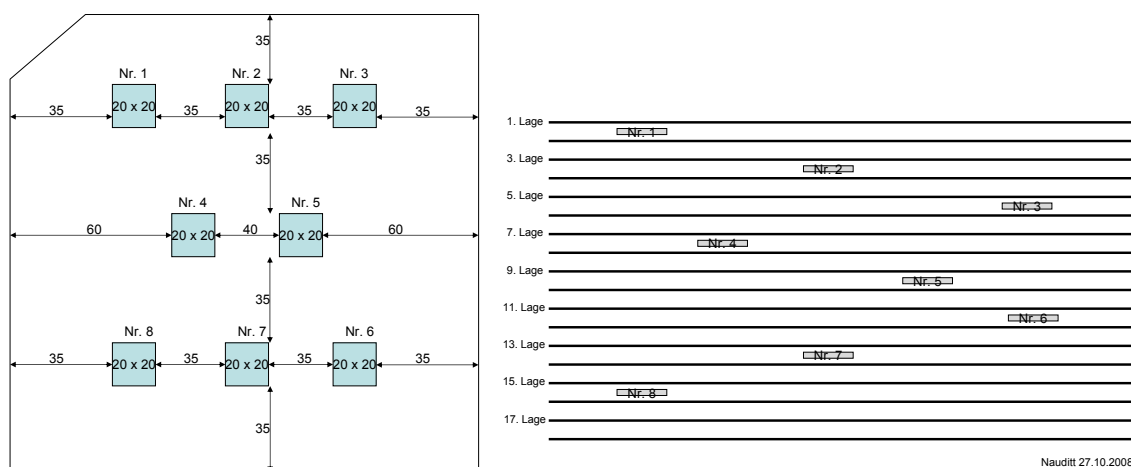


Abb. A.2: Verteilung (links) und Tiefenlage (rechts) der Inserts im Laminat (Skizze G. Nauditt).

die Schunk-Probe No. 1 nicht weiterverarbeitet und liegt somit als relativ schlechter Werkstoff vor [126].

Wabenverbundplatte (FACC)

Speziell für ZfP-Verfahren, die mit einem einseitigen Zugang auskommen, wurde in Kooperation mit Dipl.-Ing. Jakov Sekelja (FACC AG, Österreich) eine Sandwichverbundplatte mit Aluminium- bzw. Nomex-Wabenkern und je 1,2 mm starken CFK-Deckschichten definiert. Um die in Fertigung und Betrieb auftretenden Fehlertypen einer intralaminaren Enthftung sowie Delamination zwischen Deckschicht und Wabenkern zu simulieren, wurden quadratische PTFE-Inserts eingebracht. Weiterhin wurden einige der Wabenzellen mit Epoxidharz aufgefüllt. Die Lage dieser künstlichen Defekte zeigt Abbildung A.3. Das Bauteil wurde im Vakuumsack-Prepreg-Verfahren bei FACC gefertigt. Es

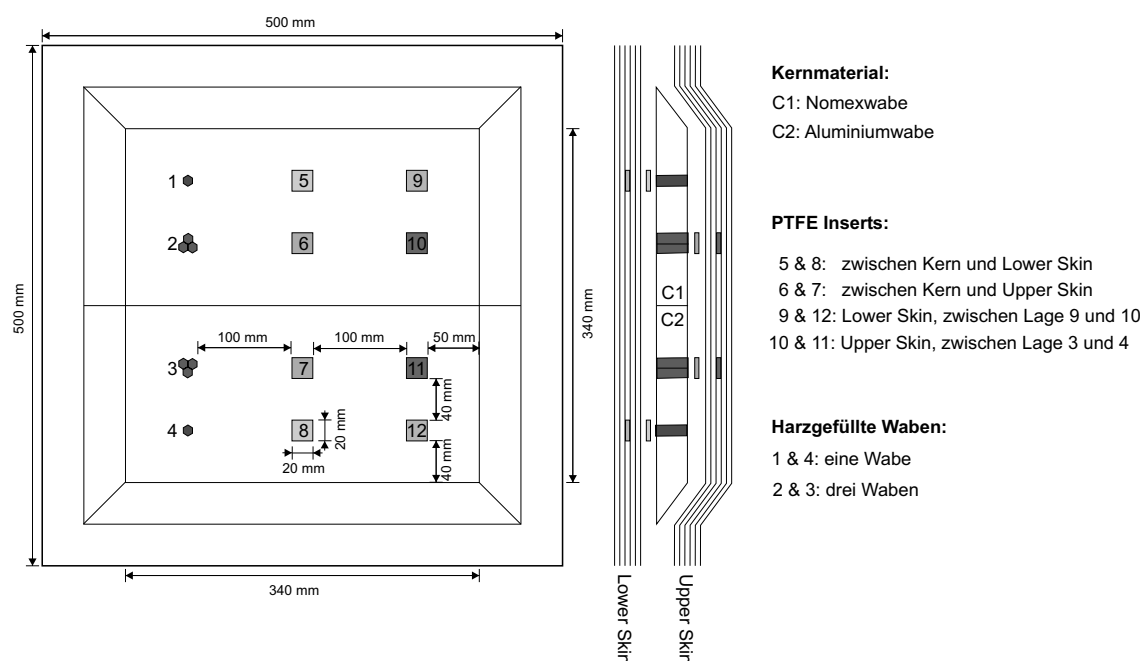


Abb. A.3: Definition des Aufbaus und der simulierten Defekte im CFK-Honeycomb-Sandwich-Probekörper. Skizze Dipl.-Ing. P. Menner.

zeigen sich auf der Oberseite (Abb. A.4a) – die bei der Herstellung unten liegt – leichte Spuren von mangelnder Harzdurchtränkung, die jedoch eher ein Schönheitsmangel als ein strukturelles Problem sind. Ein Serienbauteil ähnlicher Konstruktion bekommt normalerweise noch eine Epoxid-Lackschicht („Gelcoat“), die diese Unebenheiten auffüllt. Auf der Unterseite, die beim Härten weich abgestützt wurde, zeichnet sich sowohl die Wabenstruktur des Kerns ab als auch ein Teil der Inserts (Abb. A.4b).

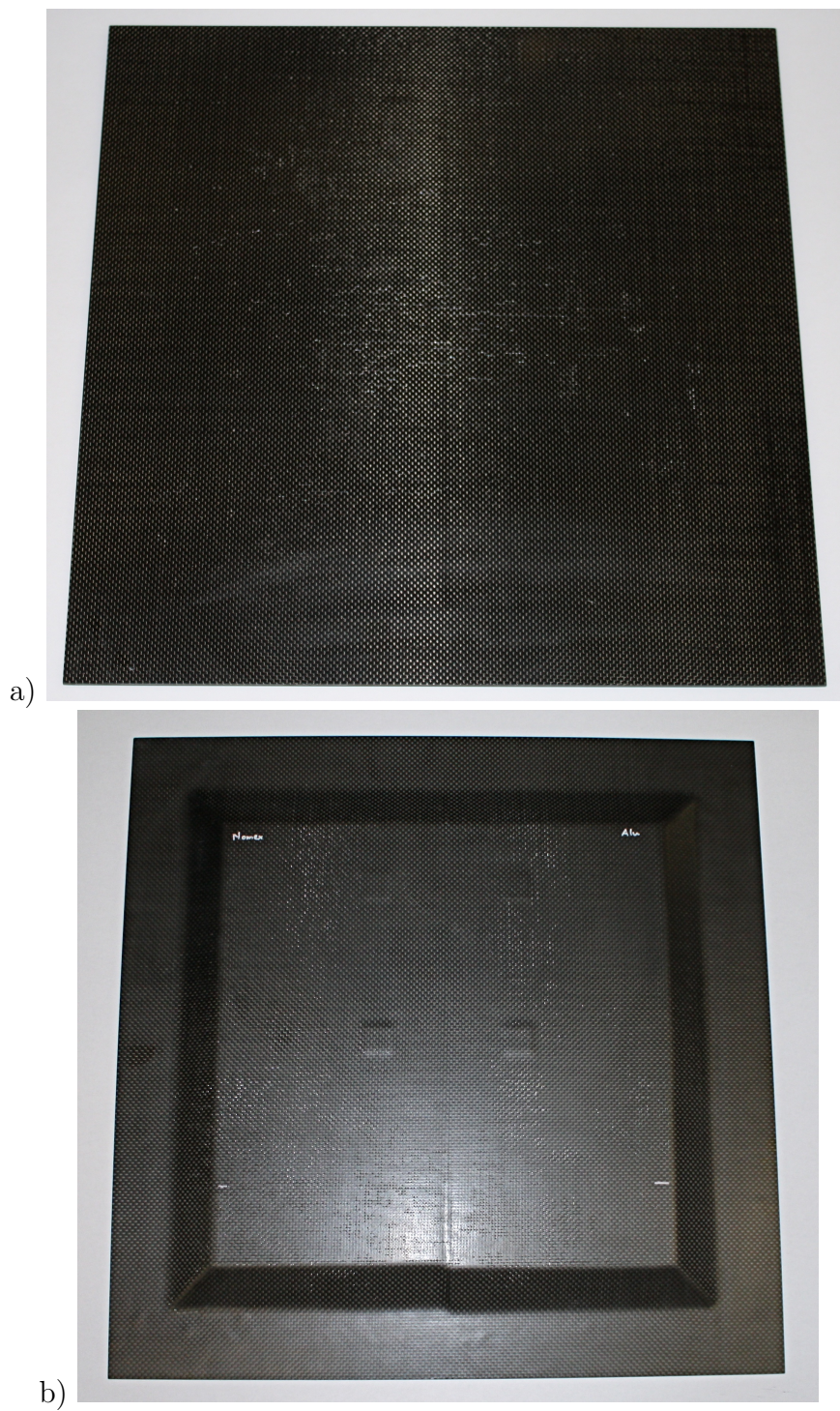


Abb. A.4: Fotos des Sandwich-Probekörpers, Ober- (a) und Unterseite (b).

B Schäumapparatur und Zubehör

Die in Kapitel 5.3.2.2 verwendete Schäumzelle wurde von Dipl.-Chem. Felixine Siegmund im Rahmen des DFG-Projekts Bu-624-29/HA 1299/27-1 am LFK Aachen (Lehr- und Forschungsgebiet Kautschuktechnologie) entworfen und angefertigt. Die Zelle musste in ihrer Konstruktion teilweise gegenläufigen Anforderungen genügen. So muss sie primär eine kontrollierte Polyurethan-Herstellung mit angesetzttem Blech erlauben und dabei gleichzeitig der Luftultraschalltechnik einen stabilen Zugang zur Außenseite dieses Deckblechs geben. Die äußere Geometrie ergibt sich aus den noch am LFK durchzuführenden Haftfestigkeitsbestimmungen in Anlehnung an DIN 53 292 [127]. Deshalb besteht der Boden des Schaums aus zwei ineinander passenden Stahlblechquadraten. Am inneren Blech wird in der zerstörenden Prüfung über eine flächig aufgeklebte Krafeinleitung gezogen, während der Kranz dazu dient, die Rückhaltekraft aufzunehmen. Wegen der geschlossenen Schnittlinien wurde für die Herstellung der Bleche das Wasserstrahlschneiden gewählt (Schnittanweisung s. Abb. B.2). Die Größe des Innenblechs stellt einen Kompromiss zwischen den Anforderungen der Ultraschallprüfung (möglichst grosse Laufstrecke) und denen der zerstörenden Prüfung (unwesentlich größer als die in der DIN-Vorschrift vorgesehenen 5 cm) dar. Durch die Nutzung der Diagonale als Schallaufstrecke konnte

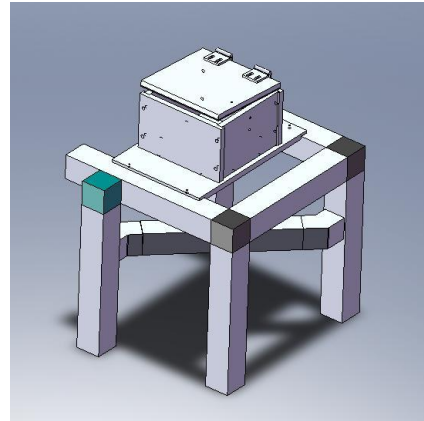


Abb. B.1: CAD-Zeichnung der Schäumzelle

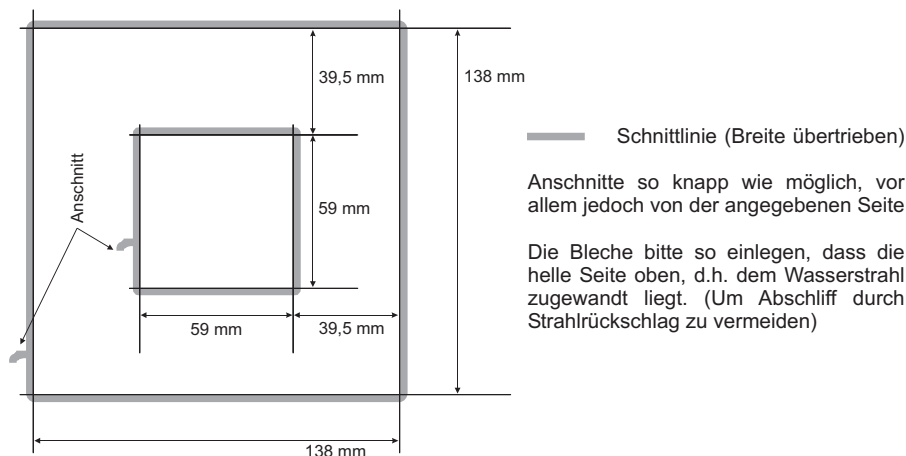


Abb. B.2: Skizze als Anweisung für die Herstellung der Probenbleche.

die Größe mit 59×59 mm hinreichend klein gehalten werden. Ein kleines Messfenster im Aluminiumkorpus reduziert auch den Einfluss der Blechverformung unter dem Druck des Schaums.

Um den fertigen Schaumkorpus problemlos aus der Aluminiumform entnehmen zu können, wird die Zelle mit einer Einweghülle ausgeschlagen, die leicht herzustellen und einzulegen ist und den Prozess nicht stört. Nach Versuchen mit PE-Folie, deren Handhabung zu schwierig war, wurde eine Papierfaltung entwickelt, die vollständig ohne störende Klebe- oder Heftstellen auskommt (Abb. B.3, B.4). Der Einleger besteht aus normalem Druckerpapier und wird aus zwei gleichen Stücken zusammengesetzt. Dies hat den Vorteil, dass das Schnittmuster auf jedem Bürokopierer auf A3-Bögen ausgedruckt werden kann.

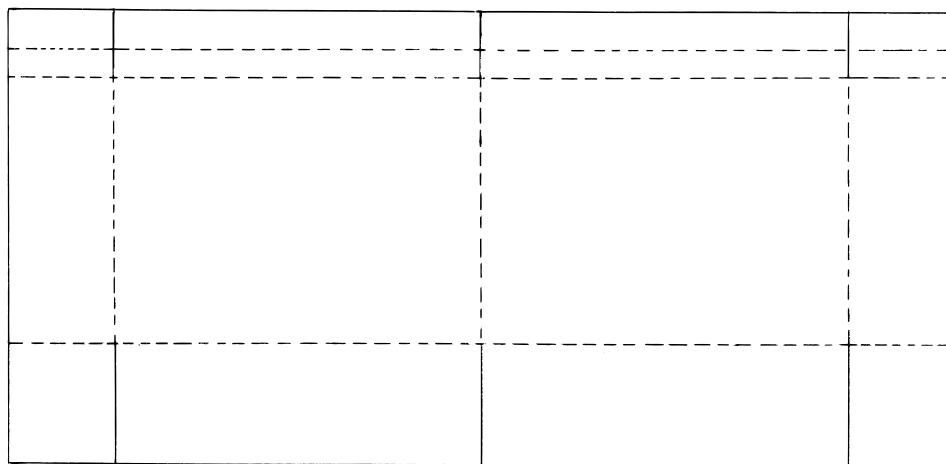


Abb. B.3: Schnittmusterbogen für die Herstellung der Papiereinleger (erstellt von Cand.-Ing. Dorothee Sauer).

Das Papier muss jedoch sehr exakt gefaltet werden, damit es bündig in der Schäumzelle liegt und nicht aufsteht. Um ein Durchfließen des Polyurethans an Stoßstellen zu vermeiden, liegt das Papier an manchen Stellen doppelt, so auch auf einem Großteil des Bodens. Selbst bei optimaler Faltung hebt das Papier dort das eingelegte Blech bis zum Einfüllen des Reaktionsgemisches leicht an, was zu Unsicherheiten bei der Laufstrecke zwischen Prüfköpfen und Blech führt. Um eine seitliche Risseinleitung zu vermeiden, verbietet sich allerdings jede Art von Halterung (Haken, Schienen, Klebeband etc.), die um die Kante des Innenblechs herumgreift. Als Lösung wurden acht starke Magnete (Neodym-Eisen-Bor-Magnete) in den Rand des Messfensters integriert (Abb. B.5). Sie ziehen den Blecheinleger satt an die Wand, durch den Restabstand (Restwand Alu ca. 2 mm) ist die Haltekraft jedoch nicht so groß, dass eine Verletzung des Verbundelements beim Entnehmen zu erwarten ist. Abbildung B.6 zeigt ein fertiges PU-Stahl-Verbundelement direkt nach der Herstellung sowie das Ergebnis des ersten zerstörenden Versuchs am LFK. Das Element versagte bei einer Zugkraft von 800 N.

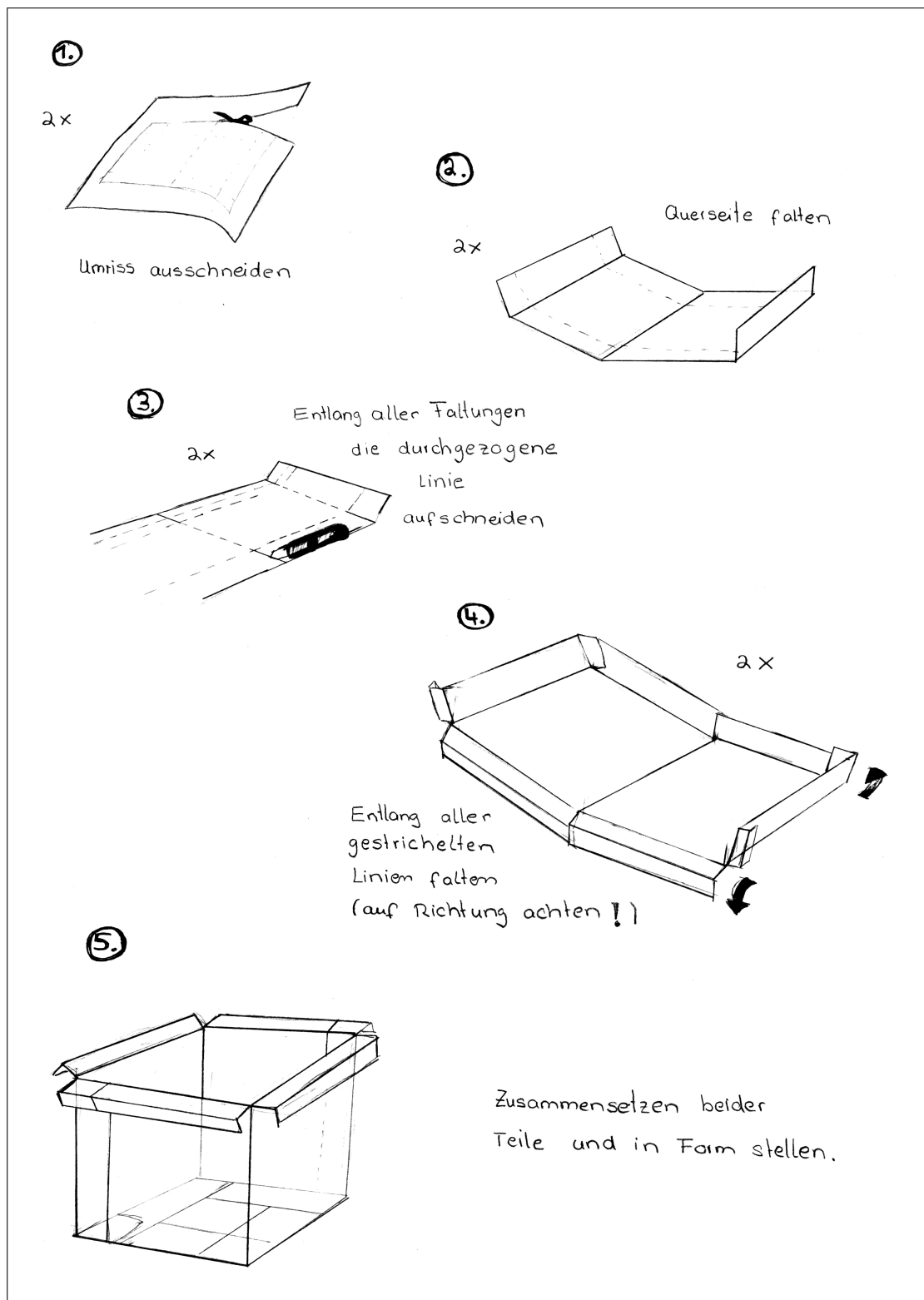


Abb. B.4: Falanleitung für die Herstellung der Papiereinleger (erstellt von Cand.-Ing. Dorothee Sauer).

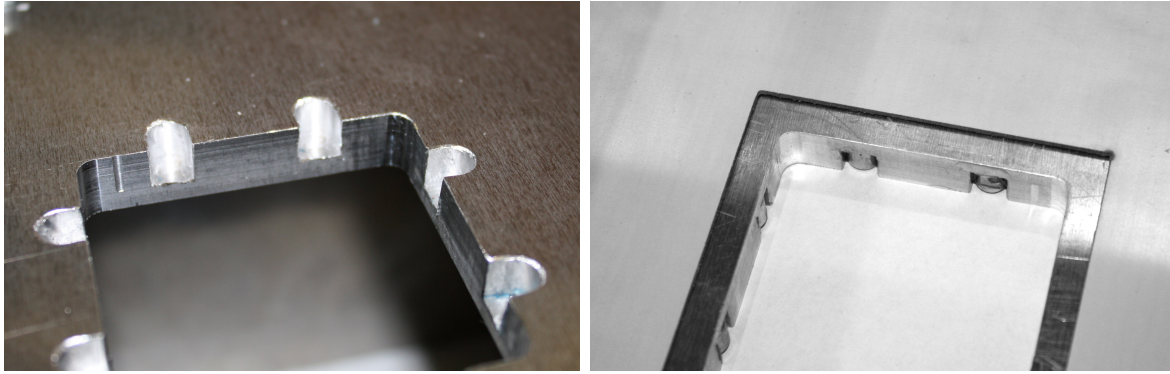


Abb. B.5: Fräsungen für in die Schäumzelle integrierten Magnete am Rand des Messfensters (von unten) und mit den eingesetzten Magneten (von oben mit eingelegtem Rahmenblech).

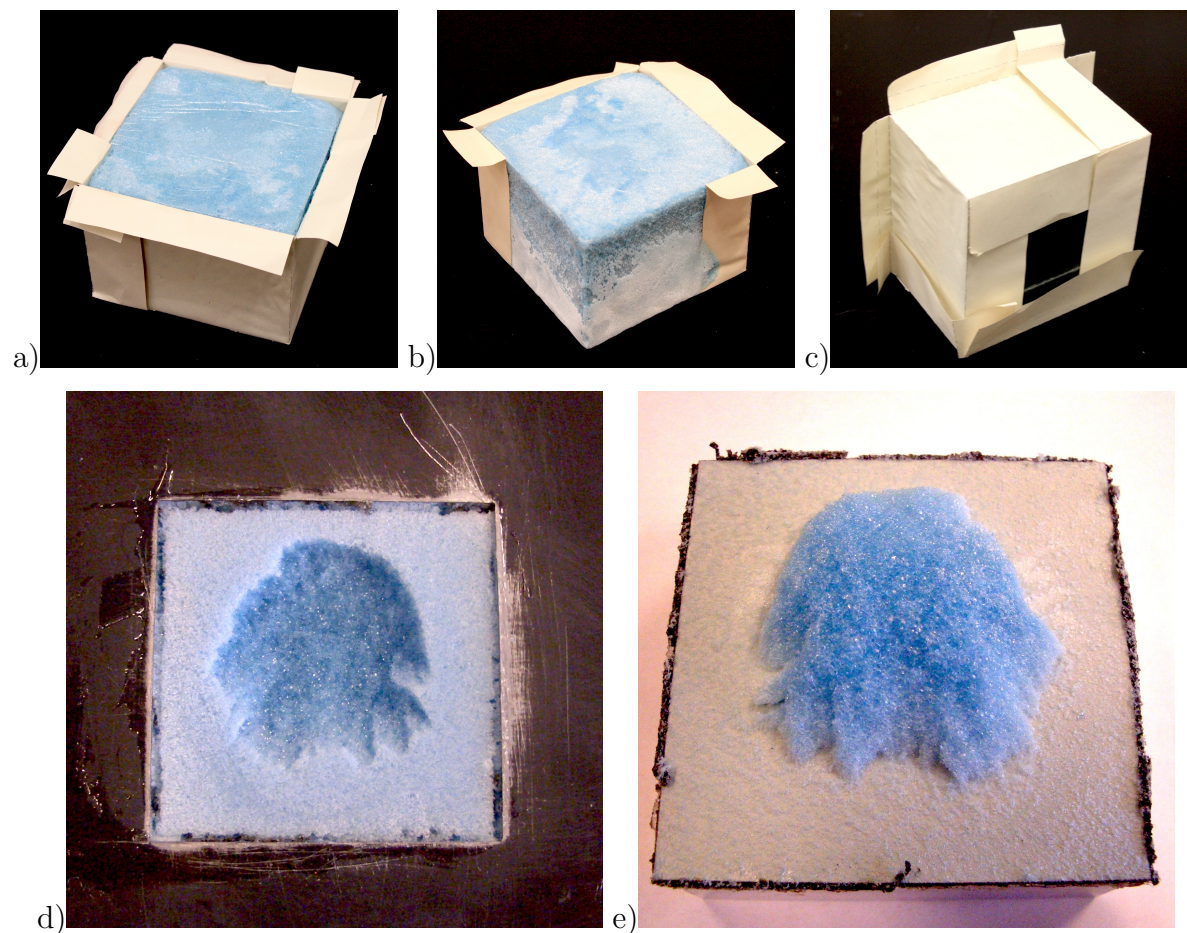


Abb. B.6: Frisch hergestelltes PU-Stahl-Sandwichelement mit Papiereinleger (a-c) und nach der zerstörenden Prüfung (d: Blick auf das Rahmenblech und den Schaumkörper, e: mit dem Innenblech herausgerissener Schaum). Das Versagen ist durchgehend kohäsiv (Bruch im Schaum), folgt aber am Rand dem Blech und reicht erst zur Mitte der Fläche ins Schaumvolumen hinein.

Lebenslauf

Name: Daniel Jörg Michael Döring

Geburtstag/-Ort: 01.04.1977 in München

Schulischer und beruflicher Werdegang

1983 - 1987	Grundschule Aichach
1987 - 1994	Deutschherrengymnasium Aichach
1994 - 1995	Wesley College Melbourne, Australien (Rotary Schüleraustauschprogramm)
1995 - 1997	Deutschherrengymnasium Aichach
1997 - 1998	Grundwehrdienst
1998 - 2004	Physikstudium an der Technischen Universität München (Studienrichtung Biophysik)
2004 - 2010	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kunststofftechnik der Universität Stuttgart
seit 10.2010	Physikingenieur im Bereich Weltraumsimulation, IAGB Ottobrunn

Diplomarbeit

3.2003 - 3.2004 "Analyse von Atemluft zum Zweck des Nachweises, der Quantifizierung und des Monitorings intravenöser Anästhetika mittels Protonen-Transfer-Massenspektroskopie", angefertigt am GSF Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit (Prof. H. G. Paretzke) in Kooperation mit dem Universitätsklinikum München rechts der Isar (Prof. E. Kochs)

Preise und Auszeichnungen

2009 "2009 ASNT Outstanding Paper Award" für:
Solodov, I. ; Pfeiderer, K. ; Döring, D. ; Busse, G.: NDE of anisotropy in composite materials via acoustic birefringence. RNDE 19 (2008), Nr. 3, S. 129 - 143