

Algorithmen zur 3D-Ultraschall Rekonstruktion

Dissertation

zur Erlangung des Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät III
Chemie, Pharmazie, Bio- und Werkstoffwissenschaften
der Universität des Saarlandes

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Rolf Scheben

Stuttgart 2012

Tag des Kolloquiums: 29.05.2012

Dekan:	Prof. Dr. Wilhelm F. Maier
Vorsitzender:	Prof. Dr. Stefan Diebels
Berichterstatter:	Priv. Doz. Dr. habil Martin Spies
	Prof. Dr. Walter Arnold
Akad. Mitarbeiter:	Dr.-Ing. Frank Aubertin

Kurz-Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Rekonstruktionsverfahren in Form eines allgemeinen Vorgehens zu entwickeln. Dieses beschreibt, wie man zu einer konkreten Prüfsituation auf aus den Ultraschalldaten extrahierten Mustern basierende Gleichungen und Merkmale finden kann, mit Hilfe derer Defekte in diesem Bauteil klassifiziert und wesentliche Defektmerkmale wie deren Größe automatisch bestimmt werden können.

Zum Finden dieser durch Defekte verursachten Muster in den Ultraschall-Rohdaten wird der Kalman-Filter verwendet. Die gefundenen Muster werden mit parametrisierbaren Fit-Funktionen verglichen. Mit Hilfe dieser Fit-Funktionen sowie weiterer Merkmale wird die Defektform klassifiziert, sowie Position, Größe und Lage des Defekts bestimmt.

Um passende Fit-Funktionen und die benötigten Mustermerkmale für eine konkrete Prüfsituation identifizieren zu können, wird eine große Datenbasis benötigt. Um diese Datenbasis zu erzeugen, wurde in dieser Arbeit ein Hybridverfahren entwickelt und angewendet, welches die Simulationsmethodiken der "Elastodynamic Finite Integration Technique" (EFIT) und der "Generalisierten Punktquellensynthese" (GPSS) geeignet verbindet.

Short abstract

The goal of this thesis is to develop a reconstruction technique being a general procedure. It describes how to proceed for a given component to identify equations and characteristics based on certain patterns extracted from the ultrasound data which allow one to automatically relate a detected defect to a defect-class and to automatically determine its position, size and orientation.

The proposed approach uses the Kalman filter to search the ultrasound data for patterns caused by defects. The patterns found are compared to fit-functions. Based on the selected fit-function and on additional characteristics of the pattern extracted, the geometry as well as the position, size, and orientation of the defect can be determined.

To be able to identify appropriate fit-functions and pattern characteristics for a given test situation one needs a great number of ultrasound data. To create the ultrasound data basis a hybrid simulation method was developed and used in this thesis that combines the simulation methods “Elastodynamic Finite Integration Technique” (EFIT) and “Generalised Point Source Superposition” (GPSS).

Zusammenfassung

Die Prüfung von Bauteilen ist gerade für neue Produkte unerlässlich, da sie zum einen die Qualität der ausgelieferten Teile sichert und zum anderen häufig auftretende Fehler identifizieren und so zur Verbesserung des Produktionsprozesses beitragen kann. Die Ultraschallprüfung ist eine Möglichkeit, Aussagen über im Bauteil verborgene Fehler zu erhalten. Zur Identifikation und Lokalisierung der auftretenden Defekte benötigt man eine möglichst exakte Fehler-Rekonstruktion und -Identifikation.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Rekonstruktionsverfahren in Form eines allgemeinen Vorgehens zu entwickeln und dieses an einer konkreten Prüfsituation zu demonstrieren. Dieses Vorgehen beschreibt, wie man zu einem konkreten Bauteil auf aus den Ultraschalldaten extrahierten Mustern basierende Gleichungen und Merkmale finden kann, mit Hilfe derer Defekte in diesem Bauteil automatisch einer Defektklasse zugeordnet und wesentliche Defektmerkmale wie Größe, Position und Lage eines Defekts automatisch bestimmt werden können. Bei diesem Vorgehen werden Defekte nach der Form ihrer reflektierenden Oberfläche (konvex, eben/flach, konkav) zu Klassen zusammengefasst.

Das in dieser Arbeit entwickelte Rekonstruktionsverfahren sucht mit Hilfe des Kalman-Filters in den Ultraschalldaten nach Mustern, die durch Defekte verursacht werden. Die gefundenen Muster werden mit parametrisierbaren Fit-Funktionen verglichen, die zu den jeweiligen Klassen von Defekten gehören. Die am besten zu einem Muster passende Fit-Funktion und ggf. weitere Parameter dieser Funktion erlauben es, den Defekt der passenden Defektklasse zuzuordnen. Mit Hilfe dieser Fit-Funktion sowie weiterer Merkmale des extrahierten Musters werden Position, Größe und Lage des Defekts sehr genau bestimmt.

Um passende Fit-Funktionen und die benötigten Mustermerkmale für eine konkrete Prüfsituation identifizieren zu können, wird eine große Datenbasis benötigt. Diese Datenbasis wird auch dazu verwendet, die Rate der korrekt klassifizierten Defekte zu ermitteln, sowie die Genauigkeit, mit der die Defektparameter bestimmt werden können.

Um diese Datenbasis zu erzeugen, benötigt man eine 3D-Simulationsmethode, die sowohl schnell ist, als auch alle Wellenphänomene abbildet. Dazu wurde in dieser Arbeit ein Hybridverfahren entwickelt und angewendet. Die Wechselwirkung zwischen Ultraschallwellen und Defekt wird mittels der "Elastodynamic Finite Integration Technique" (EFIT) simuliert, während die Ausbreitung der Ultraschallwellen vom Sender zum Defekt mittels der "Generalisierten Punktquellensynthese" (GPSS) berechnet wird.

Anders als in anderen Ansätzen wurden Simulation und Rekonstruktion als Teile eines Gesamtsystems implementiert, das es u.a. erlaubt, beliebig komplexe Bauteil- und Defekt-Geometrien zu beschreiben. Im Rahmen dieses Softwarepakets konnte daher auch eine Version der SAFT-Rekonstruktion für beliebig komplexe und inhomogene Prüfkörper implementiert werden.

Abstract

When developing new products one must especially control the produced components to ensure their quality and to detect defects as early as possible. An error analysis can then help to improve the production process. One possibility to inspect components is by using ultrasound. This method is especially suitable for getting information on defects hidden inside the component. Exact reconstruction techniques are needed to identify and locate those defects.

Thus, the goal of this thesis is to develop a reconstruction technique being a general procedure. It describes how to proceed for a given component to identify equations and characteristics based on certain patterns extracted from the ultrasound data which allow one to automatically relate a detected defect to a defect-class and to automatically determine its position, size and orientation. The reconstruction technique defines defect-classes as groups of defects having the same form of reflecting surface (convex, flat, concave). The correct determination of the defect characteristics such as the size of the defect should also be ensured for complex defect geometries and defects close to each other. The proposed reconstruction technique is to be demonstrated for a specific test situation.

The proposed approach uses the Kalman filter to search the ultrasound data for patterns caused by defects. The patterns found are compared to the fit-functions belonging to the defect-classes. The function fitting best to a pattern as well as additional parameters of this function allow one to relate the defect to the appropriate defect-class. Based on the fit-function and on additional characteristics of the pattern extracted, the position, size and orientation of the defect can be determined precisely.

To be able to identify appropriate fit-functions and pattern characteristics for a given test situation one needs a great number of ultrasound data. These data are also used to determine the rate of defects classified correctly as well as the exactness of the calculation-results of the defect characteristics such as its size.

To create the ultrasound data basis one needs a 3D-simulation method which is fast and capable to map all of the wave phenomena. For this purpose a hybrid simulation method was developed and used in this thesis. The interaction between the ultrasonic waves and the defect is simulated by the “Elastodynamic Finite Integration Technique” (EFIT) while the propagation of the waves from the transmitter to the defect is done by the “Generalised Point Source Superposition” (GPSS).

In contrast to other approaches simulation and reconstruction were implemented as parts of an overall system which also allows one to describe arbitrary complex geometries for components and defects. Thus, a reconstruction using SAFT could be implemented capable of dealing with arbitrary complex and inhomogeneous test bodies.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Ziele dieser Arbeit	13
1.1	Ziele und Methoden der Zerstörungsfreien Prüfung	13
1.2	Definition häufig verwendeter Begriffe und Konventionen	16
1.3	Stand der Technik: Simulations-, Rekonstruktions- und Klassifizierungsalgorithmen	18
1.3.1	Simulation	18
1.3.2	Rekonstruktion	19
1.3.3	Klassifizierung	20
1.4	Ziele und Beiträge dieser Arbeit	21
1.5	Aufbau der Arbeit	23
2	Theorie	25
2.1	Physik des Ultraschalls	25
2.1.1	Elastodynamik	26
2.1.2	Separationsansatz für die elastodynamischen Gleichungen	27
2.1.3	Das Huygenssche Prinzip	28
2.2	Inverse Probleme und Rekonstruktion	31
2.2.1	Inverse Probleme	31
2.2.2	Synthetische Apertur-Fokus-Technik	32
2.3	Modellierung der Ultraschallprüfung	36
2.3.1	Vorgehen bei einer Prüfung	36
2.3.2	Das “Linear Time-shift Invariant” (LTI) Modell	37
2.3.3	Finite Differenzen Methode	40
2.4	Theorie des Kalman-Filters	41
2.4.1	Der Diskrete Kalman-Filter	41
2.4.2	Der erweiterte Kalman-Filter	46
2.4.3	Filterung von Messpunkten	47
2.5	Klassifizierungsalgorithmen	48

3	Die verwendeten Simulationsverfahren	57
3.1	Implementierungsentscheidungen	58
3.2	Die Modell-Bibliothek	59
3.2.1	Das Geometriemodul	59
3.2.2	Die Modellierung des Senders	62
3.3	EFIT	63
3.3.1	EFIT3D	64
3.3.2	EFIT2D	76
3.4	Generalisierte Punktquellensynthese	84
3.5	Kopplung von EFIT und GPSS	85
3.5.1	Motivation	85
3.5.2	Ablauf	86
3.5.3	Bestimmung der Zeitdiskretisierung	87
3.5.4	Randbedingungen	88
3.5.5	Demonstration anhand eines analytischen Beispiels	90
3.5.6	Abschätzung des Fehlers des berechneten Schallfelds bei Verwendung des gekoppelten Ansatzes	93
3.5.7	Rechenzeitvergleich von EFIT und EFIT-GPSS	96
4	Der Rekonstruktionsalgorithmus SAFT	99
4.1	Rekonstruktionsalgorithmen	99
4.1.1	Synthetische Apertur-Fokus-Technik (SAFT)	100
4.1.2	SAFT in komplexen Körpern	102
4.1.3	Andere Rekonstruktionsalgorithmen	104
4.2	Programmaufbau der SAFT-Software	108
4.2.1	Einlesen aus verschiedenen Datenquellen	109
4.2.2	Vorverarbeitung	109
4.2.3	Rekonstruktion	111
4.2.4	Nachverarbeitung und Bildverarbeitung	112
4.3	Ergebnisse der SAFT-Rekonstruktion	112
4.3.1	Fall 1: Objekt mit ebener Oberfläche und Flachbodenbohrungen	113
4.3.2	Fall 2: Objekt mit ebener Oberfläche und Zylinderbohrung	114
4.3.3	Fall 3: Zylinderförmiges Objekt mit Zylinderbohrung	115
4.3.4	Schlussfolgerungen	116

5	Rekonstruktion der Defektparameter	119
5.1	2D Defekte	122
5.1.1	Ellipsoide und kreisförmige Defekte	122
5.1.2	Ebene Defekte	126
5.1.3	Riss mit konkaver Oberfläche	131
5.1.4	Rauer Riss senkrecht zur Einschallrichtung	134
5.1.5	Einfluss der Tiefenlage	136
5.1.6	Porennest	140
5.2	3D-Defekte	142
5.2.1	B-Scan	143
5.2.2	Vergleich mit experimentellen Daten	145
5.3	Schlussfolgerungen	145
6	Klassifizierung der Fehler	149
6.1	Extraktion der ALOK	150
6.1.1	Implementierung	150
6.1.2	Beschreibung der Kalman-Filter Gleichungen	152
6.2	Defektidentifikation	154
6.2.1	Monte-Carlo Simulation	154
6.2.2	Güte des Kalman-Filters	155
6.2.3	Güte der Defektidentifikation mit Hilfe von Klassifikationsalgorithmen	157
6.2.4	Auflösung der Defektparameter	160
6.3	Klassifizierung und Parameterrekonstruktion	160
7	Zusammenfassung und Ausblick	165
A	Kalman-Filter	171
A.1	Linearisierung des Prozesses	171
A.2	Berechnung des Anfangszustands	174
A.3	Motivation der Grundgleichungen	178
B	Gleichungen und nützliche Zusammenhänge	181
B.1	Greensche Funktion	181
B.2	Lippmann-Schwinger-Gleichung	182
B.3	Bornsche Näherung	182

Notationen

griechische Symbole	Bedeutung
$\chi(r)$	Kontrastfunktion
χ^2	χ^2 -Wert aus dem gleichlautenden statistischen Test
δ_{ij}	Kronecker-Symbol
ϵ_{ij}	Verzerrungstensor
ϵ_{ijk}	Levi-Civita-Symbol
Φ	skalares Feld
Φ^{total}	gesamtes skalares Feld
Φ_i, Φ^{inc}	einfallendes skalares Feld
Φ_s, Φ^{scatt}	gestreutes skalares Feld
Φ_s^I	gestreutes mit dem einfallenden Feld gefiltertes skalares Feld
Φ^{mo}	modifiziertes Feld
γ	Volumen des Körpers
Γ	Breite der Breit-Wigner Funktion
Γ^{ba}	Reflexionskoeffizient bei der Schallpropagation von Sender a zu Empfänger b
λ	Kontextabhängig: Lamé-Konstante oder Wellenlänge
μ	Lamé-Konstante
ω	Kreisfrequenz
$d\Omega$	Raumwinkel
ρ	Dichte
σ_{ij}	Dehnungstensor
σ	Kontextabhängig: Poissonzahl oder Breite der Gauß-Verteilung
Σ_{ijk}	Triadische Greensche Funktion
Θ_H	holographisches Feld

lateinische Symbole	Bedeutung
A	Amplitude
c_{ijkl}	Steifigkeitstensor
c_{long}	longitudinale Schallgeschwindigkeit
c_{trans}	transversale Schallgeschwindigkeit
d_i^s, d_i^p	Polarisationsfunktionen
E	Elastizitätsmodul
f_c	Nyquist-Frequenz
f_{Center}	Mitten-Frequenz eines Schallpulses
g^α	Richtungsfunktion
G	skalare Greensche Funktion
G_{ij}	Dyadische Greensche Funktion
k	Wellenzahl
k_i, K_i	Wellenzahl-Vektor
\hat{K}_i	Einheitsvektor in Richtung des Wellenzahl-Vektors K_i
n_i	Normalenvektor
\mathcal{O}	Streugeometrie, Objektfunktion
P, P_{ak}	Leistung, akustische Leistung
PV	Cauchy Hauptwert eines Integrals
q, q_c	Quellen des gestreuten Feldes in der Formulierung mit Hilfe von Greenschen Funktionen
R	Reflexionskoeffizient
t_R, t_A, t_G	Transfer-Funktionen
T	Transmissionskoeffizient
u_i	Auslenkungsvektor, Teilchenverschiebungsvektor
v_i	Geschwindigkeit
w	Kontrastquelle
Z	Impedanz

Operatoren	Bedeutung
$\partial_i, \partial_{x_i}$	Ableitung nach der i-ten Komponente des Ortsvektors
$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}}$	Ableitung nach dem Normalenvektor
∂_t	Zeitableitung
D_{ijk}^{Ho}	Hookescher Operator
Δ	Laplace-Operator
S	Streuoperator
\mathcal{O}	Kontextabhängig: Linearer zeitinvarianter Operator oder Objektfunktion
V_χ	Projektions-Operator des Gesamtfelds auf das gestreute Feld
\mathcal{F}	Fourier-Transformation
\mathcal{H}	Hilbert-Transformation

Nomenklatur im Zusammenhang mit dem Kalman-Filter	Bedeutung
x_i	Zustandsvektor
w_i	Fehler des Prozesses
v_i	Fehler auf die Messung
z_i	Messung
A_{ij}	Vorhersage des nächsten Zustandsvektors aus dem aktuellen Zustand x_i
H_{ij}	Zusammenhang zwischen Messung und Zustandsvektor
K_{ij}	Kalman-Matrix
P_{ij}^-, P_{ij}	Kovarianz-Fehlermatrizen
V_{ij}	linearisierte Kovarianz-Fehlermatrix der Messung
W_{ij}	linearisierte Kovarianz-Fehlermatrix des Prozesses

Kapitel 1

Motivation und Ziele dieser Arbeit

In diesem Kapitel werden zunächst Ziele und Methoden der Zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) vorgestellt. Nach einem Überblick über wichtige Prüfmethoden wird näher auf Prüfverfahren im Bereich der Ultraschallprüfung eingegangen. Solche Prüfverfahren basieren auf der Beschallung des Prüfkörpers und der Auswertung der reflektierten Ultraschalldaten. Die Auswertung soll es ermöglichen, im Prüfkörper vorliegende Fehler zu identifizieren und ggf. Aussagen über Größe, Lage und Form des Defekts zu treffen. Um geeignete Auswertungsverfahren entwickeln zu können, benötigt man eine große Datenbasis, die im Allgemeinen durch Simulationen bereitgestellt wird. Bevor in Kapitel 1.4 darauf eingegangen wird, welchen Beitrag diese Arbeit auf dem Gebiet der Simulation und Auswertung von Ultraschalldaten zur Defekt-Identifikation und -Klassifikation leistet, wird zunächst der Stand der Technik auf diesen Gebieten vorgestellt.

1.1 Ziele und Methoden der Zerstörungsfreien Prüfung

In der zerstörungsfreien Prüfung werden Bauwerke und Bauteile zerstörungsfrei auf Defekte hin untersucht, die deren Funktionalität über die Lebensdauer beeinträchtigen können. Zu den vielen Einsatzgebieten zählt z.B. die ständige Prüfung von Kernkraftwerken oder Brücken. Ein weiteres Einsatzgebiet ist beispielsweise die Prüfung der ICE-Achsen. Welche Folgen es haben kann, solche Prüfungen zu selten zu machen, hat die jüngste Vergangenheit gezeigt. Methoden der ZfP kommen außerdem in der Luftfahrt zum Einsatz. In der Produktion werden die Methoden der ZfP primär zur Qualitätssicherung verwendet, sie können aber auch der Prozessverbesserung dienen.

Für dieses breite Spektrum an Aufgaben werden verschiedene Prüfmethoden eingesetzt. Die wichtigsten sind in Abb. (1.1) dargestellt. Jede einzelne Methode hat natürlich spezielle Einsatzgebiete und spezifische Vor- und Nachteile. Die wichtigsten dieser Methoden werden im

Folgenden kurz beschrieben.

Da sich diese Arbeit mit der Ultraschallprüfung beschäftigt, werden deren Grundlagen etwas ausführlicher behandelt.

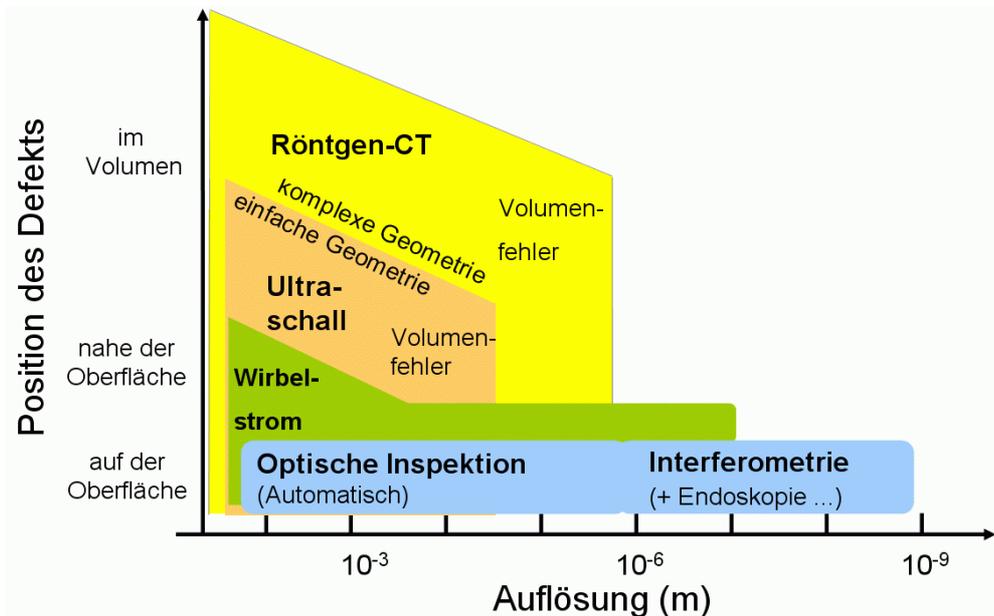


Abbildung 1.1: Überblick über die Methoden in der ZfP [1]

Röntgen-Verfahren Die einfachste Vorgehensweise beruht auf der Durchstrahlung des zu untersuchenden Körpers und der Aufnahme des Röntgenbildes. Die Energie einer typischen Röntgenröhre in der ZfP liegt zwischen 250 keV und 450 keV, obwohl auch höhere Energien möglich sind. Eine einfache Durchstrahlung ergibt eine zweidimensionale Projektion eines dreidimensionalen Körpers. Defekte können auf diese Weise nicht immer erkannt werden, z.B. weil sie ungünstig liegen oder zu klein sind.

Eine deutlich kleinere Strukturen auflösende Technik ist die Röntgen-Computer-Tomographie (Röntgen-CT). Dabei wird das zu untersuchende Teil im Röntgenstrahl gedreht. Aus den Projektionsbildern wird durch die Rückprojektion (inverse Radon-Transformation, [2,3]) ein 3D-Bild erstellt. Dabei können Auflösungen bis zu $1 \mu\text{m}$ erzielt werden. Nachteil der CT ist die lange Aufnahmezeit, die diese Methode für die 100 %-Prüfung in der Produktion ausschließt. Die Aufnahmezeit limitiert auch die Auflösung, die typischerweise in der Größenordnung von 0.1 % – 0.2 % der Bauteilgröße liegt. Die Röntgen-CT kann bei extrem komplexen Geometrien verwendet werden. Ein Beispiel dafür liefern z.B. die Strukturuntersuchungen an Schäumen [4].

Wirbelstrom Durch eine Spule wird ein hochfrequentes Magnetfeld erzeugt. Dieses Magnetfeld induziert in der leitenden Oberfläche Wirbelströme, welche wiederum ein dem ursprünglichen Magnetfeld entgegengesetztes Magnetfeld erzeugen. Ist die Leitfähigkeit in oder unterhalb der Oberfläche durch Defekte wie Risse gestört, ist das durch den Wirbelstrom erzeugte Magnetfeld kleiner. Diese Änderung im Magnetfeld wird gemessen.

Optische Prüfung Die optische Prüfung wird vor allem für dünnwandige Bauteile, in denen sich Defekte auf der Oberflächen zeigen, angewendet. Die Prüfung kann von Sichtprüfern oder automatisiert durchgeführt werden.

Erzeugung und Detektion von Ultraschall In der Ultraschallprüfung wird ein Ultraschallpuls in das zu betrachtende Bauteil übertragen und eine Antwort gemessen. Dies kann auf verschiedene Arten geschehen.

Erzeugung von Ultraschall Ein Ultraschallpuls kann mittels eines elektromechanischen Wandlers (Piezoelement) erzeugt werden. Beim Übergang des Ultraschalls von einem Medium in ein anderes treten Reflexionen auf. Diese sind umso stärker, je unterschiedlicher die Impedanzen der Medien sind. Um die maximale Schallenergie vom Sender in das Bauteil zu übertragen, wird der vom Sender erzeugte mechanische Puls häufig über ein Koppelmittel wie Wasser oder Öl in das zu betrachtende Bauteil eingekoppelt, da diese bezüglich der Impedanz festen Materialien ähnlicher sind als Luft.

Eine weitere Möglichkeit ist Laser-angeregter Ultraschall [5–8]. Dabei wird das Bauteil lokal für einige Nanosekunden durch einen Laserpuls aufgeheizt. Das Material dehnt sich an dieser Stelle aus und erzeugt so einen Ultraschallpuls. Der Vorteil dieser Methode ist, dass kein Koppelmittel notwendig ist und man auch an schwer zugänglichen Stellen einen Ultraschallpuls erzeugen kann. Zusätzlich ist es möglich, sehr hohe Frequenzen im GHz-Bereich zu erzeugen [5, 6]. Die Nachteile dieser Methode sind die Kosten und komplexe Detektion mittels Laserinterferometrie. Anwendung findet diese Methode vor allem bei Prüfungen unter extremen Bedingungen z.B. der Prozesskontrolle oder der Wanddickenmessungen von Stahl im Produktionsprozess bei Temperaturen um 1000° [5], sowie für Bauteile mit komplexen Geometrien oder aus Verbundwerkstoffen.

Eine dritte Möglichkeit ist die kontaklose Anregung von Ultraschall mittels elektromagnetischer Felder. Dabei kommen zwei Wirkmechanismen zur Anwendung. Zum einen nutzt man die Lorentz-Kraft, die aufgrund eines konstanten Magnetfelds und eines induzierten Wirbelstroms im Material wirkt und so eine Ultraschallwelle verursacht. Der zweite Wirkmechanismus der ausgenutzt werden kann, ist die Magnetostriktion, d.h. die Deformation ferromagnetischer Materialien unter Einfluss eines äußeren Magnetfelds. Diese Methode

funktioniert nur bei metallischen Oberflächen bzw. bei ferromagnetischen Materialien und wird bei Frequenzen bis ca. 2 MHz eingesetzt [9, 10].

Detektion von Ultraschall Meistens wird bei der Detektion des Ultraschalls das gleiche Prinzip wie bei der Anregung verwendet. Eine Möglichkeit ist also die Wandlung des mechanischen Pulses durch ein Piezoelement in einen elektrischen Puls, der aufgezeichnet wird. Eine weitere Möglichkeit, die mechanische Auslenkung an der Bauteiloberfläche zu erfassen, ist die mittels Laserinterferometrie [5–8]. Ebenso kann das obige Prinzip zur Erzeugung von Ultraschall mit Hilfe elektromagnetischer Felder umgekehrt zur Messung verwendet werden.

1.2 Definition häufig verwendeter Begriffe und Konventionen

In der Ultraschallprüfung werden viele Fachbegriffe verwendet, die Eingang in diese Arbeit finden und die im Folgenden beschrieben werden sollen.

Detektion Detektion ist ein häufig benutztes Synonym für Messung.

Pulse-Echo und Pitch-Catch Als Pulse-Echo bezeichnet man eine Datenaufnahme, bei der Erzeugung und Detektion des Ultraschalls am gleichen Ort stattfinden. Im Gegensatz dazu bezeichnet man eine Konfiguration als Pitch-Catch, wenn die Sendeposition nicht der des Empfängers entspricht.

A-Scan Als A-Scan bezeichnet man das Signal, welches der Ultraschallempfänger aufnimmt. Dabei wird die Amplitude in Abhängigkeit von der Laufzeit festgehalten.

B-Scan Ein B-Scan ist eine Reihe von A-Scans, die entlang einer (Scan-) Linie aufgenommen wurden.

C-Scan Wie ein B-Scan besteht ein C-Scan aus einer Reihe von A-Scans, aber im Gegensatz zum B-Scan wird mit dem Sender nicht eine Linie sondern eine Fläche abgefahren.

Phased Array Ein Phased Array besteht aus mehreren Piezowandlern, die elektronisch in Phase oder zeitlich versetzt angesteuert werden können. Dadurch ergibt sich z.B. die Möglichkeit, den Schall auf einen bestimmten Punkt oder eine Linie zu fokussieren. Auch ist es möglich, das Schallbündel zu schwenken und so einen sogenannten Sektorscan zu machen.

Signal-to-Noise Ratio (SNR) Das Signal-Rausch-Verhältnis ist in dieser Arbeit definiert durch:

$$\text{SNR} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{A_{\text{Signal}}}{A_{\text{Noise}}} \right) \quad (1.1)$$

Standardreflektoren Standardreflektoren sind definierte Fehler, die in das zu prüfende Bauteil eingebracht werden. Zwei häufige Formen sind Kreisscheibenreflektoren (“Flat Bottom Holes”, FBH), die eine ebene Oberfläche haben und seitliche Zylinderbohrungen (“Side Drilled Holes”, SDH). Sie dienen in der Ultraschalltechnik zur Kalibrierung und zum Ermitteln der Detektionsgrenzen und damit dem Nachweis, ob ein bestimmtes Verfahren ausreichend ist, unter allen Umständen die kritischen Defekte zu finden.

Amplituden-Laufzeit-Ortskurve Unter dem Begriff der Amplituden-Laufzeit-Ortskurve (kurz: ALOK) sind die Laufzeit-Ortskurve (kurz: LOK) und Amplituden-Ortskurve (kurz: AOK) zusammengefasst. Dabei sind jeweils die Laufzeit und die Amplitude des durch den Defekt rückgestreuten Ultraschalls gegen die Position des Senders aufgetragen. Das Standardverfahren zur Ermittlung der ALOK aus den Ultraschalldaten beruht auf der Suche nach maximaler Amplitude im A-Scan innerhalb eines Zeitfensters.

Prüfsituation Unter den Begriff der “Prüfsituation” wird in dieser Arbeit alles gefasst, was zur Bauteilprüfung gehört. Dazu gehört die “Hardware”, also das zu prüfende Bauteil, der verwendete Prüfkopf, die Ankopplung, sowie eine ggf. vorhandene Scan-Vorrichtung. Ebenso wird darunter die Datenaufnahme gefasst, also unter welchem Winkel eingeschallt wird und welches Raster von einer Scan-Vorrichtung abgefahren wird. Je nach Kontext wird an einigen Stellen in dieser Arbeit auch die Datenverarbeitung in den Begriff der Prüfsituation mit einbezogen. Datenverarbeitung ist z.B. die Darstellung als B- oder C-Scan, die Rekonstruktion, die automatische Bewertung der Ultraschall-Daten mit Hilfe eines Schwellwertverfahrens oder die Auswertung eines Prüfers bis zur Entscheidung, ob ein Bauteil in Ordnung (IO) oder nicht in Ordnung (NIO) ist.

Konventionen

In dieser Arbeit werden Vektoren, Matrizen und Tensoren durch Indizierung gekennzeichnet. In einzelnen Fällen werden Vektoren auch durch fette Schreibweise gekennzeichnet, z.B. falls eine Funktion von ihnen abhängt. Es wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet, d.h. über gleichlautende Indizes wird summiert.

Wird eine Funktion im Fourierraum dargestellt, so wird sie durch ihr Argument kennzeich-

net bezüglich dessen die Fourier-Transformation durchgeführt wurde ($t \leftrightarrow \omega$, $r_i \leftrightarrow k_i$).

1.3 Stand der Technik: Simulations-, Rekonstruktions- und Klassifizierungsalgorithmen

1.3.1 Simulation

Die Simulation von Prüfsituationen kann unterschiedlichen Zielen dienen, z.B. der Bestimmung der minimal detektierbaren Defektgröße in dieser Prüfsituation oder als Unterstützung der Interpretation der experimentell zu erwartenden A-Scans. Zur Simulation von Prüfungen mit Ultraschall sind verschiedene Methoden entwickelt worden, aber nur wenige wurden kommerzialisiert. Aufgrund begrenzter Rechenkapazitäten wurden zuerst Ray-Tracing Algorithmen [11, 12] entwickelt. Dabei werden die Wellenfronten durch Strahlen approximiert. Eine Wellenfront kann somit durch viele Strahlen dargestellt werden. Die Gesetzmäßigkeiten zur Propagation, Brechung und Reflexion müssen allerdings separat implementiert werden. Diese Methode wird auch in kommerzieller Software verwendet, z.B. Imagine3D [13].

Eine effizientere Methode der Modellierung des Schallfelds eines Ultraschallsenders und dessen Interaktion mit Grenzflächen ist die Gauß-Strahlen-Methode [14, 15]. Ein Gauß-Strahl ist eine paraxiale Näherungslösung der Wellengleichung [15]. Wie im obigen Fall muss die Transformation der Strahlen durch Brechung und Reflexion an jeder Grenzfläche berechnet werden. Da die Gauß-Strahlen Näherungslösungen zu den Bewegungsgleichungen darstellen, kann auch die Summe mehrerer Gauß-Strahlen nur eine Näherungslösung sein. Der Vorteil ist jedoch, dass für die Simulation der meisten Prüfsituationen nur wenige Gauß-Strahlen notwendig sind [15].

Die Pencil-Methode beruht ebenfalls auf einer Summation von Strahlen. Dabei wird die Amplitude jedes Strahlenbündels ("Pencil") in Abhängigkeit von der Strahllänge mit Hilfe eines paraxialen Strahls berechnet, der die Einhüllende um den axialen Strahl beschreibt [16, 17]. Diese Methode kommt in der kommerziellen Software CIVA [18] zur Simulation von Ultraschallinspektionen zum Einsatz.

Die Generalisierte Punktquellenmethode (GPSS¹) [19] beruht auf der numerischen Integration über eine Oberfläche, die z.B. durch direkte Anregung oder durch einfallenden Ultraschall selber Quelle von Ultraschall wird. Die GPSS berechnet die Ultraschallausbreitung und Interaktion mit den Defekten durch numerische Integration der Greenschen Funktionen zur

¹GPSS engl. für Generalized Point Source Superposition

zugrundeliegenden elastodynamischen Bewegungsgleichung und ist somit eine halbanalytische Methode. Die Simulation der Ausbreitung von Ultraschallwellen mit dieser Methode ist auch in komplexen Geometrien möglich, wie bereits in [20] gezeigt wurde.

Die Rechenzeit bei allen vorgestellten Methoden hängt von der Größe und Anzahl der zu berücksichtigenden Oberflächen ab, also z.B. den Grenzflächen zwischen zwei Medien oder den Defektoberflächen jedoch nicht vom Volumen des betrachteten Bauteils.

Eine andere Herangehensweise der Simulation der Ausbreitung von Ultraschall in Festkörpern beruht auf der direkten Diskretisierung der elastodynamischen Bewegungsgleichungen im zu berechnenden Volumen des Bauteils. Dazu gehören die Finite-Elemente- und die Finite-Differenzen-Methode. Durch die hohe Anzahl an Diskretisierungspunkten im Volumen, an denen die diskretisierten Gleichungen gelöst werden, dauern die Berechnungen deutlich länger als in den oben vorgestellten Methoden. Daher sind die Anwendungsmöglichkeiten in drei Dimensionen noch immer begrenzt, obwohl die verfügbare Rechnerleistung stetig steigt [21, 22]. Ein Vertreter dieser Gruppe ist die “Elastodynamische Finite Integrations-Technik” (EFIT) [23, 24], welche die elastodynamischen Differentialgleichungen mittels der Finiten-Differenzen-Methode auf einem verschobenen Gitter (“staggered grid”) diskretisiert. Die Bezeichnung “Integrations-Technik” kommt aus der Herleitung dieses Algorithmus: hier wurden die elastodynamischen Gleichungen zunächst integriert und dann diskretisiert.

1.3.2 Rekonstruktion

Rekonstruktion ist im weitesten Sinne eine Methode zur (approximativen) Lösung des inversen Problems [25].

Das direkte Problem in der Ultraschallprüfung lässt sich wie folgt beschreiben:

$$S\Phi^{incident} = \Phi^{scattered}. \quad (1.2)$$

Es wird das gestreute Feld $\Phi^{scattered}$ gesucht, wobei das einfallende Feld $\Phi^{incident}$ und die Streugeometrie bzw. der Streuoperator S vorgegeben sind. Das inverse Problem versucht dagegen, bei vorgegebenem einfallenden und reflektierten Feld die zugrundeliegende Streugeometrie zu ermitteln. Das inverse Problem ist “schlecht gestellt” (s. Kapitel 2.2), da die Lösung nicht eindeutig und nicht stabil ist, wobei Stabilität der Lösung heißt, dass “kleine” Änderungen in den Daten “kleine” Änderungen in der Lösung verursachen [26]. Zur Regularisierung kann man verschiedene Ansätze wählen. Der SAFT-Algorithmus² beruht auf der Linearisierung des gestreuten Felds mittels der Bornschen Näherung, in der die explizite Abhängigkeit vom unbekanntem Gesamtfeld durch eine Abhängigkeit vom einfallenden Feld

²SAFT = “Synthetische Apertur-Fokus-Technik”

ersetzt wird, und auf der Rückpropagation des gestreuten Felds in das Volumen [27, 28]. Während bei SAFT der Rückpropagationsoperator in analytischer Form approximiert wird, ist es auch möglich, diesen numerisch zu bestimmen. Diesen Ansatz verfolgt die Methode des Time Reversal [29, 30], welche die gestreuten Felder in zeitlich invertierter Form in das Volumen propagiert.

Weitere Möglichkeiten, das inverse Problem zu regularisieren ohne es linearisieren zu müssen, werden in Kapitel 4.1.3 beschrieben und in den dort angegebenen Quellen.

1.3.3 Klassifizierung

Unter Klassifizierung wird im Allgemeinen die automatische Unterscheidung zwischen zwei oder mehreren verschiedenen Klassen verstanden, wobei eine Klasse durch gleiche Eigenschaften definiert wird, also z.B. durch das gleiche Material oder die gleiche Form. Insofern kann auch eine reine Defektidentifikation, d.h. eine Unterscheidung zwischen IO und NIO als Klassifizierung verstanden werden. In dieser Arbeit wird der Begriff Klassifizierung meist in dem Sinne verwendet, dass ein Verfahren mit Hilfe geeigneter Merkmale automatisch zwischen zwei oder mehr Klassen von Defekten bzw. Reflektoren im zu untersuchenden Bauteil unterscheidet. Zum Einsatz von Klassifikationsverfahren zur Defektklassifikation in der ZfP mit Ultraschall gibt es nur wenige Arbeiten in der Literatur.

Ziel der Klassifikation in [31] ist die Unterscheidung zwischen zwei Klassen von "Defekten" und zwar von Gebieten mit größerer und kleinerer Impedanz im Vergleich zum umgebenden Medium (hier Beton). In dem konkreten Anwendungsfall soll so zwischen der Reflexion an den zur Verstärkung des Betons eingebrachten Stahlstäben und Verpressfehlern, also Luft einschüssen unterschieden werden. Als Merkmal wird dazu die Phase in dem rekonstruierten SAFT-Bild an der Stelle herangezogen, an der aufgrund der Amplitude des rekonstruierten SAFT-Bilds ein Defekt vermutet wird.

Um im Allgemeinen aus rekonstruierten SAFT-Bildern weitergehende Informationen z.B. zur Defektform automatisiert zu erhalten, benötigt man jedoch Bilderkennungs- und Klassifikationsalgorithmen. Ein solcher Ansatz wurde bisher jedoch nicht vorgestellt [32].

In [33] wurde in Stahl zwischen einem Porennest und einer großen Pore aufgrund der reflektierten Signalform unterschieden. Dabei wird das Signal mit Wavelets transformiert. Die Wavelet-Koeffizienten sind die Eingangsparameter für ein neuronales Netz, welches beide Defektarten unterscheidet. Dieses Verfahren ist in der Praxis jedoch nur sehr eingeschränkt anwendbar, da sichergestellt werden muss, dass auch nur diese beiden Defektformen im untersuchten Bauteil vorkommen.

1.4 Ziele und Beiträge dieser Arbeit

In der industriellen Produktion sind die Methoden der ZfP in zwei verschiedenen Anwendungsfeldern wichtig. Bei der Serienprüfung ist nur eine schnelle Defektidentifikation (IO/NIO³) von Interesse. Bei der Prozessentwicklung und beim Serienanlauf eines neuen Produkts interessiert dagegen die Defektklassifikation inklusive automatisierter quantitativer Aussagen zu deren Größe, Lage und Form. Zu dieser Problematik gibt es, wie im vorigen Kapitel bereits gesagt, nur wenige Arbeiten in der Literatur. Die Problematik der Defektklassifizierung wird durch komplexe Bauteil- und Defektgeometrien zusätzlich erschwert.

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit ist es, ein Rekonstruktionsverfahren in Form eines allgemeinen Vorgehens zu entwickeln, das beschreibt, wie man zu einem konkreten Bauteil auf den ALOK basierende Gleichungen und Merkmale finden kann, mit Hilfe derer Defekte in diesem Bauteil automatisch einer Defektklasse zugeordnet und wesentliche Defektparameter wie Größe, Position und Lage eines Defekts automatisch bestimmt werden können. Bei diesem Vorgehen werden Defekte nach der Form ihrer reflektierenden Oberfläche (konvex, eben/flach, konkav) zu Klassen zusammengefasst.

Kern dieses Verfahrens ist die Mustererkennung mittels des Kalman-Filters [34], der erstmals zu diesem Zweck in der ZfP eingesetzt wird. Im Gegensatz zu anderen Anwendungsgebieten dient der Kalman-Filter hier dazu, die ALOK aus den empfangenen Ultraschalldaten zu extrahieren. Dies kann gerade bei komplexen Fehlergeometrien oder bei zwei nahe beieinander liegenden Defekten schwierig sein. Dadurch, dass der Kalman-Filter nach bestimmten Mustern in den Ultraschalldaten sucht, ist er im Gegensatz zum in [35] beschriebenen Verfahren in der Lage, solche ALOK zu trennen. Die ALOK werden dann mit parametrisierbaren Fit-Funktionen verglichen, die zu den jeweiligen Klassen von Defekten gehören. Diese Fit-Funktionen wurden in dieser Arbeit beispielhaft für eine konkrete Prüfsituation erarbeitet. Die Fit-Funktion, die gemäß des χ^2 -Kriteriums [36] am besten zur ALOK passt, erlaubt es, den Defekt der passenden Defektklasse zuzuordnen. Diese Fit-Funktion sowie weitere Merkmale der extrahierten ALOK werden zur Bestimmung von Größe, Lage und Form des Defekts herangezogen.

Um die geeigneten Gleichungen für den Kalman-Filter aufstellen zu können, müssen sowohl die konkrete Prüfsituation als auch, sofern bekannt, die möglichen auftretenden Defektgeometrien genau analysiert werden. In dieser Arbeit wurden für eine Prüfsituation Defekte mit beliebigen Oberflächen und beliebigen Lagen untersucht. Dazu benötigt man eine effiziente Simulationsmethode, die die Ultraschallausbreitung in komplexen Bauteilen und die Wechselwirkung des Ultraschalls mit komplexen Defektgeometrien simulieren kann. Dabei soll

³IO = In Ordnung, NIO = Nicht in Ordnung

vor allem die Interaktion der Ultraschallwellen mit dem Defekt mit Hilfe von EFIT simuliert werden, da EFIT alle Wellenphänomene direkt abbildet.

Auch in [37] wurde EFIT eingesetzt, um komplexe Geometrien zu simulieren. Bei Verwendung von EFIT ist es jedoch nicht trivial, die Randbedingungen für beliebig gekrümmte Oberflächen korrekt zu berücksichtigen. Falsche Randbedingungen führen zur Divergenz des EFIT-Algorithmus oder zur nicht korrekten Abbildung der auftretenden Oberflächenwellen. Ein Vorgehen, wie man zu den korrekten Randbedingungen kommt, wurde weder in [37] noch an anderer Stelle in der Literatur bislang vorgestellt.

Ein solches Vorgehen wurde daher hier entwickelt und beschrieben. Das Verfahren erlaubt es, aus einer allgemeinen CAD-ähnlichen Geometriedefinition die Randbedingungen automatisch so zu berücksichtigen, dass die Geometrie durch die quaderförmigen EFIT-Elemente optimal approximiert wird, die Randeffekte korrekt abgebildet werden und die Berechnung stabil bleibt. Dadurch ist es möglich, mit EFIT die Ultraschallwellenausbreitung in dreidimensionalen komplexen Geometrien zu berechnen.

Aufgrund der hohen Anzahl benötigter Diskretisierungszellen ist EFIT in drei Dimensionen jedoch nur für kleine Geometrien bzw. niedrige Frequenzen geeignet, da der Rechenaufwand mit der Abmessung oder der Frequenz stark wächst. Bei größerer Ausdehnung benötigt man mehr Diskretisierungspunkte (linear mit jeder Dimension) und eine längere Simulationsdauer (also mehr Zeitschritte). Bei höheren Frequenzen muss die Diskretisierung (räumlich und in den Zeitschritten) jeweils linear verfeinert werden, so dass in beiden Fällen der Rechenaufwand für Simulationen in drei Dimensionen mit der vierten Potenz wächst.

Um einen umfangreichen Datensatz von Ultraschall-Scans in einem Bauteil zu erstellen, der als Ausgangspunkt zur Klassifizierung der verschiedenen Defektformen dient, benötigt man eine große Anzahl von Simulationen. Um diese auch in drei Dimensionen in angemessener Zeit ausführen zu können, werden in dieser Arbeit erstmals die beiden Simulationsalgorithmen EFIT und GPSS gekoppelt. Dabei simuliert EFIT die Ultraschallpropagation in einer kleinen Umgebung des Defekts und die Interaktion des Ultraschalls mit dem Defekt, während die Ausbreitung der Ultraschallwellen vom Sender zum Defekt mittels der Generalisierten Punktquellensynthese berechnet wird. Durch Ausnutzung des Auldschen Theorems [38] muss die Propagation des Ultraschalls vom Defekt zum Empfänger nicht zusätzlich simuliert werden. Man erreicht auch bei kleinen Geometrien eine Beschleunigung der Berechnung gegenüber einer reinen EFIT-Simulation um einen Faktor 10. Diese neue Simulationsmethode wird anhand von Vergleichen mit etablierten Simulationsmethoden und mit experimentellen Daten validiert.

Statt EFIT und GPSS zu koppeln, wird in [39] das kommerzielle Tool CIVA mit einer

FEM⁴-Software gekoppelt. Diese gekoppelte Version ist kommerziell jedoch nicht verfügbar und konnte daher in der vorliegenden Arbeit nicht zur Simulation benutzt werden. Zudem können mit CIVA komplexe Geometrien nur in begrenztem Maß simuliert werden.

Die aus den vorgenannten Gründen notwendig gewordene Eigenimplementierung bietet zudem den Vorteil, dass beim Entwurf der Software auf eine gute und flexible Schnittstelle zwischen Simulation und Rekonstruktion geachtet werden kann, an die sowohl die unterschiedlichen Simulationsverfahren als auch die unterschiedlichen Rekonstruktionsverfahren angebunden werden können. Die in dieser Arbeit gewählte Schnittstelle erlaubt es, dass Simulation und Rekonstruktion auf die gleichen Informationen über die Prüfsituation zugreifen und insbesondere auch die gleiche Geometriedefinition verwenden können. Außerdem können Informationen über das Schallfeld und die Laufzeiten von der Rekonstruktion verwendet werden. Diese Umsetzung erlaubt zum einen die Beschreibung von beliebig komplexen Bauteil- und Defekt-Geometrien und zum anderen die Behandlung inhomogener Körper, sodass im Rahmen dieses Softwarepakets auch eine Version der SAFT-Rekonstruktion für beliebig komplexe und inhomogene Prüfkörper implementiert werden konnte.

1.5 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut. Im zweiten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Elastodynamik, des SAFT-Algorithmus, des Auld'schen Theorems und des Kalman-Filters zusammengefasst, sowie die zur IO/NIO Identifikation verwendeten bekannten Klassifikationsverfahren beschrieben.

Im dritten Kapitel werden die verwendeten Simulationsmethoden vorgestellt. Dabei wird das Verfahren zur Bestimmung der korrekten Randbedingungen für EFIT in drei Dimensionen erläutert und die implementierte EFIT-Version validiert. Dazu wird u.a. ein Vergleich mit der FEM-Software Comsol Version 3.4 [40] bezüglich der berechneten Schallfeldprofile und der benötigten Rechenzeit durchgeführt. Nach der Vorstellung von EFIT und GPSS wird die Kopplung beider Simulationsverfahren beschrieben und diese Hybrid-Simulationsmethode ebenfalls validiert. Die von Simulation und Rekonstruktion gemeinsam verwendeten Softwareteile, wie z.B. das Modul zur Beschreibung des Prüfkörpers, werden diesem Kapitel zugeordnet.

Im vierten Kapitel werden verschiedene Rekonstruktionsverfahren vorgestellt. Schwerpunktmäßig wird auf das in dieser Arbeit implementierte SAFT-Verfahren eingegangen. Aufgrund der flexiblen Geometriebeschreibung ist die erarbeitete SAFT-Version in beliebigen Geometrien und unter Verwendung der Ray-Tracing Methode auch in inhomogenen Körpern

⁴FEM: Finite-Elemente-Methode

anwendbar. Neben dem allgemeinen Programmaufbau wird eine Möglichkeit zur Nachverarbeitung des rekonstruierten Bildes sowie ein Modul vorgestellt, das diverse in dieser Arbeit implementierte Möglichkeiten bietet, die Ultraschalldaten vor der Rekonstruktion zu filtern. Abschließend wird SAFT auf drei experimentelle Testfälle angewendet, um die gegenüber den A-, B- und C-Scans von SAFT erreichbare Verbesserung des SNR zu quantifizieren.

Im fünften Kapitel wird das in dieser Arbeit entwickelte Rekonstruktionsverfahren beispielhaft auf eine konkrete Prüfsituation angewendet, in der ein quaderförmiges Bauteil mit Hilfe eines linearen Phased-Arrays geprüft wird. Auf diese Prüfsituation werden zunächst die vorgestellten Simulationsmethoden angewendet. Diese werden hier für verschiedene Defektformen sowohl in zwei Dimensionen, als auch in geringerem Umfang in drei Dimensionen simuliert. Die aus den Simulationsdaten mit Hilfe des Kalman-Filters extrahierten ALOK werden der Methodik dieser Arbeit entsprechend auf geeignete, die Defektform identifizierende, Fit-Funktionen hin untersucht sowie auf weitere Merkmale der ALOK, die in die Bestimmung der Defektparameter einfließen. Es wird dargestellt, wie man aus Daten der Fit-Funktionen und den identifizierten Merkmalen der ALOK Gleichungen ableiten kann, über die man die Defektparameter Größe, Lage, Position und Tiefe zuverlässig rekonstruieren kann.

Im sechsten Kapitel wird dann beschrieben, wie die ALOK aus den Ultraschalldaten mit Hilfe der Mustererkennung auf Basis des Kalman-Filters extrahiert wird. Es wird zudem gezeigt, dass die IO/NIO-Identifikation auf Basis des Kalman-Filters gegenüber einem einfachen Schwellwert-Verfahren auf die A-, B- und C-Scans verbessert werden kann. Die IO/NIO Identifikation wird dabei durch Anwendung der in Kapitel 2.5 vorgestellten Klassifikations-Verfahren auf diverse vom Kalman-Filter gelieferte Parameter realisiert. Um die Güte des entwickelten Verfahrens beurteilen zu können, wird abschließend die Auflösung der aus den ALOK mit Hilfe der Fit-Funktionen und Gleichungen aus Kapitel 5 rekonstruierten Defektparameter bestimmt.

Das siebte Kapitel schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem kurzen Ausblick auf mögliche zukünftige Weiterentwicklungen ab.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die in dieser Arbeit erarbeiteten und verwendeten Methoden zusammengefasst. Dabei behandelt Kapitel 2.1 die elastodynamischen Bewegungsgleichungen, das Huygenssche Prinzip und die skalare Streutheorie. Die elastodynamischen Bewegungsgleichungen werden für EFIT diskretisiert, während GPSS auf deren Integralformulierung, dem Huygensschen Prinzip, beruht. Die skalare Streutheorie ist Ausgangspunkt des Kapitels 2.2. In diesem Teil wird die Herleitung des Rekonstruktionsverfahrens SAFT nachvollzogen. Das folgende Kapitel 2.3 beschäftigt sich im Wesentlichen mit dem Auldschen Theorem, welches die Kopplung zwischen EFIT und GPSS für das in dieser Arbeit entwickelte gekoppelte Simulationsverfahren vereinfacht. In Kapitel 2.4 wird der lineare und der erweiterte Kalman-Filter eingeführt. Dieser ist Grundlage des in dieser Arbeit entwickelten Verfahrens zur Identifikation von Mustern von Defektreflexen in Ultraschalldaten. Abschließend werden in Kapitel 2.5 die in dieser Arbeit verwendeten bekannten Klassifikationsverfahren vorgestellt. Diese Klassifikationsverfahren dienen der Absicherung, dass die mit dem Kalman-Filter gefundenen Muster tatsächlich von einem Defekt verursacht wurden.

2.1 Physik des Ultraschalls

Im Folgenden werden die physikalischen Gleichungen angegeben, die für die Modellierung der Ausbreitung von Ultraschall im Festkörper notwendig sind. Die genauen Herleitungen finden sich z.B. in [41] und [28].

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Effekte ist die Auslenkung eines Volumenelements immer sehr klein und damit die Linearität zwischen Kraft und Gegenkraft gegeben.

2.1.1 Elastodynamik

Sei $u_i(\mathbf{r}, t)$ der Vektor, welcher die Auslenkung eines infinitesimalen Volumenelements aus seiner Ruhelage beschreibt. Der deformierte Zustand kann durch den sogenannten Verzerungstensor ϵ_{ij} beschrieben werden, der im linearen Fall mit der Auslenkung $u_i(\mathbf{r}, t)$ verknüpft werden kann:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.1)$$

Den Zusammenhang zwischen Dehnungstensor ϵ_{ij} , Steifigkeitstensor c_{ijkl} und dem Spannungstensor σ_{ij} kann man gemäß des Hookeschen Gesetzes [28]

$$\sigma_{ij}(\mathbf{r}, t) = c_{ijkl}(\mathbf{r})\epsilon_{kl}(\mathbf{r}, t) \quad (2.2)$$

formulieren. Aus Symmetrieüberlegungen [41] kann man schließen, dass

$$\begin{aligned} c_{ijkl}(\mathbf{r}) &= c_{ijlk}(\mathbf{r}) \\ c_{ijkl}(\mathbf{r}) &= c_{jikl}(\mathbf{r}) \\ c_{ijkl}(\mathbf{r}) &= c_{klij}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

gelten muss, woraus nach einfacher Rechnung folgt, dass c_{ijkl} maximal 21 linear unabhängige Komponenten hat. Ist das betrachtete Material isotrop, d.h. hat es die gleichen elastischen Eigenschaften in allen Raumrichtungen, so reduziert sich die Zahl der linear unabhängigen Komponenten auf 2 und es gilt [41]

$$c_{ijkl}(\mathbf{r}) = \lambda(\mathbf{r})\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu(\mathbf{r})(\delta_{ik}\delta_{lj} + \delta_{jk}\delta_{li}), \quad (2.4)$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Symbol ist und λ und μ die Lamé-Konstanten des isotropen Festkörpers. Ist das Material außerdem homogen, so entfällt die Abhängigkeit der Materialparameter vom Ort \mathbf{r} . Durch Einsetzen erhält man aus dem Hookeschen Gesetz:

$$\sigma_{ij} = \lambda\delta_{ij}\partial_k u_k(\mathbf{r}, t) + \mu(\partial_i u_j(\mathbf{r}, t) + \partial_j u_i(\mathbf{r}, t)). \quad (2.5)$$

Definiert man den Hookeschen Operator als

$$D_{ijk}^{(Ho)} = \lambda\delta_{ij}\partial_k + \mu(\delta_{jk}\partial_i + \delta_{ik}\partial_j), \quad (2.6)$$

so lässt sich die Glg. (2.5) als

$$\sigma_{ij} = D_{ijk}^{(Ho)} u^k(\mathbf{r}, t) \quad (2.7)$$

schreiben. Aus dem Newtonschen Gesetz erhält man die Cauchysche Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{\partial^2 u_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \partial_i \sigma_{ij}(\mathbf{r}, t) + f_j(\mathbf{r}, t). \quad (2.8)$$

Die Gleichungen (2.7) und (2.8) beschreiben die Reaktion des Spannungstensors eines Körpers auf eine anliegende zeitlich veränderliche Kraft und somit insbesondere die Ausbreitung elastischer Wellen in homogenen isotropen Materialien. Ebenso lassen sich komplexere Materialien durch diese beiden Gleichungen beschreiben, wenn man c_{ijkl} und damit den Hookeschen Operator entsprechend formuliert.

2.1.2 Separationsansatz für die elastodynamischen Gleichungen

Man kann zeigen [41], dass die Lösung der elastodynamischen Gleichungen in unendlich ausgedehnten, isotropen Körpern als Summe aus einem divergenzfreien und einem rotationsfreien Teil darstellbar ist.

Setzt man in Glg. (2.8) die Gleichung (2.7) ein, so erhält man nach einigen Umformungen:

$$\rho \partial_t^2 u_i(\mathbf{r}, t) = c_{trans}^2 \partial_j \partial_j u_i(\mathbf{r}, t) + (c_{long}^2 - c_{trans}^2) \partial_i \partial_j u_j(\mathbf{r}, t). \quad (2.9)$$

Dabei sind

$$c_{long} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad c_{trans} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (2.10)$$

Der Vektor u_i lässt sich in zwei Teile zerlegen und zwar in einen rotationsfreien und einen divergenzfreien Teil, d.h.

$$u_i(\mathbf{r}, t) = u_{i,long}(\mathbf{r}, t) + u_{i,trans}(\mathbf{r}, t), \quad \partial_i u_{i,trans}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \epsilon_{ijk} \partial_i u_{j,long}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen und Anwendung der Divergenz- bzw. Rotationsoperatoren erhält man zwei separate Wellengleichungen:

$$\partial_t^2 u_{i,long}(\mathbf{r}, t) - c_{long}^2 \Delta u_{i,long}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \partial_t^2 u_{i,trans}(\mathbf{r}, t) - c_{trans}^2 \Delta u_{i,trans}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.12)$$

Man kann daher $u_{i,long}$ und $u_{i,trans}$ mit zwei verschiedenen Wellenmoden identifizieren, die im isotropen unbegrenzten Körper voneinander separierbar sind. Man nennt $u_{i,long}$ die *longitudinale* Mode, weil die Auslenkung in Propagationsrichtung stattfindet (rotationsfrei) und $u_{i,trans}$ die *transversale* Mode, weil hier die Auslenkung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht (divergenzfrei). Aus der Divergenz- bzw. Rotationsfreiheit kann man außerdem eine Potentialdarstellung für beide Teile ableiten, die sogenannte Helmholtz-Zerlegung [42]. Diese

hat die Form

$$u_{i,long}(\mathbf{r}, t) = \partial_i \Phi(\mathbf{r}, t), \quad u_{k,trans}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_{ijk} \partial_i \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (2.13)$$

wobei Φ ein skalares Potential ist und Ψ_j ein Vektorpotential. Diese Eigenschaft motiviert die Verwendung der skalaren Wellentheorie und die häufig getrennte Behandlung von longitudinalen und transversalen Wellen.

2.1.3 Das Huygenssche Prinzip

In diesem Abschnitt wird das Huygenssche Prinzip der Einfachheit halber zunächst für skalare Felder behandelt. Darauf aufbauend wird die skalare Streutheorie beschrieben. Diese ist Ausgangspunkt der Herleitung des SAFT-Verfahrens. Abschließend wird das Huygenssche Prinzip für den elastodynamischen Fall beschrieben. Diese Beschreibung wird für die Herleitung der GPSS verwendet.

Das Huygenssche Prinzip für skalare Felder

Wie oben gezeigt, lassen sich in unendlich ausgedehnten homogenen Körpern die Longitudinal- und die Transversalwelle entkoppeln und genügen separat einer Wellengleichung.

Daher wird hier zunächst von skalaren Feldern und homogenen Medien ausgegangen. Die Wellengleichung lautet [27, 41]:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \right) \Phi(\mathbf{r}, t) = -q(\mathbf{r}, t) \quad \text{mit} \quad \Delta = \partial_i \partial_i, \quad (2.14)$$

wobei $q(\mathbf{r}, t)$ die Quellen des Feldes beschreibt. Durch Fourier-Transformation bezüglich der Zeit erhält man aus Glg. (2.14)

$$(\Delta + k^2) \Phi(\mathbf{r}, \omega) = -q(\mathbf{r}, \omega). \quad (2.15)$$

Man beachte, dass die Fourier-Transformierten durch ihre Argumente ($t \leftrightarrow \omega$) unterschieden werden. Die Glg. (2.15) kann mittels der Green-Funktion (siehe Kapitel B.1) zum Differentialoperator $(\Delta + k^2)$ gelöst werden. Sie wird durch

$$(\Delta + k^2) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = -\delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (2.16)$$

definiert. Mittels Anwendung der zweiten Greenschen Identität erhält man

$$\begin{aligned}
& \oint_{S_V} \left(\Phi(\mathbf{r}, \omega) \frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}} - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} \right) d\mathbf{S} \\
&= \int_V \left(\Phi(\mathbf{r}, \omega) \cdot [\Delta G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)] - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \cdot [\Delta \Phi(\mathbf{r}, \omega)] \right) d\mathbf{r} \\
&= \int_V \left(\Phi(\mathbf{r}, \omega) [-\delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - k^2 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)] - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) [-q(\mathbf{r}, \omega) - k^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega)] \right) d\mathbf{r} \\
&= -\Phi(\mathbf{r}', \omega) + \int_V q(\mathbf{r}, \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}. \tag{2.17}
\end{aligned}$$

Es ergibt sich also als Lösung:

$$\Phi(\mathbf{r}', \omega) = \int_V q(\mathbf{r}, \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r} - \oint_{S_V} \left(\Phi(\mathbf{r}, \omega) \frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}} - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} \right) d\mathbf{S}. \tag{2.18}$$

Die Lösung der Glg. (2.15) für Φ ist damit durch ein Volumenintegral und ein Oberflächenintegral bestimmt. Für $V \rightarrow \infty$ gilt für jedes physikalische Feld (Ausstrahlungsbedingung, s. [43])

$$\Phi(\mathbf{r}, \omega) r^2 \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, \omega)}{\partial x_i} \hat{e}_{x_i} r^2 \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0, \tag{2.19}$$

so dass das Oberflächenintegral verschwindet.

Da die Greensche Funktion eine von einer Punktquelle ausgehende Kugelwelle beschreibt, besagt Glg. (2.18), dass die Lösung der Wellengleichung im Falle eines unendlich ausgedehnten Körpers ohne Grenzflächen als Integral über Kugelwellen aufgefasst werden kann.

Skalare Streutheorie

Ist das Volumen begrenzt, so muss man die Oberfläche S_V berücksichtigen. Ebenso tritt der Oberflächenterm im Fall einer "inneren" Begrenzung auf, d.h. das Volumen ist $V = \mathbb{R}^3 \setminus V_{Def}$, wobei V_{Def} einen Defekt darstellen kann. In diesem Fall ändert sich das Vorzeichen der Normalen auf die Oberfläche [27]. Man erhält dann als gesamtes Feld:

$$\Phi(\mathbf{r}, \omega) = \Phi_i(\mathbf{r}, \omega) + \Phi_s(\mathbf{r}, \omega) \tag{2.20}$$

mit

$$\Phi_i(\mathbf{r}, \omega) = \int_{V_{Quelle}} q(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}' \tag{2.21}$$

$$\Phi_s(\mathbf{r}, \omega) = \oint_{S_{Def}} \left(\Phi(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}'} - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}'} \right) dS', \tag{2.22}$$

und kann Φ_i als einfallendes Feld und Φ_s als gestreutes Feld interpretieren.

Mittels des Gaußschen Satzes kann man das Oberflächenintegral über die Oberfläche des Streukörpers wieder in ein Volumenintegral über das Volumen des Streuers umwandeln. Damit wird wieder Glg. (2.20) umformuliert, wobei die “Ursache” der Quellen q_{Def} des gestreuten Feldes das gesamte Feld selbst ist. Besitzt das Defekt-Volumen umgebende Medium eine konstante Wellenzahl k_0 und variiert die Wellenzahl im Defekt-Volumen, so lassen sich die Quellen q_{Def} allgemein als [27]

$$q_{Def}(\mathbf{r}, \omega) = -k_0^2 \mathcal{O}(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.23)$$

schreiben, wobei die Abhängigkeit vom gesamten Feld Φ explizit gegeben ist. Die Funktion $\mathcal{O}(\mathbf{r})$ beschreibt die Geometrie des Defekt-Volumens und kann in folgende Form zerlegt werden

$$\mathcal{O}(\mathbf{r}) = \gamma(\mathbf{r}) \frac{k(\mathbf{r})}{k_0} \quad \text{mit} \quad \gamma(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in V_{Def}, \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.24)$$

Zwei häufig auftretende Spezialfälle sind [27]

$$\begin{aligned} q_{Def}(\mathbf{r}, \omega) &= -\gamma(\mathbf{r}) n_i \left(\partial_i \Phi(\mathbf{r}, \omega) \right) \quad \text{für schallweiche Streukörper (Vakuum),} \\ q_{Def}(\mathbf{r}, \omega) &= -\Phi(\mathbf{r}, \omega) n_i \left(\partial_i \gamma(\mathbf{r}) \right) \quad \text{für schallharte Streukörper.} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Wandelt man in diesen Fällen das Volumenintegral wieder in ein Oberflächenintegral um, so erhält man in dieser Darstellung die jeweils äquivalenten einfachen Bedingungen auf der Oberfläche S :

$$\begin{aligned} \Phi(S) &= 0 \quad \text{für schallweiche Streukörper (“Dirichlet-Randbedingung”),} \\ \frac{\partial \Phi(S)}{\partial \mathbf{n}'} &= 0 \quad \text{für schallharte Streukörper (“von Neumann-Randbedingung”).} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Das Elastodynamische Huygenssche Prinzip

Auch wenn man die vektoriellen elastodynamischen Gleichungen betrachtet, kann man formal wie oben vorgehen. Die allgemeine Fourier-transformierte Bewegungsgleichung lautet:

$$\partial_i \sigma_{ij}(\mathbf{r}, \omega) + \rho \omega^2 u_j(\mathbf{r}, \omega) = -f_j(\mathbf{r}, \omega) . \quad (2.27)$$

Einsetzen des allgemeinen Hookeschen Operators liefert:

$$\begin{aligned}\partial^i D_{Ho}^{ijk} u^k(\mathbf{r}, \omega) + \rho\omega^2 u_j(\mathbf{r}, \omega) &= -f_j(\mathbf{r}, \omega), \\ \Leftrightarrow \left(\partial^i D_{Ho}^{ijk} + \rho\omega^2 \delta_{jk} \right) u_k(\mathbf{r}, \omega) &= -f_j(\mathbf{r}, \omega), \\ \Leftrightarrow \mathcal{D}^{jk} u_k(\mathbf{r}, \omega) &= -f_j(\mathbf{r}, \omega).\end{aligned}\tag{2.28}$$

Die Greensche Funktion zum Differentialoperator \mathcal{D}^{jk} ist definiert durch die Gleichung

$$\mathcal{D}^{jk} G_{kl}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = \delta_{jl} \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}').\tag{2.29}$$

Aus der Greenschen Funktion lässt sich dann formal eine Lösung für die Differentialgleichung finden in der Form

$$u_k(\mathbf{r}, \omega) = \int_V G_{kl}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) f_l(\mathbf{r}', \omega) dV'.\tag{2.30}$$

Das Problem besteht dann darin, die Greenschen Funktionen zu dem entsprechenden Differentialoperator explizit zu berechnen [19, 44].

2.2 Inverse Probleme und Rekonstruktion

2.2.1 Inverse Probleme

Eines der bekanntesten inversen Probleme wird durch die Computertomographie adressiert. Das direkte Problem ist die Bestimmung der Absorption der Röntgenstrahlen auf einem bestimmten Weg durch einen Körper. Mathematisch wird dies durch die Radon-Transformation [2] beschrieben. Das inverse Problem besteht nun darin, die Absorption des Körpers in jedem Raumpunkt aus den Projektionen zu bestimmen.

Im Allgemeinen ist das Problem, die inverse Radon-Transformation zu berechnen, "schlecht gestellt". Man spricht von einem schlecht gestellten inversen Problem, wenn eine der folgenden Bedingungen nicht erfüllt ist [25]:

1. Existenz einer Lösung,
2. Eindeutigkeit einer Lösung,
3. Stabilität der Lösung, d.h. "kleine" Änderungen in den Daten verursachen "kleine" Änderungen in der Lösung

Direktes und inverses Streuproblem Das direkte Streuproblem besteht darin, bei einer bekannten Objektfunktion $\mathcal{O}(\mathbf{r})$ und bekanntem einfallendem Feld Φ_i das gestreute Feld auf

einer beliebigen Oberfläche S zu berechnen.

Das dazu inverse Problem besteht darin, aus dem gestreuten Feld Φ_s auf der Oberfläche S die Objektfunktion zu berechnen. Dieses Problem ist im oben genannten Sinne schlecht gestellt [3,3,45] sowohl in Bezug auf die Eindeutigkeit, als auch auf die Stabilität der Lösung. Es gibt jedoch verschiedene Ansätze, das Problem zu lösen. Einer der wichtigsten Ansätze beruht auf der Linearisierung des inversen Problems und wird im Folgenden beschrieben.

2.2.2 Synthetische Apertur-Fokus-Technik

Das SAFT-Verfahren ist ein heuristischer Ansatz, der aus der Radartechnik übernommen wurde (SAR). In einer Prüfsituation werden Ultraschallsignale in das Bauteil eingekoppelt und empfangen. Das Verfahren beruht auf der Rück-Projektion der empfangenen Ultraschallsignale in das Bauteil. Dieser Ansatz konnte in [27] für die Ultraschalltechnik theoretisch hergeleitet werden und wird hier nachvollzogen.

Wenn man das gestreute (oder das gesamte) Feld auf einer geschlossenen Oberfläche misst, so kann man nach dem Huygensschen Prinzip das ganze Feld im Raum *außerhalb* der gemessenen Oberfläche durch Vorwärtspropagation bestimmen (direktes Problem).

In einem Ansatz zur Lösung des inversen Problems geht man wie folgt vor. Man definiert ein ‘‘holographisches Feld’’

$$\Theta_H(\mathbf{r}, \omega) = - \oint_{S_M} \left(\Phi_s(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}'} - G^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}'} \right) dS', \quad (2.31)$$

wobei die konjugierte Greensche Funktion G^* die Rückpropagation übernimmt. Wie in [27] gezeigt, erhält man

$$\Theta_H(\mathbf{r}, \omega) = 2i \int_{\mathbb{R}^3} q_c(\mathbf{r}') G_I(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad \text{mit} \quad G_I(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{\sin(\mathbf{k}\mathbf{r})}{|\mathbf{r}|}, \quad (2.32)$$

wobei G_I der imaginäre Teil der freien Greenschen Funktion ist. Die Gleichungen (2.31) und (2.32) verknüpfen das auf der Oberfläche gemessene Feld Φ_S mit der Bildfunktion in q_{Def} (s. Glg. (2.23)). Transformiert man das Integral aus Glg. (2.32) in den Fourier-Raum, so ergibt sich mit Hilfe des Faltungssatzes [46] formal

$$\tilde{\Theta}_H(\vec{K}, \omega) = \frac{i\pi}{k_0} \tilde{q}_c(\vec{K}, \omega) \delta(|\vec{K}| - k_0). \quad (2.33)$$

Wie man sieht, ist diese ‘‘Funktion’’ nur für $|\vec{K}| = k_0$ ungleich 0. Die Kugeloberfläche im Fourier-Raum, auf der $|\vec{K}| = k_0$ gilt, nennt man Ewald-Kugel. Die Punkte, die auf der Ewald-

Kugel liegen, liefern keine ausreichende Basis für die inverse Fourier-Transformation. Durch eine Änderung von ω ließe sich der Radius der Ewald-Kugel wegen $\delta(|\vec{K}|-k_0) = \delta(|\vec{K}|-c/\omega_0)$ ändern, gleichzeitig ändert sich aber auch $\tilde{q}_c(\vec{K}, \omega)$ auf eine unbekannte Weise, da q_c vom gesamten Feld Φ abhängt.

Eine Möglichkeit, die Funktion $\tilde{q}_c(\vec{K}, \omega)$ "kontrolliert" zu approximieren, ist die Linearisierung von $\tilde{q}_c(\vec{K}, \omega)$ mittels der ersten Born-Näherung (siehe Kapitel B.3). Für diese gilt:

$$q_c(\mathbf{r}, \omega) = -k_0^2 \mathcal{O}(\mathbf{r}) \Phi_i(\mathbf{r}, \omega), \quad (2.34)$$

d.h. man nimmt an, dass der Streukörper nur leicht streut und das gesamte Feld Φ überall durch das einfallende Feld Φ_i approximiert werden kann. Dann ist die Abhängigkeit von ω in $\tilde{q}_c(\vec{K}, \omega)$ ausschließlich durch das (bekannte) einfallende Feld gegeben.

Nimmt man für das einfallende Feld eine Punktquelle an [27], d.h.

$$\Phi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = \Phi_0(\omega) \frac{\exp(ik_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2.35)$$

so erhält man als gestreutes Feld:

$$\Phi_s(\mathbf{r}, \omega) = -k_0^2 \Phi_0(\omega) \int_V \mathcal{O}(\mathbf{r}') \frac{\exp(i2k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{(4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^2} d\mathbf{r}'. \quad (2.36)$$

Zur Lösung dieses Integrals definiert man ein modifiziertes Feld gemäß

$$\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = 2\pi i \frac{\partial}{\partial k_0} \left(\frac{\Phi_s(\mathbf{r}, \omega)}{k_0^2 \Phi_0(\omega)} \right). \quad (2.37)$$

Durch Einsetzen von Glg. (2.36) und Ausführung der Ableitung erhält man explizit:

$$\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = \int_V \mathcal{O}(\mathbf{r}') \frac{\exp(i2k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'. \quad (2.38)$$

Dieses Feld ist Lösung zu folgender Differentialgleichung:

$$(\Delta + 4k_0^2) \Phi_s^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = -\mathcal{O}(\mathbf{r}). \quad (2.39)$$

Wegen der expliziten Definition des einfallenden Feldes und der Bornschen Näherung entfällt nun auf der rechten Seite der Glg. (2.39) die Feldabhängigkeit. Wie oben kann man ein holographisches Feld definieren gemäß

$$\Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = 2i \int_{\mathbb{R}^3} \mathcal{O}(\mathbf{r}') G_{mo,i}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'; \quad (2.40)$$

auf der anderen Seite ist

$$\Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = - \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}} - G^* \frac{\partial \Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) dS'. \quad (2.41)$$

Die Idee ist, Glg. (2.40) nach \mathcal{O} aufzulösen und dann mit Hilfe von Glg. (2.41) zu berechnen. Das Faltungsintegral aus Glg. (2.40) ergibt nach seiner Fourier-Transformation

$$\tilde{\Theta}_H^{mo}(\vec{K}, \omega) = \frac{i\pi}{2k_0} \tilde{\mathcal{O}}(\vec{K}) \delta(|\vec{K}| - 2k_0). \quad (2.42)$$

Man beachte, dass die Bildfunktion nicht mehr von ω abhängt. Um die Bildfunktion zu erhalten, integriert man über alle Frequenzen, d.h.

$$\begin{aligned} \frac{2k_0}{i\pi} \tilde{\Theta}_H^{mo}(\vec{K}, \omega) &= \tilde{\mathcal{O}}(\vec{K}) \delta(|\vec{K}| - 2k_0) \\ \Rightarrow \int_0^\infty \frac{2k_0}{i\pi} \tilde{\Theta}_H^{mo}(\vec{K}, \omega) dk & \\ &= \int_0^\infty \tilde{\mathcal{O}}(\vec{K}) \delta(|\vec{K}| - 2k_0) dk \\ &= \frac{1}{2} \tilde{\mathcal{O}}(\vec{K}). \end{aligned} \quad (2.43)$$

Bis jetzt wurde durch spezielle Näherungen (Born, einfallende Kugelwelle), die Frequenzabhängigkeit aus der Objektfunktion entfernt, das Faltungsintegral berechnet und durch die Integration über alle positiven Frequenzen ($dk = d\omega/c$) die Delta-Funktion eliminiert. Die Rücktransformation der Objektfunktion in den “ \mathbf{r} -Raum” ergibt nun

$$\begin{aligned} \mathcal{O}(\mathbf{r}) &= \frac{4}{i\pi} \int_0^\infty k \Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) dk \\ &= \frac{4}{i\pi} \int_0^\infty \frac{\omega}{c} \Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) \frac{1}{c} d\omega \\ &= \frac{4}{\pi c^2} \int_0^\infty (-i\omega) \Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) d\omega. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Zur Berechnung der Objektfunktion fehlt nun noch die explizite Form des holographischen Felds. Dabei gehen viele Näherungen ein. Diese sollen Schritt für Schritt abgearbeitet werden. Zunächst ist das holographische Feld formal gegeben durch Glg. (2.41). Diese Form wird nun wie folgt vereinfacht.

1. Die Ableitung $\frac{\partial \Phi_s^{mo}}{\partial \mathbf{n}}$ wird vernachlässigt, weil man außer auf bestimmten Oberflächen

diesen Wert gar nicht messen kann, d.h.

$$\begin{aligned}\Theta_H^{mo}(\mathbf{r}, \omega) &= - \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}} - G^* \frac{\partial \Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) dS' \\ &\approx - \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}} \right) dS'.\end{aligned}\quad (2.45)$$

2. Faktoren proportional zu $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-2}$ werden vernachlässigt. Diese entstehen bei

$$\begin{aligned}\frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}} = n_i \partial_i (G^*) &= n_i \partial_i \left(\frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\ &= n_i \left(\frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} i2k_0 \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\ &\quad - n_i \left(\frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \right) \\ &\approx n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} i2k_0 \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.\end{aligned}\quad (2.46)$$

Damit folgt

$$\begin{aligned}&- \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G^*}{\partial \mathbf{n}} \right) dS' \\ &\approx - \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}', \omega) n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} i2k_0 \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS'.\end{aligned}\quad (2.47)$$

3. Eine Hochfrequenz-Näherung für das modifizierte Feld gemäß

$$\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}, \omega) = 2\pi i \frac{\partial}{\partial k_0} \left(\frac{\Phi_s(\mathbf{r}, \omega)}{k_0^2 \Phi_0(\omega)} \right) \approx \frac{2\pi i}{k_0^2} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.48)$$

mit

$$\Phi_s^I = \frac{\Phi_s(\mathbf{r}, \omega)}{\Phi_0(\omega)} \quad (2.49)$$

führt zu

$$\begin{aligned}&-i2k_0 \oint_S \left(\Phi_s^{mo}(\mathbf{r}, \omega) n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS' \\ &\approx -i2k_0 \oint_S \left(\frac{2\pi i}{k_0^2} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS' \\ &\approx \oint_S \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\exp(i2k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS'.\end{aligned}\quad (2.50)$$

4. Die Näherung

$$n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \approx 1 \quad (2.51)$$

gilt für fast paraxiale Bild- und Datenpunkte. Daraus ergibt sich

$$\begin{aligned} & \oint_S \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) n_i \frac{r_i - r'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\exp(i2k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS' \\ & \approx \oint_S \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) \frac{\exp(i2k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dS'. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Damit erhält man für die genäherte Objektfunktion

$$\mathcal{O}(\mathbf{r}) = \frac{4}{i\pi} \int_0^\infty \oint_{S_M} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_s^I(\mathbf{r}, \omega) \frac{\exp(i2k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' dk_0. \quad (2.53)$$

Die Fourier-Transformation in den Zeitbereich ($\omega \leftrightarrow t$) ergibt

$$\mathcal{O}(\mathbf{r}) = 4 \oint_{S_M} \left(t + \frac{2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \right) \frac{\Phi_s^I \left(\mathbf{r}', t + \frac{2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \Big|_{t=0} dS' \quad (2.54)$$

Einsetzen von $t = 0$ und Vernachlässigen der konstanten Faktoren ergibt den SAFT-Ansatz:

$$\boxed{\mathcal{O}(\mathbf{r}) = \oint_{S_M} \Phi_s^I \left(\mathbf{r}', t = \frac{2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \right) dS'} \quad (2.55)$$

Das Ergebnis ist identisch mit der Objektfunktion, die mit einem heuristischen Ansatz (SAR) aus der Radartechnik ermittelt wurde. Die Richtigkeit dieses Ansatzes konnte damit für die Ultraschalltechnik theoretisch hergeleitet werden (s. [27]).

2.3 Modellierung der Ultraschallprüfung

2.3.1 Vorgehen bei einer Prüfung

Wie in Kapitel 1.1 beschrieben wurde, gibt es verschiedene Möglichkeiten, Ultraschall in einem zu prüfenden Bauteil zu erzeugen und zu detektieren. Die Beschreibung des Prinzips einer Messung beschränkt sich im Folgenden auf den weitaus häufigsten Fall eines elektromechanischen Wandlers.

Dabei wird von einem Pulsgenerator ein elektrischer Puls erzeugt. Dieses Signal wird über ein Kabel an einen elektromechanischen Wandler (typischerweise ein Piezoelement) angelegt

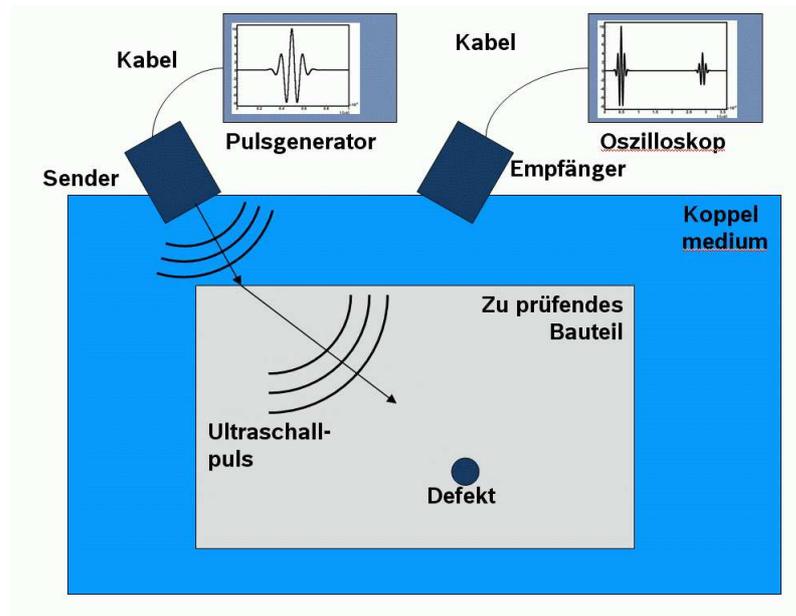


Abbildung 2.1: Prinzip einer Ultraschallprüfung (sog. Pitch-Catch Anordnung) an einem ebenen Bauteil, welches in ein Koppelmedium eingetaucht ist.

und in eine mechanische Auslenkung der Wandleroberfläche umgesetzt.

Diese mechanische Auslenkung wird normalerweise über ein Koppelmittel in das zu prüfende Bauteil übertragen. Das Koppelmittel (z.B. Wasser, Öl, aber auch Gummi) dient dazu, einen möglichst großen Teil der Schallenergie des Senders in das Bauteil zu übertragen. Dabei kann das Bauteil in das Koppelmittel eingetaucht werden (Immersionstechnik) oder der Prüfkopf kann direkt auf das Bauteil aufgesetzt werden (Kontakttechnik).

Der so in das Bauteil eingebrachte Ultraschallpuls interagiert mit den Bauteiloberflächen und eventuell vorhandenen Defekten. Die Detektion des reflektierten Signals erfolgt durch einen Empfänger, der ebenfalls aus einem elektromechanischen Wandler besteht. Dieser wandelt die mechanische Auslenkung an seiner Oberfläche in ein elektrisches Signal um, welches z.B. mittels eines Oszilloskops dargestellt werden kann. Dabei können Sender und Empfänger identisch (Puls-Echo Anordnung, s. Abb. (2.2)) oder getrennt sein (Pitch-Catch Anordnung, s. Abb. (2.1)).

2.3.2 Das “Linear Time-shift Invariant” (LTI) Modell

Man kann die oben skizzierte Prüfung als eine Kette linearer Systeme modellieren [15]. Die Invarianz des Systems in Bezug auf eine Zeitverschiebung Δt hat folgende Bedeutung. Wenn ein Ausgangssignal für einen erzeugten Puls $V_i(t)$ ein empfangenes Signal $V_R(t)$ generiert, so

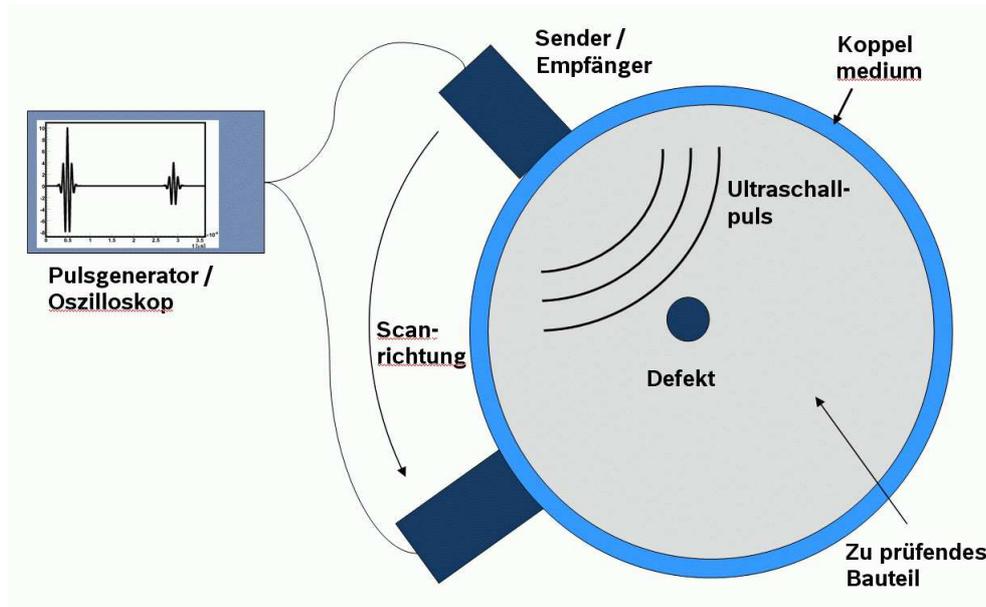


Abbildung 2.2: Prinzip einer Ultraschallprüfung (Puls-Echo Anordnung) an einem zylindrischen Bauteil in Kontakttechnik, d.h. das Koppelmedium besteht lediglich aus einem dünnen Flüssigkeitsfilm zwischen Prüfkopf und Bauteil.

ergibt ein Ausgangssignal $V_i(t + \Delta t)$ ein empfangenes Signal $V_R(t + \Delta t)$, d. h.:

$$V_R(t) = \mathcal{O}[V_i(t)] \quad \Rightarrow \quad V_R(t + \Delta t) = \mathcal{O}[V_i(t + \Delta t)], \quad (2.56)$$

wobei \mathcal{O} den linearen zeitinvarianten LTI-Operator bezeichnet. LTI-Systeme haben die Eigenschaft, dass sie sich als Produkt von Transferfunktionen schreiben lassen [15]. Jede Transferfunktion beschreibt dabei ein Teilsystem, z.B. den Transfer einer angelegten Spannung $V_i(\omega)$ in eine Kraftverteilung $F_S(\omega)$ über die Oberfläche des Senders.

Man kann also gemäß [15] den Prozess einer Ultraschallprüfung in die Teilprozesse

1. Umwandlung eines angelegten Spannungssignals $V_i(\omega)$ in eine Kraft auf der Senderoberfläche,
2. Schallpropagation der durch die Kraft am Sender entstehenden Ultraschallwelle vom Sender zum Empfänger,
3. Umwandlung der durch die auf die Empfängeroberfläche einfallenden Welle entstehenden Kraft in ein Spannungssignal $V_R(\omega)$

zerlegen. Das gemessene Signal $V_R(\omega)$ lässt sich im Frequenzbereich als Multiplikation der als unabhängig voneinander angenommenen Prozesse darstellen; dabei heißen die entspre-

chenden Transferfunktionen:

1. $t_R(\omega)$: angelegte Spannung \rightarrow Kraft auf Senderoberfläche,
2. $t_A(\omega)$: Schallpropagation Sender \rightarrow Empfänger,
3. $t_G(\omega)$: Kraft auf Empfängeroberfläche \rightarrow Spannungssignal.

Kennt man alle Transferfunktionen, so ist die gemessene Spannung gegeben durch:

$$V_R(\omega) = t_G(\omega) t_R(\omega) t_A(\omega) V_i(\omega). \quad (2.57)$$

Die Größen $t_G(\omega)$ und $t_R(\omega)$ lassen sich experimentell bestimmen. In dieser Arbeit werden aufgrund der vorhandenen Mess-Systeme ausschließlich experimentelle Daten aus Puls-Echo-Anordnungen verwendet; in diesem Fall ist $t_G(\omega) = t_R(\omega)$. Die Bestimmung dieser Transferfunktionen geschieht dann mittels einer Referenzsimulation und dem Abgleich mit den zugehörigen experimentellen Daten. Wichtig ist die Funktion $t_A(\omega)$, die den Prozess der Propagation und Streuung des Ultraschallpulses an den Bauteiloberflächen beschreibt.

Zur Berechnung dieser Transferfunktion lässt sich ein allgemeines Theorem nutzen, wobei dieses Theorem sogar die Verkabelung und den elektromechanischen Wandler berücksichtigt.

Das Auldsche Reziprozitätstheorem

Durch die Indizes a und b seien Sender und Empfänger bezeichnet und durch die Indizes 1 und 2 jeweils der ungestörte Fall bzw. der Fall, in dem ein Defekt vorliegt. Seien v und σ die Geschwindigkeiten bzw. Spannungen im jeweiligen Fall, P die elektrische Leistung, die für eine Sinuswelle am Sender anliegt und S_F sei eine Oberfläche um den Defekt. Mit Γ_1^{ba} und Γ_2^{ba} seien die Reflexionskoeffizienten im jeweiligen Fall bezeichnet. Dann besagt das Auldsche Reziprozitätstheorem [38], dass das durch den Defekt verursachte Signal $\delta\Gamma_{ba}$ mit Hilfe der Geschwindigkeiten und Spannungen auf S_F berechnet werden kann, gemäß

$$\delta\Gamma_{ba} = \Gamma_2^{ba} - \Gamma_1^{ba} = \frac{1}{4P} \int_{S_F} (v_1^i \sigma_2^{ij} - v_2^i \sigma_1^{ij}) \, d\mathbf{S}. \quad (2.58)$$

Diese Gleichung gilt für den Fall einer festen Kreisfrequenz ω (harmonische Anregung) und im Fourierraum.

Zur Berechnung benötigt man also die Spannungen und Geschwindigkeiten auf einer geschlossenen Oberfläche, die das Gebiet umschließt, welches den Defekt im Fall (2) enthält. Durch die Berechnung dieser Größen lässt sich die gemessene Spannung vorhersagen, die ein beliebiger Defekt hervorruft.

In dieser Arbeit wird nicht direkt das allgemeine Reziprozitätstheorem verwendet, sondern eine abgeschwächte, rein elastodynamische Formulierung. Dabei ist die Transferfunktion t_A gegeben durch [47]

$$t_A(\omega) = \frac{1}{Z^T v_1(\omega) v_2(\omega)} \oint_{S_F} (v_1^i \sigma_2^{ij} - v_2^i \sigma_1^{ij}) \, d\mathbf{S}. \quad (2.59)$$

Diese unterscheidet sich von der Formulierung des Auld'schen Reziprozitätstheorems dadurch, dass auf die akustische Leistung

$$P_{\text{akustisch}}(\omega) = Z^T v_1(\omega) v_2(\omega) \quad Z^T = Z S_{\text{Sender}} \quad (2.60)$$

normiert wird, wobei $v_1(\omega)$ die mittlere Geschwindigkeit auf der Sende-Oberfläche im Fall (1) und $v_2(\omega)$ die mittlere Geschwindigkeit auf der Empfänger-Oberfläche im Fall (2) ist. Die akustische Strahlungsimpedanz Z^T des Senders ist das Produkt der Impedanz des Koppelmittels und der Sende-Oberfläche. Die Wandlung von elektrischer Spannung in Schallenergie und der umgekehrte Weg beim Empfang werden also nicht mit berücksichtigt.

Das Reziprozitätstheorem vereinfacht die Kopplung der beiden Simulationstools EFIT3D und GPSS (siehe Kapitel 3.5), da die Propagation des Schalls vom Defekt zum Empfänger nicht mehr explizit simuliert werden muss.

2.3.3 Finite Differenzen Methode

Da das EFIT-Verfahren aus der Diskretisierung der elastodynamischen Bewegungsgleichungen mittels der Finite-Differenzen-Methode hervorgeht, werden hier die zwei Kriterien für die numerische Stabilität zusammengefasst. Das erste Kriterium betrifft die räumliche Diskretisierung Δx_i , für die gelten sollte, dass [48]

$$\Delta x_i \approx 0,1 \cdot \min(\lambda_j), \quad (2.61)$$

wobei die Menge λ_j die Menge aller auftretenden Wellenlängen ist. Dieses Kriterium ist "weich" in dem Sinne, dass der Faktor 0,1 etwas variiert werden kann. Die Lösung kann dabei ungenauer werden, bleibt aber stabil.

Das sogenannte Courant-Friedrichs-Lewy-Stabilitäts-Kriterium [49], bzw. dessen Erweiterung auf drei Dimensionen [24] zur Diskretisierung der Zeitschritte ist dagegen "hart", d.h. dass die Lösung numerisch instabil wird, sollte dieses Kriterium nicht eingehalten werden.

Die Obergrenze für die Zeitschrittweite ist gegeben durch

$$\Delta t \leq \frac{1}{\max(c_i)} \frac{1}{\sqrt{(\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2}}}, \quad (2.62)$$

wobei c_i die Menge aller auftretenden Schallgeschwindigkeiten ist.

2.4 Theorie des Kalman-Filters

Der Kalman-Filter [34] ist eine Möglichkeit, diskrete Datenpunkte zu filtern und findet u.a. Anwendung in der autonomen Navigation [50], in GPS-Navigationsgeräten (z.B. [51]) oder zur Spurrekonstruktion in Detektoren der Hochenergiephysik [52, 53].

Obwohl der Kalman-Filter einen linearen Prozess beschreibt, gibt es auch eine nichtlineare Erweiterung (in der Literatur unter “Extended Kalman-Filter” zu finden [54, 55]). Diese Erweiterung beruht im Wesentlichen auf einer Linearisierung des zugrunde liegenden Prozesses in der Umgebung des aktuell prozessierten Datenpunkts.

In dieser Arbeit soll der Kalman-Filter erstmals zur Extraktion der Amplituden-Laufzeit-Ortskurven (ALOK) aus einem B-/C-Scan dienen. Diese Methode funktioniert, wie in Kapitel 6 gezeigt wird, auch bei stark verrauschten Daten und liefert zusätzliche Informationen, die es erlauben, eine bessere Aussage darüber machen zu können, ob ein Defekt vorliegt oder nicht.

Die ALOK ist sehr hilfreich bei der Identifikation von Defekten und deren Klassifikation (siehe Kapitel 5). In [56] wurde diese benutzt, um zwischen rechteckigen und runden Reflektoren zu unterscheiden.

2.4.1 Der Diskrete Kalman-Filter

Der zu bestimmende Prozess

Der Kalman-Filter dient dazu, einen Zustandsvektor $x_i \in \mathbb{R}^n$ aus k Messungen $z_j(k) \in \mathbb{R}^m$ zu bestimmen. An jedem dieser Messpunkte folgt die k -te Approximation an den Zustandsvektor aus der vorhergehenden Approximation gemäß [52, 57]:

$$x_i(k) = A_{ij}x_j(k-1) + B_{ij}u_j(k-1) + w_i(k-1), \quad x_i(k) \in \mathbb{R}^n \quad \text{“Vorhersage”,} \quad (2.63)$$

wobei die Matrix A_{ij} den linearen Zusammenhang zwischen vorhergehender und aktueller Approximation beschreibt. Der Summand $B_{ij}u_j(k-1)$ beschreibt einen bekannten äußeren Eingriff in den Prozess und $w_i(k-1)$ den Fehler des numerischen Prozesses.

Der Zusammenhang zwischen den Messungen $z_i(k) \in \mathbb{R}^m$ und dem Zustandsvektor x_i ist gegeben durch

$$z_i(k) = H_{ij}x_j(k) + v_i(k), \quad z_i(k) \in \mathbb{R}^m \quad \text{“Aktualisierung”}, \quad (2.64)$$

wobei $v_i(k)$ der Fehler der Messung ist. Die Matrix $H_{ij} \in \mathbb{R}^{m \times n}$ verbindet dabei die konkrete Messung $z_i(k)$ mit dem zugrunde liegenden Zustandsvektor $x_j(k)$. Für den linearen Kalman-Filter wird

$$A_{ij} = A_{ij}(k) \quad \text{und} \quad H_{ij} = H_{ij}(k) \quad \forall k \in \mathbb{N} \quad (2.65)$$

angenommen. Eine weitere Annahme ist, dass die Fehler w_i und v_i einer multivariaten Normalverteilung [58] folgen, mit den zugehörigen Kovarianz-Matrizen Q_{ij} und R_{ij} . Zusätzlich wird angenommen, dass diese Kovarianz-Matrizen konstant sind.

Der Algorithmus

Der Kalman-Filter ist, wie in Abb. (2.3) illustriert, ein zweistufiger Algorithmus. Von einem Anfangszustand ausgehend wird für jeden Messpunkt eine Vorhersage des Zustandsvektors (Vorhersage: $\hat{x}_i^-(k)$) getroffen und diese dann mit der Messung aktualisiert (Aktualisierung: $\hat{x}_i(k)$).

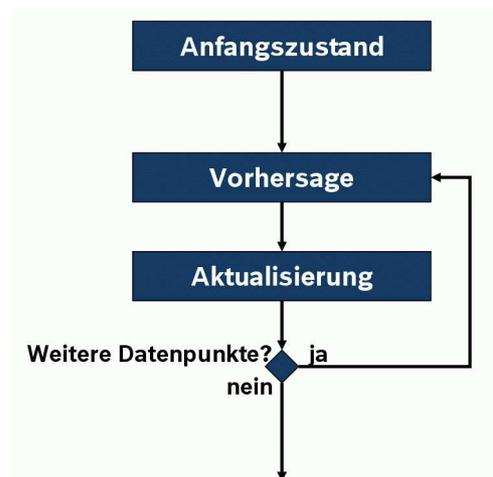


Abbildung 2.3: Zweistufiges Prinzip des Kalman-Filters: Vorhersage \leftrightarrow Aktualisierung mit Messung.

Die jeweiligen Fehler der Zustandsvektoren $\hat{x}_i^-(k)$ und $\hat{x}_i(k)$ sind gegeben durch

$$e_i^-(k) := x_i(k) - \hat{x}_i^-(k) \quad \text{und} \quad e_i(k) := x_i(k) - \hat{x}_i(k), \quad (2.66)$$

so dass die zugehörigen Kovarianz-Fehlermatrizen die Form

$$P_{ij}^-(k) = E[e_i^-(k)e_j^{-T}(k)] \quad \text{und} \quad P_{ij}(k) = E[e_i(k)e_j^T(k)] \quad (2.67)$$

haben. Da der wahre Zustandsvektor $x_i(k)$ nicht bekannt ist, können diese Gleichungen jedoch nicht zur Bestimmung der Fehlerkovarianzmatrizen verwendet werden. Diese Matrizen werden also ebenso wie der Zustandsvektor approximiert.

Die Wichtung von Vorhersage und Messung wird durch folgende Gleichung realisiert:

$$\hat{x}_i(k) = \hat{x}_i^-(k) + K_{ij}(k)[z_j(k) - H_{jl}\hat{x}_l^-(k)]. \quad (2.68)$$

Man bezeichnet den Faktor $[z_j(k) - H_{jl}\hat{x}_l^-(k)]$ als Residuum. Der so genannte ‘‘Gain-Factor’’¹ $K_{ij}(k)$ ist so gewählt, dass die Fehlerkovarianzmatrix $P_{ij}(k)$ minimiert wird. Diese Bedingung erfüllt die folgende Wahl für $K_{ij}(k)$ (siehe z.B. [59]):

$$K_{ij}(k) = \frac{P_{il}^-(k)H_{lm}^T}{H_{mn}P_{no}^-(k)H_{oj}^T + R_{mj}}. \quad (2.69)$$

Dabei hat $K_{ij}(k)$ im Limes für R_{ij} und $P_{ij}^-(k)$ folgende Eigenschaften. Geht der Fehler auf die Messung gegen Null, so gilt

$$\lim_{R_{ij}(k) \rightarrow 0} K_{ij}(k) = H_{ij}^{-1} \quad (2.70)$$

und damit vereinfacht sich die Glg. (2.68) zur Bestimmung des neuen Zustandsvektors zu

$$(2.68) \Rightarrow \hat{x}_i(k) = H_{ij}^{-1}z_j(k). \quad (2.71)$$

Das bedeutet, dass der Zustand $x_i(k)$ im wesentlichen durch die Messung am Punkt $z_i(k)$ bestimmt wird.

Der entgegengesetzte Fall ist:

$$\lim_{P_{ij}(k) \rightarrow 0} K_{ij}(k) = 0, \quad \text{damit} \quad (2.68) \Rightarrow \hat{x}_i(k) = \hat{x}_i^-(k), \quad (2.72)$$

der Fehler auf die Vorhersage geht also gegen Null und die Messung hat keinen Einfluss auf den Zustandsvektor. Zum weiteren Verständnis des ‘‘Gain-Factors’’ sei auf das Beispiel im folgenden Kapitel 2.4.1 verwiesen.

Die Approximation der Fehlerkovarianzmatrizen verläuft analog zur Bestimmung des Zu-

¹gain: Englisch für ‘‘hinzugewinnen’’

standsvektors mittels der folgenden zwei Gleichungen:

$$P_{ij}^-(k) = A_{il}P_{lm}(k-1)A_{mj}^T + Q_{ij} \quad \text{“Vorhersage”}, \quad (2.73)$$

$$P_{ij}(k) = (\delta_{il} - K_{im}(k)H_{ml})P_{lj}(k)^- \quad \text{“Aktualisierung”}. \quad (2.74)$$

Die kompletten Gleichungen stellen sich also wie folgt dar:

- **Anfangszustand**

Der Anfangszustand sei durch $\hat{x}_i(0)$ und $P_i(0)$ gegeben.

- **Vorhersage**

$$\hat{x}_i^-(k) = A_{ij}\hat{x}_j(k-1) + B_{ij}u_j(k-1), \quad (2.75)$$

$$P_{ij}^-(k) = A_{il}P_{lm}(k-1)A_{mj}^T + Q_{ij}, \quad (2.76)$$

- **Aktualisierung**

$$\begin{aligned} K_{ij}(k) &= [P_{il}^-(k)H_{lm}^T][H_{mn}P_{no}^-(k)H_{oj}^T + R_{mj}]^{-1}, \\ \hat{x}_i(k) &= \hat{x}_i^-(k) + K_{ij}(k)(z_j(k) - H_{jl}\hat{x}_l^-(k)), \\ P_{ij}(k) &= (\delta_{il} - K_{im}(k)H_{ml})P_{lj}(k)^-. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Einfacher linearer (konstanter) Fall

Als einfaches Beispiel sei hier die Messung einer Konstanten a gezeigt:

$$a(k) = a \quad \forall k \in \mathbb{N}. \quad (2.78)$$

Damit ist die Vorhersagegleichung einfach:

$$a(k) = a(k-1) + w(k-1). \quad (2.79)$$

Da die gemessene Größe direkt der gesuchten Größe entspricht, ist die Messgleichung gegeben durch ($H = 1$):

$$z(k) = a(k) + v(k). \quad (2.80)$$

Definiert man als Fehler auf die Vorhersage des Kalman-Filters $\sigma_{\text{Kalman-Filter}}$ und als Fehler auf die Messung σ_{Messung} , so ergeben sich die Gleichungen des Kalman-Filters zu:

Vorhersage:

$$\hat{a}^-(k) = \hat{a}(k-1), \quad (2.81)$$

$$P^-(k) = P(k-1) + Q, \quad Q = \sigma_{Kalman-Filter}^2. \quad (2.82)$$

Messung:

$$K(k) = P^-(k) \cdot [P^-(k) + R]^{-1}, \quad R = \sigma_{Messung}^2, \quad (2.83)$$

$$\hat{a}(k) = a^-(k) + K(k)[z(k) - a^-(k)], \quad (2.84)$$

$$P(k) = [1 - K(k)]P^-(k). \quad (2.85)$$

Das Filterergebnis ist in Abb. (2.4) zu sehen. Dieses Beispiel eignet sich dazu, die Funkti-

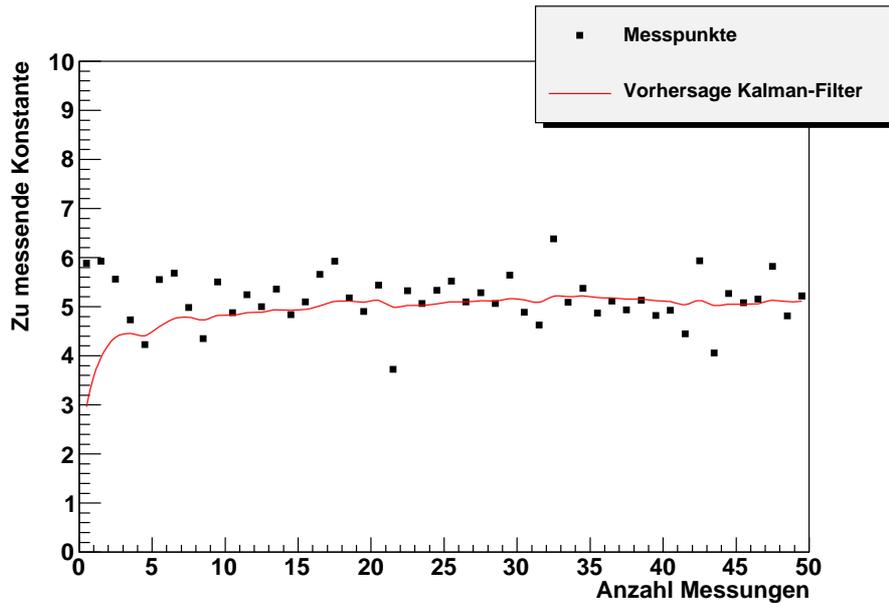


Abbildung 2.4: Test des linearen Kalman-Filters für eine Konstante

onsweise des “Gain-Factors” aufzuzeigen. Ausgedrückt in Varianzen σ^2 ist:

$$K(k) = \frac{\sigma_{Vorhersage}^2}{\sigma_{Vorhersage}^2 + \sigma_{Messung}^2}, \quad 1 - K(k) = \frac{\sigma_{Messung}^2}{\sigma_{Vorhersage}^2 + \sigma_{Messung}^2}. \quad (2.86)$$

Damit wird aus Glg. (2.84)

$$\begin{aligned}\hat{a}(k) &= a^-(k) + K(k)[z(k) - a^-(k)] = [1 - K(k)]a^-(k) + K(k)z(k) \\ &= \frac{\sigma_{\text{Messung}}^2}{\sigma_{\text{Vorhersage}}^2 + \sigma_{\text{Messung}}^2} a^-(k) + \frac{\sigma_{\text{Vorhersage}}^2}{\sigma_{\text{Vorhersage}}^2 + \sigma_{\text{Messung}}^2} z(k)\end{aligned}\quad (2.87)$$

Der Prozess besteht also darin, einen mit den Fehlerquadraten gewichteten Mittelwert zu bestimmen.

2.4.2 Der erweiterte Kalman-Filter

Viele Prozesse sind jedoch nicht linear. Der oben skizzierte lineare Kalman-Filter lässt sich auf diese Prozesse nicht ohne Weiteres anwenden. Man kann jedoch die nicht linearen Funktionen in der Umgebung der Vorhersage und der aktuellen Messung linearisieren. Dabei geht man wie folgt vor.

Die Vorhersage ist gegeben durch:

$$x_i(k) = f_i(x_j(k-1), u_j(k-1), w_j(k-1)) \in \mathbb{R}^n, \quad (2.88)$$

während der Zusammenhang zwischen Messung und Zustandsvektor durch eine weitere nicht lineare Funktion

$$z_i(k) = h_i(x_j(k), v_j(k-1)) \quad (2.89)$$

gegeben ist. Die erste Approximation ist die Vernachlässigung der Fehler $w_i(k)$ und $v_i(k)$:

$$\begin{aligned}\tilde{x}_i(k) &= f_i(\hat{x}_i(k-1), u_i(k-1), 0), \\ \tilde{z}_i(k) &= h_i(\tilde{x}_i(k), 0).\end{aligned}\quad (2.90)$$

Die Linearisierung findet dann mittels der folgenden Jakobi-Matrizen statt:

$$A_{ij}(k-1) = \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(\hat{x}_i(k-1), u_i(k-1), 0), \quad (2.91)$$

$$W_{ij}(k-1) = \frac{\partial f_i}{\partial w_j}(\hat{x}_i(k-1), u_i(k-1), 0), \quad (2.92)$$

$$H_{ij}(k) = \frac{\partial h_i}{\partial x_j}(\tilde{x}_i(k), 0), \quad (2.93)$$

$$V_{ij}(k) = \frac{\partial h_i}{\partial v_j}(\tilde{x}_i(k), 0). \quad (2.94)$$

Damit approximiert man die Vorhersage und Aktualisierung mit dem ersten Glied der Taylor-Reihenentwicklung gemäß:

$$x_i(k) \approx \tilde{x}_i(k) + A_{ij}(k-1)[x_j(k-1) - \hat{x}_j(k-1)] + W_{ij}(k)w_j(k-1), \quad (2.95)$$

$$z_i(k) \approx \tilde{z}_i(k) + H_{ij}(k)[x_j(k) - \tilde{x}_j(k)] + V_{ij}(k)v_j(k). \quad (2.96)$$

Die Matrizen $A_{ij}(k)$ und $H_{ij}(k)$ sind nun nicht mehr konstant, sondern müssen in jedem Messpunkt wieder neu berechnet werden. Die wesentlichen Gleichungen wurden somit linearisiert und es ergeben sich folgende Gleichungen:

- **Anfangszustand**

Der Anfangszustand muss wieder durch $\hat{x}_i(0)$ und $P_{ij}(0)$ gegeben sein.

- **Vorhersage**

$$\begin{aligned} \hat{x}_i^-(k) &= f(\hat{x}_i(k-1), u_i(k-1), 0), \\ P_{ij}^-(k) &= A_{il}(k)P_{lm}(k-1)A_{mj}^T(k) + W_{il}(k)Q_{lm}(k-1)W_{mj}^T(k). \end{aligned} \quad (2.97)$$

- **Aktualisierung**

$$K_{ij}(k) = \frac{P_{il}^-(k)H_{lm}^T(k)}{H_{mn}(k)P_{no}^-(k)H_{oj}^T(k) + V_{mn}(k)R_{mj}(k)V_{oj}^T(k)}, \quad (2.98)$$

$$\hat{x}_i(k) = \hat{x}_i^-(k) + K_{ij}(k)(z_j(k) - h_j(\hat{x}_i^-(k), 0)), \quad (2.99)$$

$$P_{ij}(k) = (\delta_{im} - K_{il}(k)H_{lm}(k))P_{mj}^-(k). \quad (2.100)$$

2.4.3 Filterung von Messpunkten

Der Kalman-Filter ist eine Verallgemeinerung des Wiener-Filters [34]. Durch den zweistufigen Algorithmus bestehend aus Vorhersage und Aktualisierung kann der Kalman-Filter aber zusätzlich zur Vorauswahl von Messwerten bzw. in dem in dieser Arbeit konkreten Anwendungsfall zur Vorauswahl von Reflexen in einem A-Scan eingesetzt werden, die zu einem möglichen Muster von Defekt-Anzeigen in einem B- oder C-Scan gehören. Dadurch wird die Anzahl der vom Kalman-Filter verwendeten Messpunkte (Reflexe in den Ultraschalldaten) wesentlich reduziert, da nur die Reflexe einbezogen werden, die aufgrund der Vorhersage in Frage kommen. Um das Vorgehen zu verstehen, betrachte man Abb. (2.5).

Es wird beispielhaft ein B-Scan bestehend aus 12 A-Scans verwendet. Die Messpunkte, also

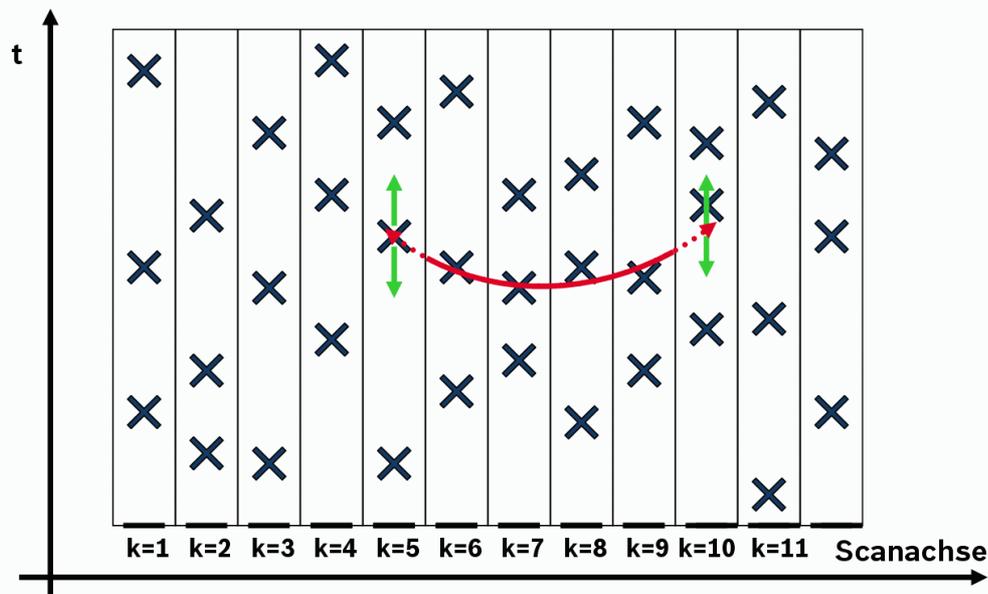


Abbildung 2.5: Filterung mit dem Kalman-Filter. Für jeden Messpunkt k existieren 3 Messwerte, die durch die Kreuze symbolisiert werden. Die Vorhersage aus dem aktuellen Zustandsvektor ist durch die gestrichelte rote Linie und der Fehler auf die Vorhersage durch die grünen Pfeile dargestellt.

die Reflexe in den A-Scans, sind durch Kreuze dargestellt. Der Index k ist hier den A-Scans (also den Messungen) zugeordnet und indiziert in diesem Fall nicht die Folge von Approximationen des Kalman-Filters. Die bereits gefilterten Messungen ($k = 6, \dots, 9$) führen zu einem Zustandsvektor, der durch die durchgezogene Linie dargestellt wird. Für $k = 5$ und $k = 10$ ergibt dieser Zustandsvektor eine Vorhersage (durch die gestrichelte rote Linie symbolisiert) und einen Fehler auf die Vorhersage (durch die Pfeile symbolisiert). Die Messpunkte, also die Reflexe in den A-Scans für $k = 5$ und $k = 10$, die mit dem Fehler auf die Vorhersage vereinbar sind, werden zur Aktualisierung herangezogen, aber keine weiteren. Auf diese Weise wird durch den Vorhersagemechanismus eine Vorauswahl der möglichen Messwerte erreicht.

2.5 Klassifizierungsalgorithmen

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über einige gängige Klassifikationsalgorithmen gegeben werden.

Häufig wird die Entscheidung über das Vorhandensein eines Defekts (IO/NIO²-Entscheidung) in einem Bauteil aufgrund eines einzigen Entscheidungskriteriums getroffen. In der Ultra-

²In Ordnung / Nicht In Ordnung

schalltechnik ist beispielsweise der 6 dB Schwellwert bekannt, ab der die Defektanzeige in einem A-Scan als solche identifiziert wird und das Bauteil als NIO klassifiziert wird. In vielen Fällen können aber mehrere Merkmale zur Klassifizierung herangezogen werden. Eine solche Analyse nennt man “Multi-Variate-Analysis”. Es gibt eine große Anzahl verschiedener Algorithmen, die diese Aufgabe erfüllen. In der Folge sollen einige wichtige Vertreter, die auch in dieser Arbeit Anwendung finden, anschaulich erläutert werden.

Im Folgenden wird ein Ultraschalldatensatz, der eine Defektanzeige enthält, mit Signal und ein Ultraschalldatensatz, der lediglich Rauschen enthält, mit Hintergrund bezeichnet. Die Auswirkung verschiedener Klassifizierungsverfahren in einem zweidimensionalen Merkmalsraum wird in Abb. (2.6) skizziert. Dargestellt ist das sogenannte “Trainingsset”, d.h. Datensätze, bei denen man weiß, ob es sich um Signal oder Hintergrund handelt. Aufgrund der Merkmale und dieses Trainingssets entscheiden die Klassifikationsverfahren, ob ein Ultraschalldatensatz eine Defektanzeige enthält (Signal) oder nicht (Hintergrund).

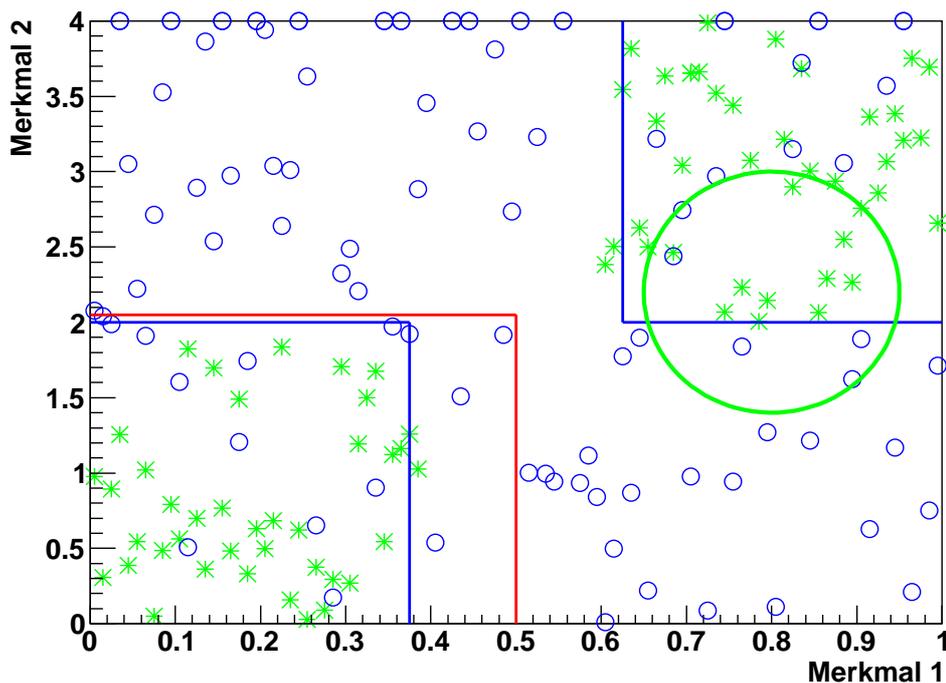


Abbildung 2.6: Beispiel der Trennung von Signal (Sternchen) und Hintergrund (Kreise) durch zwei Eingangsvariablen mittels verschiedener Klassifikationsalgorithmen. Die roten Linien beschreiben die Grenzen, die durch einfache Schwellwerte gezogen werden. Die blauen Linien beschränken das Gebiet, welches mittels der Methode der “Entscheidungsbäume” ausgewählt werden würde. Der grüne Kreis beschreibt das Gebiet, in dem nach dem k-NN-Verfahren eine Entscheidung getroffen würde.

Einfache Schwellwerte

Die einfachste Methode, Signal und Hintergrund zu unterscheiden, ist die Anwendung von Schwellwerten auf die Merkmale. Diese sind in Abb. (2.6) durch die roten Linien dargestellt und haben den Wert 0,5 für Merkmal 1 und den Wert 2 für Merkmal 2. Man wählt durch Schwellwerte also einen Hyperkubus aus dem Raum der Merkmale aus. In dem gezeigten zweidimensionalen Merkmalsraum ist dieser "Hyperkubus" ein Rechteck.

Zu dieser Art der Klassifikation gehört z.B. die IO/NIO-Klassifizierung in der Ultraschalltechnik, die auf dem 6 dB Schwellwert für Peaks im A-Scan beruht.

Klassifikation mittels der k nächsten Nachbarn (k-NN)

Ein zu klassifizierendes Element hat in Abb. (2.6) zwei Merkmale und wird dadurch im Merkmalsraum positioniert. Die Klassifikation mittels der k nächsten Nachbarn beruht auf der Zählung der Nachbarn dieses Elements im Merkmalsraum [60–62]. Die Nachbarn sind durch das Trainingsset gegeben. Dieser Algorithmus kann eingesetzt werden, um sehr unregelmäßige Signal- und Hintergrundverteilungen zu trennen. Dabei wird der Abstand zwischen dem zu klassifizierenden Element x und einem beliebigen Element y des Trainingssets über eine skalierte Metrik im Raum der Klassifikationsmerkmalen mit Dimension d berechnet durch:

$$R^{(Scaled)} = \left(\sum_{i=1}^d \frac{1}{w_i} (x_i - y_i)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.101)$$

wobei i die Merkmale indiziert und die w_i die Skalierungsfaktoren der einzelnen Merkmale sind. Mit Hilfe dieser Metrik werden aus dem Trainingsset die k nächsten Nachbarn ausgewählt, wobei l Elemente Signal und $k - l$ Elemente Hintergrund sind. Die k Nachbarn kann man so nummerieren, dass die l Signale die Nummern 1 bis l und die $k - l$ Hintergrund-Elemente die Nummern $l+1$ bis k erhalten. Um aus diesen k Elementen die näheren Nachbarn stärker zu berücksichtigen, kann man eine Wichtungsfunktion f des Abstands einführen. Zur Klassifizierung definiert man getrennt für die Nachbarn, die Signal sind und die Nachbarn, die Hintergrund sind folgende Werte

$$W_{Signal} = \sum_{i=1}^l f \left(\frac{R_i^{(Scaled)}}{R_{max}^{(Scaled)}} \right), \quad W_{Hintergrund} = \sum_{i=l+1}^k f \left(\frac{R_i^{(Scaled)}}{R_{max}^{(Scaled)}} \right), \quad (2.102)$$

wobei $R_i^{(Scaled)}$ der Abstand zwischen dem zu klassifizierenden Element und dem i -ten Nachbarn ist und

$$R_{max}^{(Scaled)} = \max\{R_i^{(Scaled)}, 1 \leq i \leq k\}. \quad (2.103)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass dann das zu klassifizierende Ereignis ein Signal-Ereignis ist, wird durch

$$P_{Signal} = \frac{W_{Signal}}{W_{Signal} + W_{Hintergrund}} \quad (2.104)$$

beschrieben.

Neuronale Netze

Neuronale Netze waren und sind Gegenstand intensiver wissenschaftlicher Untersuchungen und es existieren eine große Zahl von Veröffentlichungen sowohl zur Theorie als auch zu ihrer Anwendung. Daher wird hier nur ein kurzer Überblick über die Thematik gegeben.

Ein neuronales Netz besteht aus miteinander verknüpften Neuronen. Ein Neuron ist ein Knoten, der eine Zahl von Anregungssignalen von anderen Neuronen erhält und daraus eine Antwort berechnet. Diese Antwort wird wiederum an andere Neuronen übermittelt.

Man kann einige Neuronen als “Eingangs-Neuronen” definieren und für diese Anregungssignale vorgegeben. Dadurch wird das Netz in einen definierten Zustand versetzt. Dieser Zustand kann aus sogenannten “Ausgangs-Neuronen” ausgelesen werden. Soll ein solches Netz zur Klassifikation eingesetzt werden, so benötigt man nur ein Ausgangs-Neuron.

Die Antwort eines neuronalen Netzes ist nichtlinear, sofern es ein Neuron gibt, welches auf seine Anregungssignale eine nichtlineare Antwort liefert.

Die oben beschriebenen Neuronalen Netze werden sehr komplex, da ein Netz mit k Neuronen k^2 Verknüpfungen haben kann. Die Komplexität kann deutlich vereinfacht werden, wenn die Neuronen in Lagen angeordnet und nur unidirektionale Verbindungen zwischen Neuronen benachbarter Lagen erlaubt werden. Solche sogenannten “Feed Forward”-Netze können gemäß eines Satzes von Stone-Weierstraß [63, 64], mit nur einer Lage Neuronen jede beliebige Funktion approximieren.

Es ist auch möglich, mehrere Lagen zu verwenden. Dadurch kann die Anzahl der notwendigen Neuronen teilweise deutlich verringert werden, bei gleichbleibender Performance. Es gibt aber für solche Netzarchitekturen keine formale Garantie der Konvergenz.

Ein einzelnes Neuron kann verschiedene Formen haben. Häufig unterscheidet man zwischen einem Synapsenteil und einem Aktivierungsteil, welcher eine Funktion des Synapsenteils ist. Dabei sind die geläufigsten Formen für den Synapsenteil die gewichtete Summation über die Anregungssignale, die gewichtete Summation derer Quadrate und die gewichtete Summation der Absolutwerte. Der Aktivierungsanteil, also die Funktion, mit der das Neuron auf den

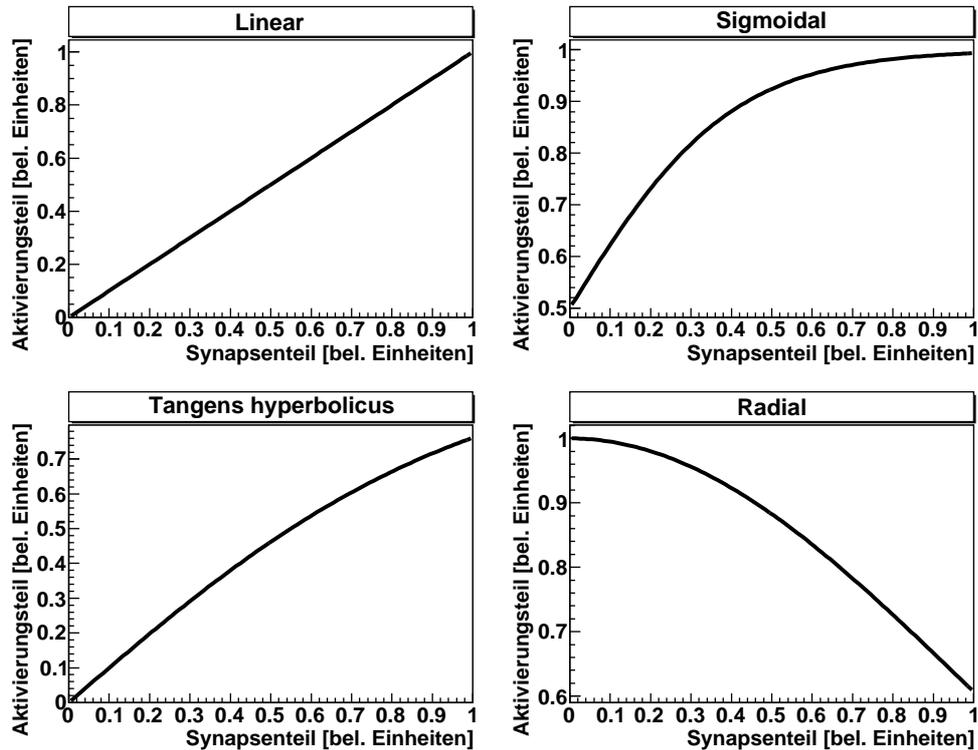


Abbildung 2.7: Vier verschiedene Möglichkeiten, den Aktivierungsteil eines Neurons zu modellieren. Oben links: lineare Reaktion auf den Synapsenteil; oben rechts: sigmoidale Antwort; unten links: Tangens hyperbolicus; unten rechts: radiale Antwort.

Synapsenteil reagiert, ist häufig von folgender Form:

$$\alpha : x \rightarrow \begin{cases} x & \text{Linear,} \\ \frac{1}{1+e^{-kx}} & \text{Sigmoidal,} \\ \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} & \text{Tangens hyperbolicus,} \\ e^{-x^2/2} & \text{Radial.} \end{cases} \quad (2.105)$$

Die jeweilige Antwort des Neurons auf den Synapsenteil ist in Abb. (2.7) skizziert. In den ersten drei Fällen liegt eine monoton steigende Funktion vor, im radialen Fall eine monoton fallende Funktion.

Ein Neuronales Netzwerk muss mit Hilfe des Trainingsets trainiert werden. Eine Möglichkeit ist die sogenannte “Back-Propagation”. Dazu wird jede Verbindung zwischen den Neuronen mit einem zufälligen Wichtungsfaktor initialisiert. Dann wird das Neuronale Netz auf alle Element des Trainingsets angewendet. Da bekannt ist, ob ein Signal- oder Hintergrundereignis vorlag, lässt sich eine Fehlerfunktion definieren, die minimiert werden muss. Dazu wird

mit der Gradientenmethode der größte Gradient im Raum der Wichtungsfaktoren gesucht. Nach mehreren Iterationen gelangt man dann zu einem Minimum und das Neuronale Netz ist trainiert. Unbekannte Ereignisse, definiert durch ihre Merkmale, die aus dem zugehörigen Ultraschalldatensatz extrahiert wurden, können jetzt nach IO/NIO unterschieden werden.

Support Vector Machine

Ebenso wie über Neuronale Netze gibt es auch über “Support Vector Machines” umfangreiche Literatur [65–67]. Auch hier gilt, dass der folgende Abschnitt ein intuitives Verständnis für diesen Algorithmus ermöglichen soll.

Sind Signal und Hintergrund des Trainingssets linear trennbar, so lässt sich eine Hyperebene finden, die beide Bereiche trennt. Dabei ist es besonders günstig, eine möglichst breite Grenzregion um diese Hyperebene zu haben, in der kein Testereignis liegt. Für ein zu klassifizierendes Element verspricht eine solche breite Grenzregion eine eindeutigere Zuordnung zu Signal oder Hintergrund, da auch von diesem Element erwartet wird, dass es nicht weit in der Grenzregion liegt.

Das Finden der besagten Hyperebene lässt sich zurückführen auf ein Maximierungsproblem einer Lagrange-Funktion. Diese berechnet sich aus einer Summe über Skalarprodukte $x_i \cdot x_j$ von Testereignissen aus dem Trainingsset.

Diese Eigenschaft wird bei der Erweiterung der Vorgehensweise auf nichtlineare Hyperebenen genutzt. Dazu werden die Trainingsereignisse in einen höherdimensionalen Raum \mathcal{H} transformiert, um sie dort mit dem linearen Schema zu trennen. Die auftretenden Skalarprodukte $x_i \cdot x_j$, werden in \mathcal{H} zu $\Phi(x_i) \cdot \Phi(x_j)$. Dieses Skalarprodukt kann durch eine “Kernel-Funktion” K approximiert werden, d. h.

$$x_i \cdot x_j = \int xy \, dx \, dy \xrightarrow{\mathcal{H}} \int \Phi(x)\Phi(y) \, d\Phi(x) \, d\Phi(y) \approx \int K(x, y) \, dx \, dy \quad (2.106)$$

Dies vereinfacht die Berechnung deutlich, da es schwer ist, die exakte Form von $\Phi(x)$ aus den Trainingsdaten herzuleiten.

In [67] wurde gezeigt, dass eine geeignete “Kernel-Funktion” die sogenannte Mercer-Bedingung

$$\int K(x, y)g(x)g(y) \, dx \, dy \geq 0 \quad \forall g(x) : g(x) \text{ Quadrat-integrierbar} \quad (2.107)$$

erfüllt. Ist diese Bedingung erfüllt, dann hat das zugrundeliegende Optimierungsproblem ein wohldefiniertes *globales* Minimum. Diese Eigenschaft ist ein Vorteil der SVM gegenüber neuronalen Netzen, bei denen auch lokale Minima auftreten können.

Entscheidungsbäume

Entscheidungsbäume sind binäre Bäume. Um einen solchen zu trainieren, wird mit Hilfe eines Trainingsets an jedem Knoten entschieden, welches Merkmal die beste Signal-Hintergrund-Trennung ermöglicht. Das unterteilte Gebiet wird wiederum untersucht im Hinblick auf das nächste Merkmal mit der hier besten Signal-Hintergrund-Trennung. Dieser Algorithmus wird so weit getrieben, bis keine Verbesserung mehr möglich ist.

Ist ein Baum trainiert, so wird für ein zu klassifizierendes Element mit Merkmalen x_i an jedem Knoten entschieden, ob die Bedingung des entsprechenden Merkmals an diesem Knoten erfüllt wird oder nicht (Abb. (2.8)). Entscheidungsbäume funktionieren also genau wie

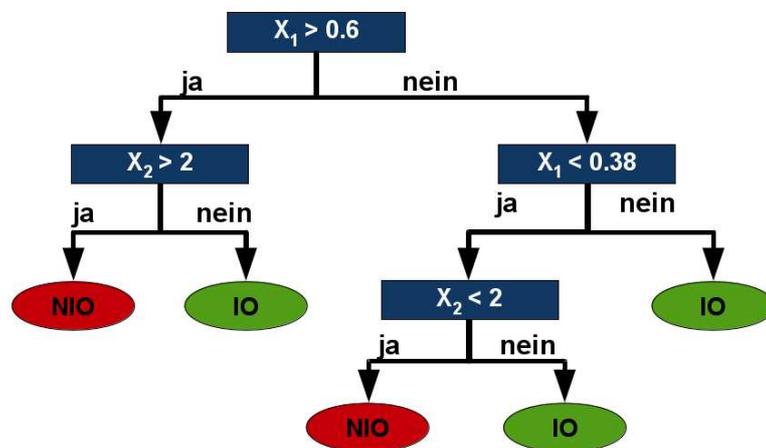


Abbildung 2.8: Beispielhafter Entscheidungsbaum für Elemente mit zwei Merkmalen. An jedem Knoten wird entschieden, ob das zu klassifizierende Element die Bedingung erfüllt oder nicht.

Schwellwerte, aber im Gegensatz zu diesen können sie den Hyperraum in beliebig viele Hyperkuben unterteilen. In Abb. (2.6) werden mit den blauen Linien beispielhaft die beiden Gebiete eingezeichnet, die der Entscheidungsbaum aus Abb. (2.8) als Signalgebiete klassifizieren würde.

Entscheidungsbäume haben zwei Nachteile:

1. Statistische Fluktuationen können die Struktur eines Baums entscheidend beeinflussen. Trennen zwei Merkmale Signal und Hintergrund ähnlich gut, so können statistische Fluktuationen über den zu wählenden Schwellwert entscheiden.
2. Übertraining: Ein Klassifikationsalgorithmus ist übertrainiert, wenn aus dem Trainingset keine allgemeinen Eigenschaften zur Signal-Hintergrund-Trennung mehr hervorge-

hen, sondern der Algorithmus nur noch eine Aussagekraft für dieses spezielle Trainingsset besitzt (er merkt sich sozusagen, welche Elemente im Trainingset Signal und welche Hintergrund sind). Treibt man im Falle der Entscheidungsbäume das Ganze bis zum Ende, so unterteilt man den gesamten Hyperraum in kleine Würfel, die alle nur ein Element (Signal oder Hintergrund) enthalten. Ein solcher Baum hat keine Aussagekraft mehr.

Der erste Nachteil kann durch sogenanntes “Boosting” verhindert werden [68,69]. Dazu wird dasselbe Trainingsset mehrfach verwendet, um verschiedene Entscheidungsbäume zu erzeugen. Für jeden Entscheidungsbaum werden die Trainingsereignisse mit einer neuen Wichtung versehen, z.B. können falsch klassifizierte Ereignisse stärker gewichtet werden (“adaptive boost”). Auf diese Weise wird ein “Wald” von Entscheidungsbäumen aufgebaut und die Klassifizierung ist dann ein (gewichteter) Mittelwert der Antworten der einzelnen Entscheidungsbäume. Den zweiten Nachteil kann man durch ein “Zurückschneiden” der Entscheidungsbäume minimieren [70]. Dabei werden von unten nach oben Knoten entfernt, die keine signifikante Trennung zwischen Signal und Hintergrund ermöglichen.

Kapitel 3

Die verwendeten Simulationsverfahren

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Simulationsverfahren EFIT, GPSS sowie die neu entwickelte und umgesetzte Kopplung von EFIT mit GPSS beschrieben, während der Rekonstruktionsalgorithmus SAFT in Kapitel 4 und das in dieser Arbeit neu entwickelte Verfahren zur Rekonstruktion und Defektidentifikation in den Kapiteln 5 und 6 behandelt wird.

In Kapitel 3.1 werden zunächst einige Implementierungsentscheidungen vorgestellt, die auch für das Zusammenspiel von Simulation und Rekonstruktion wichtig sind. In Kapitel 3.2 wird die Modellbibliothek beschrieben, ein wesentlicher Teil der von Simulation und Rekonstruktion gemeinsam genutzten Software, mit deren Hilfe die Prüfsituation modelliert werden kann.

Die beiden im Hybridansatz verwendeten Simulationsmethoden EFIT und GPSS werden in den Kapiteln 3.3 und 3.4 beschrieben. EFIT und GPSS unterscheiden sich in einem wesentlichen Punkt. EFIT diskretisiert direkt die elastodynamischen Gleichungen (2.7) und (2.8) und bildet so die gesamten Wellenphänomene ab inklusive entsprechender Anfangs- und Randbedingungen. Die GPSS beruht dagegen auf dem elastodynamischen Huygenschen Prinzip, d.h. auf der Integralgleichung (2.30). Zur Berechnung der Lösung benötigt man eine analytische oder numerische Form der Greenschen Funktion. Dabei werden bestimmte Annahmen gemacht, so dass die Greenschen Funktionen streng genommen nur im Fernfeld der Punktquelle gültig sind. Dafür ist die Berechnung der Lösung mit Hilfe der GPSS auch in 3D mit vertretbarem Speicher- und Rechenaufwand auf einem normalen PC durchführbar, während EFIT in 3D wegen Speicheraufwand und hoher Zeitschrittzahl nur beschränkt einsetzbar ist.

Bei der Kopplung von EFIT und GPSS (Kapitel 3.5) macht man sich die Vorteile beider Verfahren zunutze, um auch in komplexen 3D-Geometrien Simulationen mit vertretbarem Aufwand durchführen zu können.

3.1 Implementierungsentscheidungen

Wie vielfach in der Literatur (u.a. [23]) dargelegt wurde, benötigt man effiziente und exakte Simulationsverfahren zum Entwickeln und Testen von Rekonstruktionsverfahren. Rekonstruktionsverfahren sind teilweise bereits heute integraler Teil von Prüfsituationen. Zur Beurteilung einer Prüfsituation, z.B. in Bezug darauf, welche Defekte noch sicher detektiert werden können, benötigt man einen ganzheitlichen Ansatz, der sowohl die Datenaufnahme simuliert, als auch verschiedene Datenauswertungsverfahren auf die simulierten Daten anwendet. Dieser ganzheitliche Ansatz muss u.a. berücksichtigen, welche Teile der Software sowohl der Simulation, als auch der Rekonstruktion zur Verfügung stehen müssen. Dazu gehört z.B. der Teil, der die Prüfsituation, also den Prüfkopf und dessen Positionen, das zu prüfende Bauteil und die vorkommenden Defekte modelliert.

In dieser Arbeit kommt die Objekt-Orientierte Programmierung zum Einsatz, da diese den ganzheitlichen Ansatz besonders gut durch ihre Abstraktions- und Kapselungsmechanismen unterstützt. Diese erlauben es z.B. die Prüfsituation geeignet zu abstrahieren und in eine separate Bibliothek zu kapseln, die dann sowohl der Simulation als auch der Rekonstruktion zur Verfügung steht. Die in dieser Arbeit implementierte abstrahierte Beschreibung der Prüfsituation erlaubt die Beschreibung der Prüfung komplexer und inhomogener Geometrien. Da zur Rekonstruktion in dieser Arbeit auch SAFT implementiert wird und der Rekonstruktion durch die gewählte Softwarearchitektur diese Beschreibung auch zur Verfügung steht, ist damit erstmals ein einheitliches Gesamtsystem entstanden, in dem eine Prüfsituation inklusive SAFT in beliebigen, komplexen und inhomogenen Geometrien bezüglich der kleinsten detektierbaren Defekte beurteilt werden kann.

Die kommerzielle Simulationssoftware CIVIA [71] bietet dem Anwender ebenfalls die Möglichkeit, die Prüfsituation unabhängig von der Simulation zu definieren; hier gibt es allerdings keine Möglichkeit, SAFT oder andere Rekonstruktionsalgorithmen einzubinden. Die meisten akademischen Lösungen beruhen auf mehreren im Laufe der Jahre gewachsenen Programmen, die zunächst unabhängig voneinander entstanden sind und verschiedene einzelne Simulationsalgorithmen wie EFIT und GPSS oder Rekonstruktionsalgorithmen wie SAFT implementieren. Jedes dieser getrennt entwickelten Programme verwendet seine eigene Geometriedefinition, die zum Teil wenig flexibel ist. Führt man Simulation und Rekonstruktion zu einem Gesamtsystem zusammen, so hat man einen erhöhten Aufwand bei der Erstellung der Geometrien, da diese in beiden Programmteilen getrennt definiert werden müssen. Zudem müssen im Nachhinein Schnittstellen zwischen Simulation und Rekonstruktion ge-

schaffen werden, die es z.B. erlauben, Daten, die die Rekonstruktion von der Simulation benötigt, auszulesen und in die von der Rekonstruktion verwendeten Datenstrukturen zu überführen. Dies alles führt zu einer größeren Fehleranfälligkeit, weniger Flexibilität und größerem Aufwand. Der Vorteil des in dieser Arbeit verfolgten ganzheitlichen Ansatzes ist, dass diese Probleme vermieden werden.

Als Programmiersprache wurde C++ verwendet, da eine Vielzahl mathematischer Bibliotheken in C/C++ existieren. Zu diesen gehört auch das spezielle Analyseprogramm ROOT [72], welches in dieser Arbeit verwendet wurde.

ROOT

Da sich wesentliche Teile der entwickelten Software auf von ROOT zur Verfügung gestellte Klassen stützen, soll dieses Programm hier kurz vorgestellt werden. ROOT wurde am CERN¹ als Analyseprogramm in 1995 entwickelt. Heutzutage ist es eines der wichtigsten Analysetools für die aktuellen Experimente am LHC².

ROOT liefert viele Möglichkeiten zur Datenanalyse, unter anderem Klassifikationsalgorithmen, die auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommen. Ebenso wurden alle Abbildungen in dieser Arbeit mit den von ROOT zur Verfügung gestellten Histogramm-Klassen erstellt. Außerdem hat ROOT ein eigenes Geometriemodul, das sowohl die Generierung einer komplexen Geometrie zulässt, als auch Methoden zur Strahlverfolgung (auch Tracking genannt) innerhalb der Geometrie zur Verfügung stellt.

3.2 Die Modell-Bibliothek

Die Modell-Bibliothek ist der zentrale Teil der in dieser Arbeit implementierten Software zur ganzheitlichen Beurteilung von Prüfsituationen. Sie enthält die in allen Teilschritten verwendeten Klassen und bildet so den gemeinsamen Rahmen für die Modellierung der Prüfsituation. Dazu gehören insbesondere das Geometriemodul sowie die Modellierung des Senders, welche im Folgenden beschrieben werden.

3.2.1 Das Geometriemodul

Um die Simulation und Rekonstruktion auf viele verschiedene anwendungsnahe Geometrien anwenden zu können, muss eine solche Geometrie einfach zu erzeugen sein. Außerdem

¹CERN = Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire; <http://www.cern.ch/>

²LHC = Large Hadron Collider

wird die Bewertung der Prüfsituation vereinfacht, wenn nur eine gemeinsame Geometrie als Grundlage für Simulation und Rekonstruktion definiert werden muss. Zusätzlich soll die Verwendung von Informationen wie Laufzeiten und Schallfelder, die die Simulation bereitstellt, einfach für die Rekonstruktion verwendbar gemacht werden.

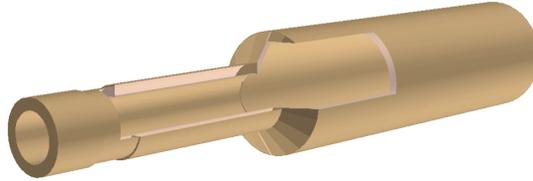


Abbildung 3.1: Geometrie einer Hülse

Erstellung der Geometrie

Zur Definition der Geometrie des Prüfkörpers verwendet das Geometriemodul die von ROOT zur Verfügung gestellten Elemente. Dazu gehören einfache Quader, (Hohl-)Kugeln, (Hohl-)Zylinder, sowie komplexere Elemente z.B. aus Polygonlinien. Diese Elemente können mit beliebigen Transformationen (Translation, Rotation und Skalierung) beliebig oft in einem “Welt”-Volumen platziert werden. Sich wiederholende Elementpaare lassen sich gruppieren und dann als Gruppe duplizieren.

Ist eine solche allgemeine (“physische”) Geometrie erstellt, kann man darauf aufbauend die Geometrie für die Rekonstruktion automatisch in Voxel^3 unterteilen oder für die EFIT-Simulation das Berechnungsnetz erstellen.

Für das Ray-Tracing ist eine Weiterverarbeitung nicht mehr notwendig; die so erstellte Geometrie kann direkt verwendet werden, da Trackingmethoden innerhalb dieser Geometrie von ROOT zur Verfügung gestellt werden. Das Modell einer Hülse ist in Abb. (3.1) als Beispiel für eine “physische” Geometrie dargestellt.

Aufbereitung der Geometriedaten für die Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion wird das Volumen eines den Testkörper umgebenden Quaders gemäß der gewünschten Voxelgröße in Voxel unterteilt. Jedes Voxel erhält einen Index. Fällt der Mittelpunkt eines Voxels in das Volumen des Testkörpers, so wird der Index dieses Voxels in eine Liste übernommen. Die Liste der Indizes definiert also die Geometrie des Körpers (Abb. (3.2)). Weitere geometriedefinierende Schritte sind für die Rekonstruktion nicht notwendig.

³Quader; 3D-Äquivalent eines 2D-Pixels

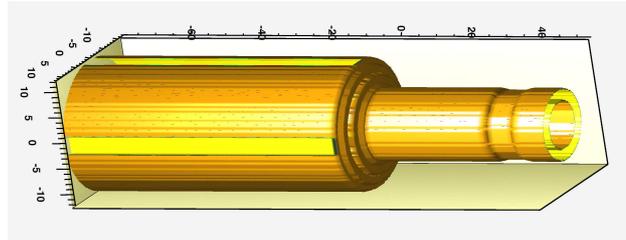


Abbildung 3.2: Rekonstruktionsgeometrie einer Hülse: Approximation durch Voxel

Aufbereitung der Geometriedaten für die Simulation mit EFIT

Der größte Aufwand ist für EFIT notwendig, da dies ein expliziter Finite-Differenzen Algorithmus ist. Die Diskretisierung hängt von den auftretenden Wellenlängen und Frequenzen ab (siehe Kapitel 2.3.3). Da die Zeitdiskretisierung von der räumlichen Diskretisierung abhängt, wird zuerst die Zellgröße bestimmt. Dazu werden die maximale sowie die minimale Schallgeschwindigkeit bestimmt. Aus minimaler Schallgeschwindigkeit und maximaler Frequenz ergibt sich die minimale Wellenlänge und damit die Zellgröße gemäß Glg. (2.61). Aus dieser lässt sich dann zusammen mit der maximalen Schallgeschwindigkeit die Zeitschrittweite nach dem Courant-Kriterium berechnen (s. Glg. (2.62)).

Nachdem die Größe einer einzelnen EFIT-Zelle bestimmt wurde, kann nun die Geometrie analog zur Rekonstruktion in Zellen unterteilt werden. Für jede erzeugte EFIT-Zelle wird dann überprüft, ob sie an einer Grenzfläche liegt. Ist dies der Fall, wird automatisch mit dem in dieser Arbeit entwickelten Algorithmus die richtige Randbedingung für diese Zelle bestimmt (siehe Kapitel 3.3.1).

Um die Ausbreitung eines Anregungssignals in der Geometrie simulieren zu können, müssen einige Zellen “aktiv” sein, d.h. die Geschwindigkeitswerte in diesen Randzellen werden explizit vorgegeben. Um diese aktiven Zellen zu bestimmen, projiziert man die Senderoberfläche entlang ihrer Normalen auf die Bauteiloberfläche (Abb. (3.3)). Dieses Vorgehen ist eine Approximation für das Schallfeld in Immersionstechnik. Korrekterweise müsste man das Schallfeld mit einer Methode wie der GPSS [19] auf der Körperoberfläche berechnen. Für Prüfungen in Kontakttechnik ist die hier verwendete Approximation jedoch korrekt und kann auch bei Immersionstechnik mit kleinen Abständen vom Prüfkopf bis zur Bauteiloberfläche verwendet werden.

Um die verschiedenen Laufzeiten durch das Koppelmedium zu berücksichtigen, werden die Laufzeiten von Sender zu Bauteil gemäß

$$t_i = \frac{d_i}{v_{\text{Koppelmedium}}} \quad (3.1)$$

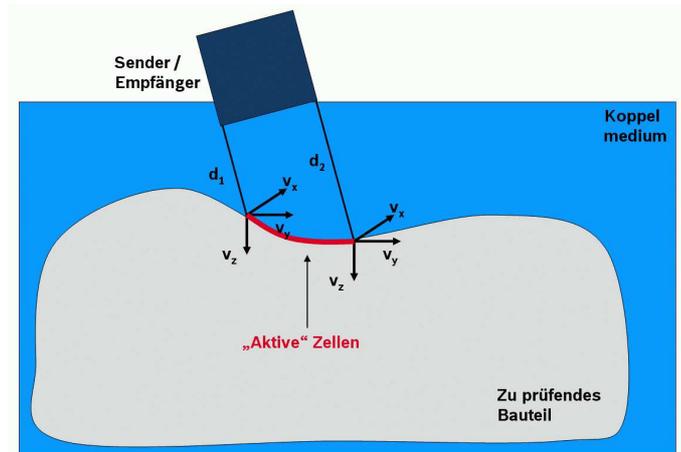


Abbildung 3.3: Projektion der Senderoberfläche auf das zu simulierende Bauteil. Diese Approximation vernachlässigt die Ausbildung eines Schallfeldes im Koppelmedium und ist daher nur korrekt in Kontakttechnik, bzw. bei kleinen Abständen des Prüfkopfes von der Testkörperoberfläche.

berechnet. Daraus werden den einzelnen aktiven Zellen i Verzögerungszeiten Δt_i zugeordnet, so dass gilt:

$$\Delta t_i = t_i - \min(t_i), \quad \text{wobei } i \text{ Index einer aktiven Zelle ist.} \quad (3.2)$$

Diese Verzögerungszeiten bewirken bei schrägem Einfall z.B. die korrekte Simulation der Entstehung longitudinaler und transversaler Wellen gemäß dem Brechungsgesetz. Zusätzliche Verzögerungszeiten, um z.B. eine Fokussierung des Prüfkopfes auf einen Punkt oder eine Linie zu simulieren, sind intrinsische Eigenschaften des Senders und werden daher in der Modellierung des Senders (s. folgender Abschnitt 3.2.2) und nicht der Geometrie berücksichtigt.

3.2.2 Die Modellierung des Senders

Der Sender bzw. Empfänger wird durch eine Position, eine Orientierung und eine Geometrie abstrahiert. Als mögliche Geometrien sind eine rechteckige, eine kreisförmige und eine ellipsoide Form der Oberfläche vorgesehen. Die zeitliche Signalform des Senders ist mittels einer Formel frei wählbar. Der Prüfkopf kann außerdem auf einen Punkt oder eine Linie im Abstand d fokussieren. Definiert die Normale auf die Prüfkopfoberfläche durch den Prüfkopfmittelpunkt die Richtung, in die der Prüfkopf sendet, so liegt bei den meisten fokussierenden Prüfköpfen der Fokus auf dieser Normalen bzw. die Fokuslinie liegt senkrecht zur Normalen und schneidet diese im Abstand d . Die Fokuslänge d wird häufig für Wasser angegeben. Um den Sender im Rahmen des Ray-Tracings zu modellieren, müssen die Strahlrichtungen

berechnet werden. Dazu wird der Richtungsvektor im lokalen Koordinatensystem des Senders berechnet und dann in das globale Koordinatensystem transformiert. Für Simulationen mit EFIT benötigt das Verfahren wie oben beschrieben zusätzliche Verzögerungszeiten für die aktiven Zellen. Die Laufzeit von einem Punkt (x, y) auf der Prüfkopfoberfläche bis zum Fokuspunkt im Abstand d bzw. zur Fokuslinie im Abstand d und mit der Orientierung α in der Ebene der Prüfkopfoberfläche wird einfach gemäß

$$\text{Punkt: } t_{x,y} = \sqrt{\frac{x^2 + y^2 + d^2}{c_{Wasser}}} \quad \text{Linie: } t_{x,y} = \sqrt{\frac{(x \cos(\alpha) + y \sin(\alpha))^2 + d^2}{c_{Wasser}}} \quad (3.3)$$

berechnet. Mit der maximalen Laufzeit $t_{max} = \max\{t_{x,y}\}$ ergibt sich für die Verzögerungszeit für jeden Punkt (x, y) auf der Senderoberfläche

$$(\Delta t)_{x,y} = t_{max} - t_{x,y}. \quad (3.4)$$

Ein Phased-Array-Prüfkopf besteht aus Teilflächen, deren Verzögerungszeit für die jeweilige Fokussierung über obige Formeln für den Mittelpunkt der Teilfläche berechnet werden kann. Um die notwendigen Verzögerungszeiten eines Phased-Array-Prüfkopfs in komplexeren Geometrien zu berechnen, benötigt man zunächst den Weg entlang dessen der Schall von der Teilfläche zu dem Fokuspunkt propagiert. Dieser wird gemäß des Fermatschen Prinzips mittels Minimierung der Laufzeit ermittelt.

3.3 EFIT

In diesem Abschnitt wird die im Hybridverfahren verwendete Simulationsmethode EFIT [23, 24, 37, 73–75] beschrieben, welche die elastodynamischen Gleichungen (2.7) und (2.8) diskretisiert. In Kapitel 3.3.1 wird zunächst das Prinzip von EFIT in 3D dargestellt. Für EFIT in drei Dimensionen gibt es nur wenige Beiträge zu Simulationen bei komplexen Geometrien. Dies ist in der Tatsache begründet, dass es nicht trivial ist, die Randbedingungen für beliebig gekrümmte Oberflächen korrekt zu berücksichtigen. Falsche Randbedingungen führen zur Divergenz des EFIT-Algorithmus oder zur nicht korrekten Abbildung der auftretenden Oberflächenwellen. Daher wurde im Kontext dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, mit dem man aus der in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Geometriedefinition automatisch korrekte Randbedingungen ableiten kann. Auch dieses Verfahren wird in Kapitel 3.3.1 vorgestellt. Zur Validierung von EFIT3D wird überprüft, inwieweit das Verfahren das Fernfeld einer Punktquelle korrekt simuliert und inwieweit die Simulationsdaten mit experimentellen Daten übereinstimmen. In Kapitel 3.3.2 wird dann eine Reduktion des Verfahrens auf 2D vor-

gestellt. Auch im zweidimensionalen Fall werden die oben genannten Validierungen durchgeführt. Zusätzlich wird ein Vergleich mit dem weitverbreiteten kommerziellen FE-Tool Comsol durchgeführt. Ein solcher Vergleich wird für EFIT3D nicht durchgeführt, da die Simulation mit Comsol in drei Dimensionen sehr lange dauert und man durch den Laufzeitvergleich in zwei Dimensionen den Geschwindigkeitsgewinn durch EFIT im Vergleich zu Comsol gut bestimmen kann.

3.3.1 EFIT3D

Grundlagen

Die elastodynamischen Gleichungen (siehe Kapitel 2.1.1) beschreiben die Ausbreitung von Störungen des Gleichgewichtszustands (z.B. durch Ultraschallwellen) in einem Festkörper. Im Gegensatz zur klassischen Akustik sind die Gleichungen komplexer und beschreiben gekoppelte Wellenphänomene mit drei Polarisationsrichtungen. Im Wesentlichen diskretisiert EFIT diese Gleichungen nach der Finiten Differenzenmethode auf einem um eine halbe Zelle verschobenen Gitter (“Staggered Grid”). Die Genauigkeit eines einfachen Finite Differenzen Verfahrens ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\Delta)$, wobei Δ die Diskretisierung der relevanten Größe (meist Raumrichtung oder Zeit) ist. Durch die Implementierung auf einem “Staggered Grid” wird die Genauigkeit von der Ordnung $\mathcal{O}(\Delta^2)$ [76].

Leitet man Glg. (2.7) nach der Zeit ab und verwendet in Glg. (2.8) $v_j = \partial_t u_j$, so lassen sich beide Gleichungen schreiben als:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \partial_i \sigma_{ij}(\mathbf{r}, t) + f_j(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} &= D_{Ho}^{ijk} v^k(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Die diskretisierten Gleichungen lassen sich in dieser Darstellung einfacher verstehen; in der Herleitung wurden jedoch die obigen Gleichungen zunächst integriert und dann diskretisiert. Das Integral wird dann in einen Volumenanteil und einen Oberflächenanteil der jeweiligen Zelle aufgeteilt. Dieses Vorgehen implizierte automatisch eine Implementierung auf einem “Staggered Grid” [23].

Diskretisierung der Elastodynamischen Gleichungen

Da die erste zeitliche Ableitung der Größen v_j und σ_{ij} von der räumlichen Ableitung der jeweils anderen Größe abhängig sind, ist eine Implementierung auf einem “Staggered Grid” einfach umsetzbar.

Zunächst werden die Gleichungen räumlich diskretisiert. Zur Vereinfachung wird hier nur der einfachste Fall für D_{Ho}^{ijk} betrachtet, d.h. für einen isotropen homogenen Körper. In diesem Fall ist (s. Glg. (2.6))

$$D_{ijk}^{(Ho)} = \lambda I_{ij} \partial_k + \mu (\delta_{jk} \partial_i + \delta_{ik} \partial_j). \quad (3.6)$$

Die Diskretisierung geschieht mittels der Finite Differenzen Methode. Dabei werden die räumlichen Ableitungen durch räumliche Differenzen approximiert:

$$\begin{aligned} \rho \partial_t v_1 &= \left(\frac{\sigma_{11}^{+x} - \sigma_{11}^{-x}}{\Delta x} + \frac{\sigma_{12}^{+y} - \sigma_{12}^{-y}}{\Delta y} + \frac{\sigma_{13}^{+z} - \sigma_{13}^{-z}}{\Delta z} \right), \\ \rho \partial_t v_2 &= \left(\frac{\sigma_{21}^{+x} - \sigma_{21}^{-x}}{\Delta x} + \frac{\sigma_{22}^{+y} - \sigma_{22}^{-y}}{\Delta y} + \frac{\sigma_{23}^{+z} - \sigma_{23}^{-z}}{\Delta z} \right), \\ \rho \partial_t v_3 &= \left(\frac{\sigma_{31}^{+x} - \sigma_{31}^{-x}}{\Delta x} + \frac{\sigma_{32}^{+y} - \sigma_{32}^{-y}}{\Delta y} + \frac{\sigma_{33}^{+z} - \sigma_{33}^{-z}}{\Delta z} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

und

$$\begin{aligned} \partial_t \sigma_{11} &= \lambda \left(\frac{v_1^{+x} - v_1^{-x}}{\Delta x} + \frac{v_2^{+y} - v_2^{-y}}{\Delta y} + \frac{v_3^{+z} - v_3^{-z}}{\Delta z} \right) + 2\mu \frac{v_1^{+x} - v_1^{-x}}{\Delta x}, \\ \partial_t \sigma_{22} &= \lambda \left(\frac{v_1^{+x} - v_1^{-x}}{\Delta x} + \frac{v_2^{+y} - v_2^{-y}}{\Delta y} + \frac{v_3^{+z} - v_3^{-z}}{\Delta z} \right) + 2\mu \frac{v_2^{+y} - v_2^{-y}}{\Delta y}, \\ \partial_t \sigma_{33} &= \lambda \left(\frac{v_1^{+x} - v_1^{-x}}{\Delta x} + \frac{v_2^{+y} - v_2^{-y}}{\Delta y} + \frac{v_3^{+z} - v_3^{-z}}{\Delta z} \right) + 2\mu \frac{v_3^{+z} - v_3^{-z}}{\Delta z}, \\ \partial_t \sigma_{12} &= \mu \left(\frac{v_1^{+y} - v_1^{-y}}{\Delta y} + \frac{v_2^{+x} - v_2^{-x}}{\Delta x} \right), \\ \partial_t \sigma_{13} &= \mu \left(\frac{v_1^{+z} - v_1^{-z}}{\Delta z} + \frac{v_3^{+x} - v_3^{-x}}{\Delta x} \right), \\ \partial_t \sigma_{23} &= \mu \left(\frac{v_2^{+z} - v_2^{-z}}{\Delta z} + \frac{v_3^{+y} - v_3^{-y}}{\Delta y} \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die zeitliche Diskretisierung wird analog durchgeführt:

$$\begin{aligned} \partial_t v_i &\approx \frac{v_i^{(t+\Delta t)} - v_i^{(t)}}{\Delta t} \\ \Rightarrow v_i^{(t+\Delta t)} &\approx v_i^{(t)} + \Delta t \partial_t v_i, \end{aligned} \quad (3.9)$$

wobei die Ableitung $\partial_t v_i$ durch obige Gleichungen berechnet wird. Für σ_{ij} geht man analog vor:

$$\sigma_{ij}^{(t+\Delta t)} \approx \sigma_{ij}^{(t)} + \Delta t \partial_t \sigma_{ij}. \quad (3.10)$$

Implementierung auf einem “Staggered Grid”

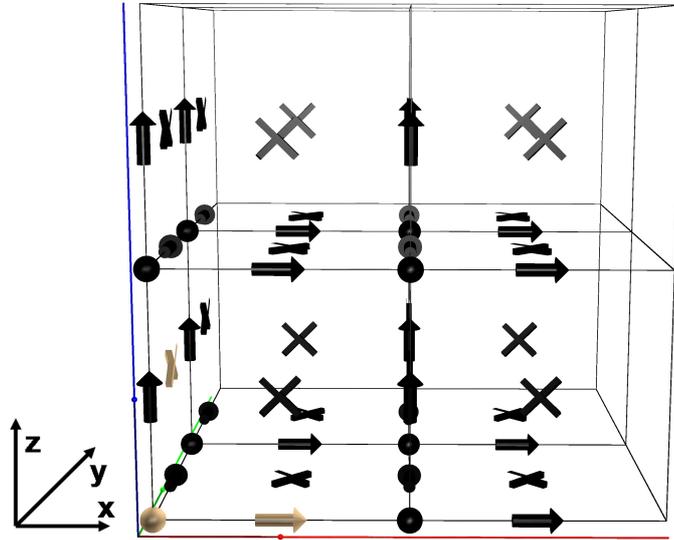


Abbildung 3.4: Prinzip des “Staggered Grid”. Die Kugeln kennzeichnen die Spannungen σ_{ii} , die Kreuze stehen für die Spannungen $\sigma_{ij}, i \neq j$ und die Pfeile für die Geschwindigkeiten v_i . Dabei zeigt die Geschwindigkeit v_x in die x-Richtung; die Spannung σ_{xy} liegt in der xy-Ebene.

Bei der Implementierung auf einem “Staggered Grid” liegen die Werte für die Geschwindigkeit und den Spannungstensor nicht zentral sondern verschoben in einer Zelle (Abb. (3.4)). In Abb. (3.4) sind die Orte, an denen σ_{ii} definiert ist, durch Kugeln gekennzeichnet, die Orte von $\sigma_{ij}, i \neq j$ durch Kreuze und die Komponenten der Geschwindigkeit v_i jeweils durch Pfeile. Durch diese Anordnung erreicht man, dass die approximierte Größe in der Mitte zwischen den zu ihrer Berechnung notwendigen Größen liegt. Dadurch wird die numerische Genauigkeit $\mathcal{O}(\Delta^2)$.

Ebenso geht man im Zeitbereich vor und definiert:

$$\begin{aligned} v_i^{(t+\Delta t)} &= v_i^{(t)} + \Delta t \partial_t v_i^{(t+0.5\cdot\Delta t)} \\ \sigma_{ij}^{(t+0.5\cdot\Delta t)} &= \sigma_{ij}^{(t-0.5\cdot\Delta t)} + \Delta t \partial_t \sigma_{ij}^{(t)}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dadurch ergibt sich ein sogenannter “leap frog”-Algorithmus [76]. Die Geschwindigkeiten zur Zeit $t + \Delta t$ berechnen sich aus den Spannungen zum Zeitpunkt $t + 0.5\Delta t$ und aus den Geschwindigkeiten zur Zeit t , sie “überspringen” also den Zeitpunkt $t + 0.5\Delta t$. Analog berechnen sich die Spannungen zum Zeitpunkt $t + 0.5\Delta t$ aus den Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt t und den Spannungen zum Zeitpunkt $t - 0.5\Delta t$.

Randbedingungen in 3D

Die freie Beweglichkeit des Körperandes ist eine gute Approximation für die meisten realen Prüfsituationen, da das das zu prüfende Bauteil umgebende Medium eine im Vergleich deutlich kleinere Impedanz aufweist, d.h. dass der Körperand aufgrund der schwachen Gegenkräfte quasi frei beweglich ist. Dies wird durch die spannungsfreien Randbedingungen (“von-Neumann-Randbedingungen”) beschrieben; am Rand dS mit dem Normalenvektor n_j gilt daher:

$$\sigma_{ij}n_j = 0, \quad i = y, z; \quad j = y, z. \quad (3.12)$$

Diese Approximation eignet sich insbesondere dann, wenn das umgebende Medium Luft ist, da der Transmissionskoeffizient $T \approx 0$ ist. Ist das umgebende Medium Wasser, ergibt sich nach einer Überschlagsrechnung für Stahl der Transmissionskoeffizient für den senkrechten Einfall zu

$$T = 1 - \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \approx 1 - \left(\frac{47.1 - 1.4}{47.1 + 1.4} \right)^2 \approx 0.11 \quad (Z = \rho c : \text{akustische Impedanz}). \quad (3.13)$$

Es gehen also etwa 11% der Schallenergie in das Wasser über. Trotzdem wird auch für diesen Fall die obige Randbedingung verwendet, da die dadurch beeinflusste quantitative Höhe des Rückwandechos in den meisten Fällen nicht von Relevanz ist, sondern die Höhe des Defektechos. Im 2D Fall muss man explizit 12 verschiedene geometrische Fälle für die Randbedingungen behandeln; im 3D-Fall ist die Zahl um einiges größer. Alle Fälle müssen ausnahmslos beschrieben werden, weil sonst bei bestimmten Geometrieoberflächen numerische Instabilitäten auftreten können. Um genau dies zu leisten, wurde in dieser Arbeit ein automatischer Algorithmus zur Bestimmung der Randbedingungen implementiert.

Dieser Algorithmus läuft wie folgt ab. Zunächst werden, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, die zum Simulationsgebiet gehörenden Voxel identifiziert und deren eindeutige Indizes in einer Liste ablegt. Dann wird jede Zelle (Abb. (3.5) oben) virtuell in 8 Teilwürfel halber Kantenlänge zerlegt.

Die Grenzfläche soll immer durch die Zelle selbst laufen. Jeder Teilwürfel der Zelle kann also entweder zum Körper gehören, oder außerhalb liegen. Gehört er zum Körper, so wird der Teilwürfel mit einer 1 kodiert, sonst mit einer 0. Zu einer Zelle gehören also 8 Bits, die jeweils die Teilwürfel beschreiben. Eine Zelle mit dem Bitcode $255 = 11111111$ gehört komplett zum Körper.

Am Anfang des Algorithmus gehören alle Teilwürfel zum Körper. Nun werden die Zellen am Rand des Simulationsgebiets solange “erodiert”, d.h. die Bits der Teilwürfel auf 0 gesetzt,

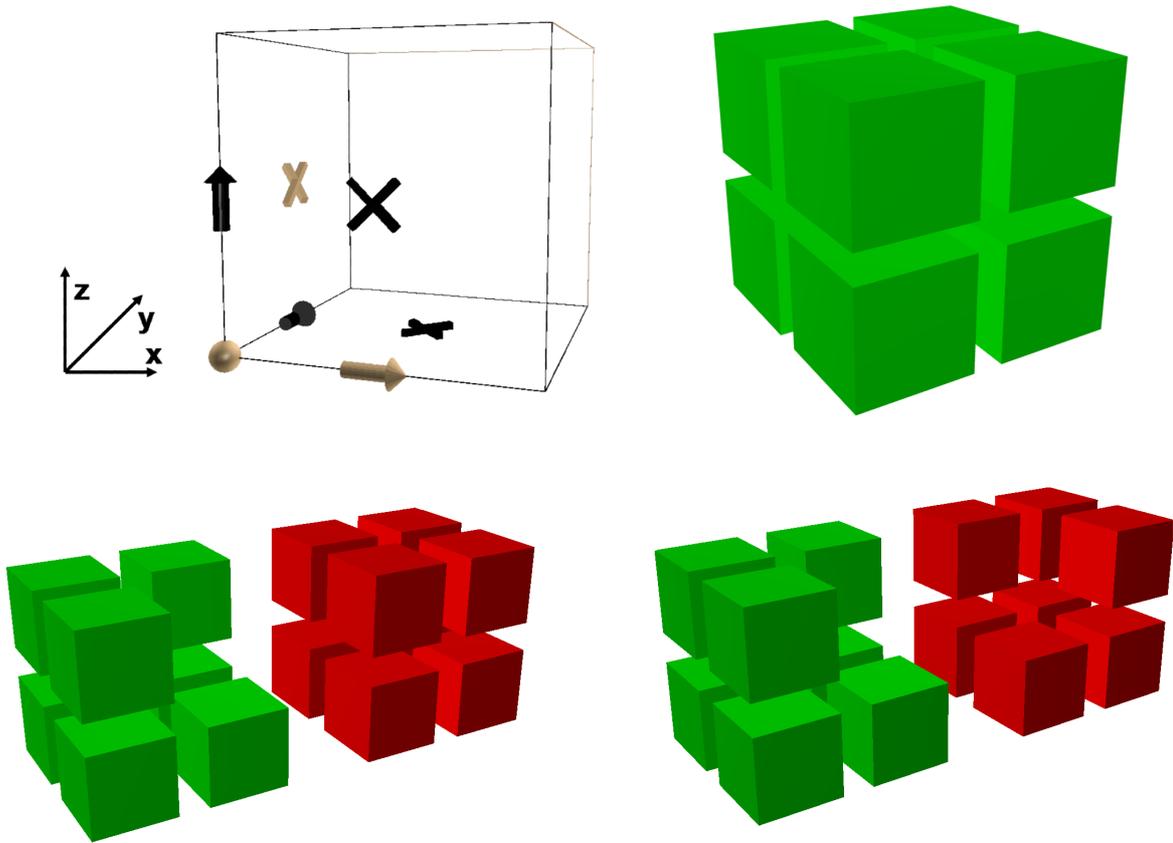


Abbildung 3.5: Oben: Eine Basiszelle von EFIT3D, aus denen das Simulationsgebiet zusammengesetzt wird (links) und die Unterteilung in 8 Teilwürfel (rechts) Unten: Zwei Zellen, inkonsistente Teilwürfelkonfiguration (unten links) und konsistente Konfiguration (unten rechts)

bis ein konsistenter Zustand erreicht wird, also alle aneinander grenzenden Teilwürfel zweier benachbarter Zellen den gleichen Zustand (0 oder 1) haben. Liegt also z.B. in $+x$ -Richtung einer Zelle keine weitere zum Körper gehörende Zelle, so werden alle angrenzenden Teilwürfel dieser Zelle auf 0 gesetzt. Liegen zwei Zellen nebeneinander und die angrenzenden Teilwürfel haben nicht den gleichen Zustand, so werden beide Teilwürfel auf 0 gesetzt. Im in Abb. (3.5) unten gezeigten Beispiel wird so eine konkave Ecke (negative Krümmung) approximiert, wie sie z.B. auf der Innenseite einer Kugel vorkommt.

Ist der Algorithmus abgeschlossen, so hat jede Zelle eine eindeutige Konfiguration, die durch ihren Bitcode ausgedrückt wird. Zu jeder dieser Konfigurationen wird eine eigene Randbedingung implementiert. Die Codegenerierung geschieht automatisch mittels eines eigenen Programms. Dazu wird eine Schleife über alle 256 möglichen Bitcodes durchlaufen. Die

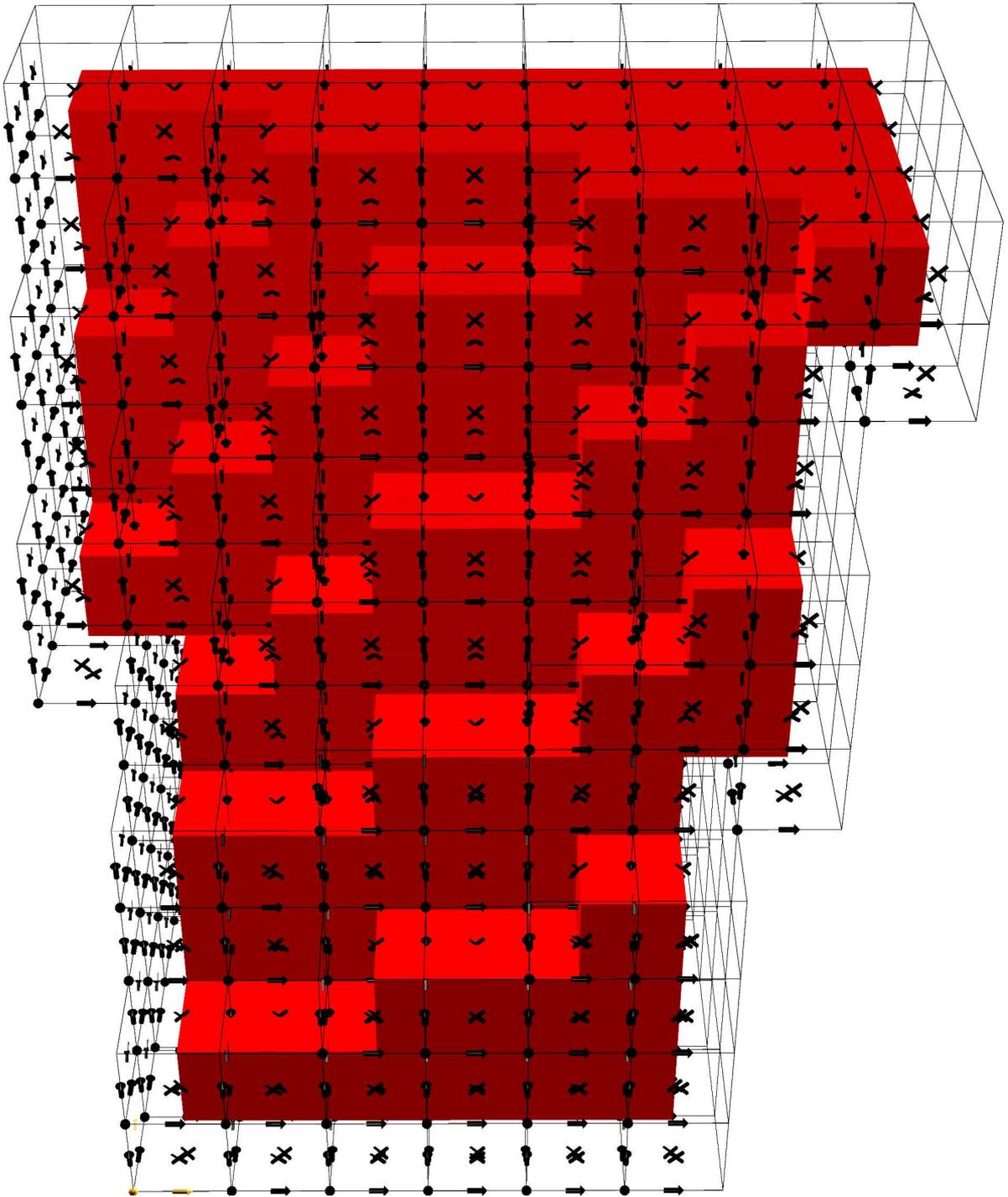


Abbildung 3.7: Visualisierung der Randbedingung für EFIT3D an einem Testkörper. Der Körper besteht aus mehreren hundert EFIT-Zellen, die ebenfalls visualisiert werden. Die sich ergebende Oberfläche zeigt, dass durch den Algorithmus die Oberfläche korrekt approximiert wird und die geometrisch richtige Randbedingung vorliegt.

Validierung: Verhalten des Fernfeldes einer Punktquelle

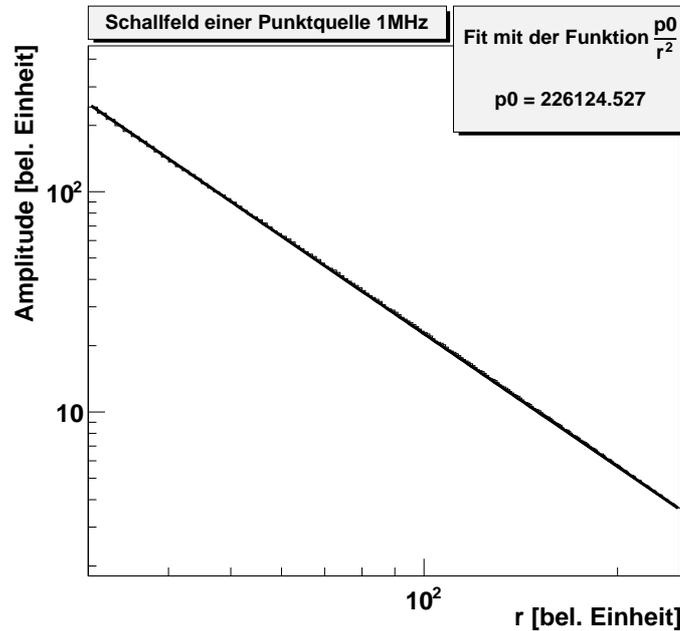


Abbildung 3.8: Profil des mit EFIT3D simulierten Fernfeldes einer Punktquelle mit einer Puls-Frequenz von 1 MHz und Fit (engl. für Anpassung) mit der Funktion p_0/r^2 in doppelt-logarithmischer Auftragung.

In diesem Unter-Kapitel soll gezeigt werden, dass mit EFIT3D das Fernfeld einer Punktquelle korrekt abgebildet wird. Dazu wird zunächst analytisch das asymptotische Verhalten einer Punktquelle hergeleitet.

Weil die elastodynamischen Differentialgleichungen keine dissipativen Anteile enthalten, muss die Energie erhalten bleiben. In einem isotropen Material ist die Energiestromdichte S_i aus Symmetriegründen in einen Winkelanteil und einen Radialanteil separierbar. Damit gilt für die in einen Raumwinkel $d\Omega$ abgestrahlte Leistung dP :

$$dP = \left(S_{ang}(\phi, \theta) S_{rad}(r) \right)_i \hat{e}_r^i r^2 d\Omega, \quad (3.14)$$

wobei $r^2 d\Omega$ einen Kugelausschnitt beschreibt. Aus der Energieerhaltung und den Symmetrieüberlegungen muss für eine Punktquelle also gelten, dass $|S_{rad}| \propto r^{-2}$, also die in einen Raumwinkel abgestrahlte Schallenergie, im Fernfeld proportional zu r^{-2} sein muss. Dieses Verhalten wird auch in der Sommerfeldschen Strahlungsbedingung beschrieben [43].

Explizit wird dieser Sachverhalt z.B. in [19, 47] gezeigt. Wird durch einen Kontaktprüfkopf ein Ultraschallpuls in einem Körper aus isotropem homogenem Material angeregt, so ist

der Verschiebungsvektor näherungsweise durch ein Integral über Kugelwellen (Greenschen Funktionen) gegeben [47]:

$$u_i(\mathbf{x}, \omega) = f^{(s)} \int_{S_T} d_i^s g_S(\theta') \frac{\exp(ik_S r)}{r} dS(\mathbf{x}'') + f^{(p)} \int_{S_T} d_i^p g_p(\theta') \frac{\exp(ik_p r)}{r} dS(\mathbf{x}'') \quad (3.15)$$

mit den Polarisationsvektoren d_i^s und d_i^p und den jeweils zugehörigen Vorfaktoren $f^{(s)}$ und $f^{(p)}$ für die Scherwelle (s = shear) und Longitudinalwelle (p = pressure), sowie den Richtungsfunktionen

$$g_p = \frac{\cos \theta' \kappa_1^2 (\frac{\kappa_1^2}{2} - \sin^2 \theta')}{2G(\sin \theta')} \quad g_s = \frac{\kappa_1^3 \cos \theta' \sin \theta' \sqrt{1 - \kappa_1^2 \sin^2 \theta'}}{2G(\kappa_1 \sin \theta')}, \quad (3.16)$$

wobei $\kappa_1 = c_p/c_s$ ist und die Funktion $G(x)$ gegeben ist durch:

$$G(x) = (x^2 - 0.5\kappa_1^2)^2 + x^2 \sqrt{1 - x^2} \sqrt{\kappa_1^2 - x^2} \quad (3.17)$$

Für eine Punktquelle im Ursprung $\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ gilt dann

$$u_i(\mathbf{x}, \omega) = f^{(s)} d_i^s g_S(\theta') \frac{\exp(ik_S r)}{r} + f^{(p)} d_i^p g_p(\theta') \frac{\exp(ik_p r)}{r} \quad (3.18)$$

Das asymptotische Verhalten wird für σ von

$$\sigma_{ij} \propto \frac{-\exp(ikr)}{r^2} + \frac{ik \exp(ikr)}{r} \approx \frac{ik \exp(ikr)}{r} \quad (3.19)$$

dominiert. Das gleiche Verhalten weist $v_i = i\omega u_i$ auf, so dass man für die Energie in einem Raumwinkel wieder eine Abhängigkeit von r^{-2} erhält. Man erwartet also für das Schallfeld einer longitudinal angeregten Punktquelle ein r^{-2} -Verhalten in einem Raumwinkel und im Fernfeld. Dieses Verhalten weisen die Simulationen mit EFIT3D auf (Abb. (3.8)).

Der Integration über einen Ausschnitt einer Kugeloberfläche im \mathbb{R}^3 entspricht im 2D-Fall die Integration über ein Kreissegment rdS_i . Daher erwartet man in 2D ein Verhalten der Schallintensität I mit $I^{2D} \propto r^{-1}$ (Abb. (3.15)).

Validierung: Vergleich mit dem Experiment

Als zweiter Schritt zur Validierung der implementierten Version von EFIT3D wurden die Resultate einer A-Scan Simulation mit experimentellen Daten verglichen. Der geprüfte Test-

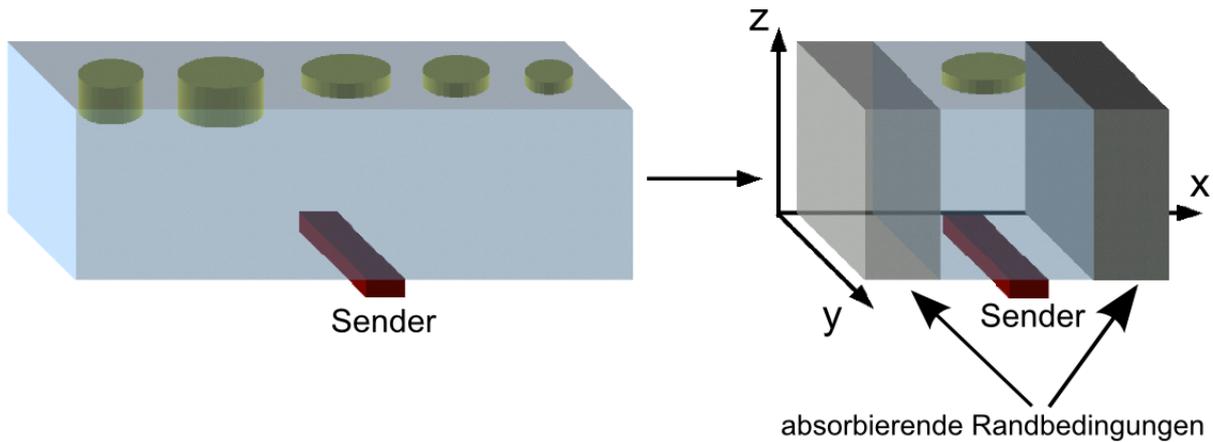


Abbildung 3.9: Versuchssetup und komplettes Bauteil (links), sowie reduziertes Modell (rechts). Die weißen Kreise stellen Defekte in Form von Zylinderbohrungen dar.

körper war quaderförmig mit den Maßen $32 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$. Auf der Rückseite wurden Flachbodenbohrungen eingebracht. Bei diesem Vergleich wurde nur ein A-Scan verwendet, bei dem sich der Sender mittig unterhalb einer der Flachbodenbohrungen befand.

Da die Reflexionen außerhalb eines Gebiets von $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ aufgrund ihrer Laufzeit keinen Einfluss auf das empfangene Signal zwischen Vor- und Rückwandecke, also für $t \in [0, 5 \mu\text{s}]$ haben, wurde das simulierte Gebiet auf einen Würfel mit 7 mm Seitenlänge beschränkt. Dazu wurden in $\pm x$ -Richtung absorbierende Randbedingungen gesetzt (Abb. (3.9)).

Um einen Ultraschallpuls mit 10 MHz im reduzierten Volumen zu simulieren, benötigt man trotzdem ca. $40 \cdot 10^6$ Zellen. Eine solche Simulation ist also sehr zeitaufwändig und normalerweise nicht praktikabel. Der Aufbau, sowie zwei Momentaufnahmen der Simulation sind in Abb. (3.11) gezeigt.

Der Sender in diesem Beispiel ist ein Element eines linearen Phased Arrays. Dieses hat eine Ausdehnung in x -Richtung von $0,21 \text{ mm}$ und in y -Richtung von 7 mm . Die in der ersten Momentaufnahme (links) beobachtete Longitudinalwelle (Hauptteil der Schallenergie) ist daher im wesentlichen eine Zylinderwelle. In x -Richtung liegen absorbierende Randbedingungen vor; daher kommt es hier nicht zu Reflexionen. Zusätzlich entstehen deutlich erkennbare Transversalwellen, sowie eine Oberflächenwelle, die in $\pm x$ -Richtung propagiert.

Die zweite Momentaufnahme zeigt, wie ein Teil der Longitudinalwelle an dem Defekt und der energetisch größte Teil an der Rückwand reflektiert wird. Die vom Defekt reflektierte Welle läuft sichtbar etwas vor dem Hauptteil der Energie.

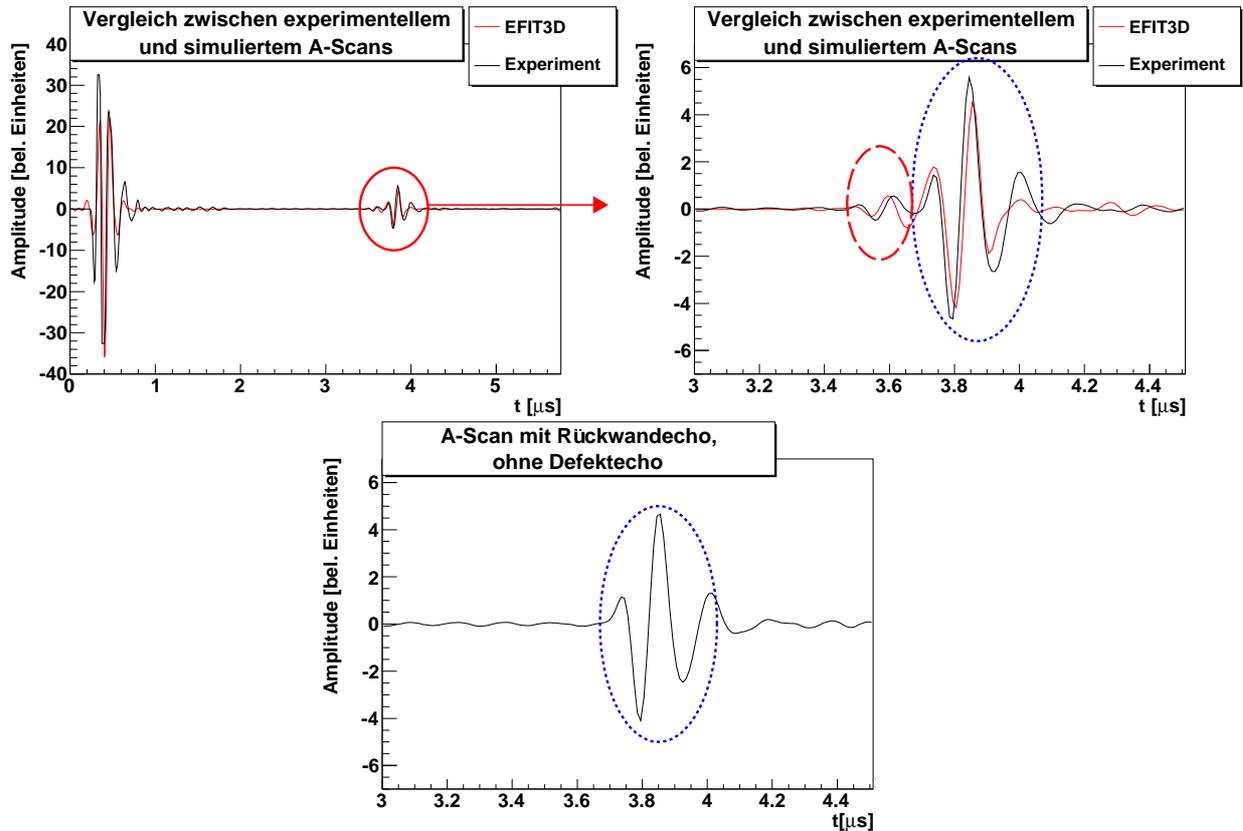


Abbildung 3.10: Oben: Vergleich zwischen simuliertem und experimentellem A-Scan. Oben links: Signal mit Einschallecho, der rot eingekreiste Bereich ist rechts vergrößert dargestellt. Oben rechts: Man erkennt die Reflexion am Defekt (rot gekennzeichnet) und das Rückwandecho (blau gekennzeichnet). Unten: Zum Vergleich ein A-Scan in dem nur das Rückwandecho auftritt und kein Defektecho.

Vergleicht man nun den simulierten und den experimentellen A-Scan (Abb. (3.10) oben), so erkennt man eine quantitative Übereinstimmung. Dabei muss man berücksichtigen, dass das in der Simulation verwendete Anregungssignal nicht exakt dem experimentellen Anregungssignal entspricht und dass die dargestellte Skala nicht wie häufig üblich logarithmisch, sondern linear ist. Abweichungen zwischen Simulation und Experiment treten auf der linearen Skala deutlicher hervor. Gerade im Vergleich zu einem A-Scan, in dem man nur das Rückwandecho sieht, (s. Abb. (3.10) unten) lassen sich in Abb. (3.10) oben rechts deutlich Defektecho (rot) und Rückwandecho (blau) identifizieren.

Damit wurde in mehreren Stufen die Implementierung von EFIT3D validiert.

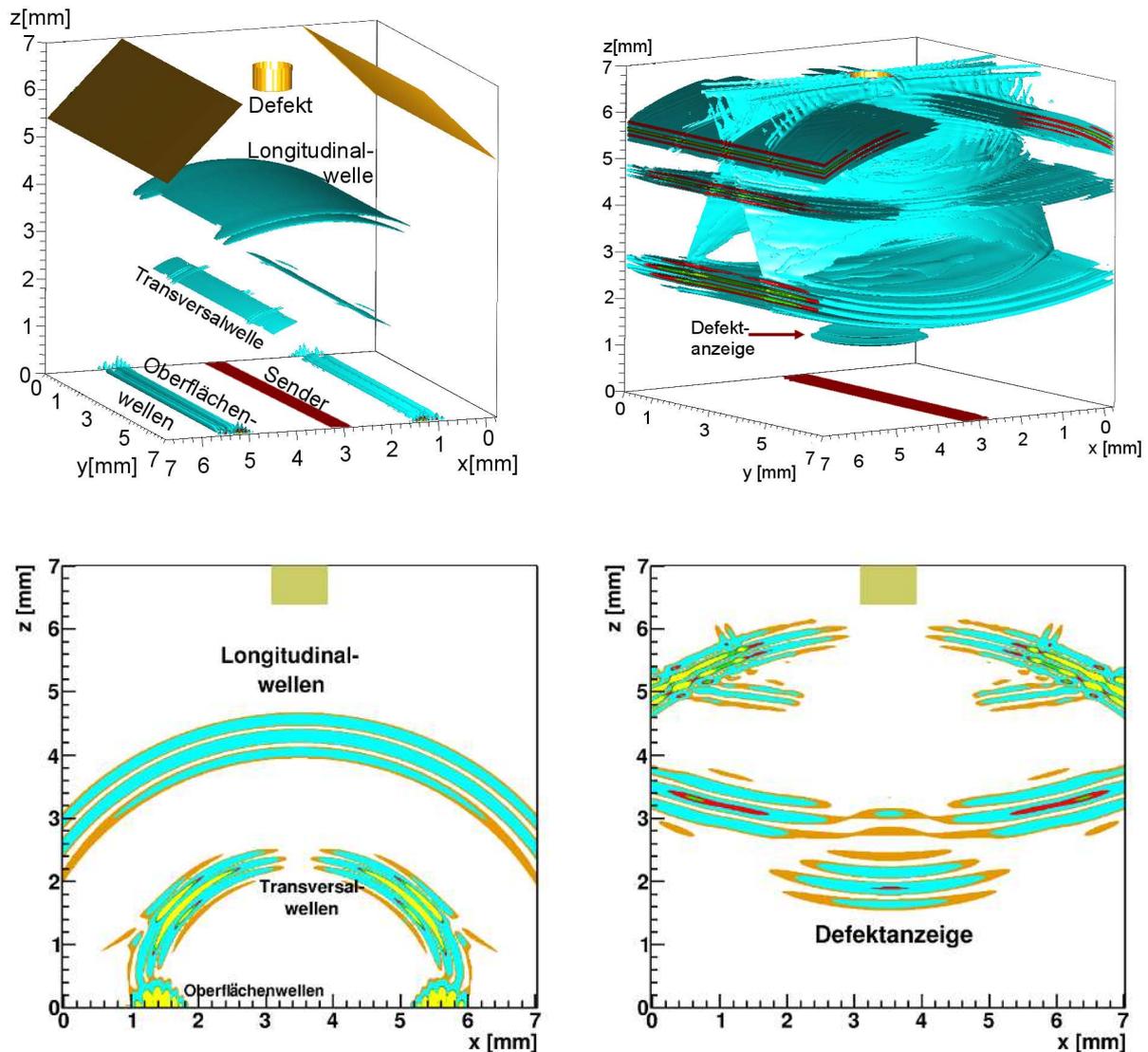


Abbildung 3.11: Zwei Momentaufnahmen der EFIT3D-Simulation eines A-Scans mit dem Phased Array-Prüfkopf

Simulation in einer komplexen Geometrie

Es bleibt zu zeigen, dass EFIT in 3D so implementiert wurde, dass auch Simulationen in komplexen Geometrien möglich werden. Die hier verwendete Geometrie ist in Abb. (3.12) dargestellt. Der Sender schallt unter einem kleinen Winkel von 10° in der x-y-Ebene auf die schräge Oberfläche. Durch den streifenden Einfall werden nur Oberflächenwellen angeregt, die unter dem Winkel von 10° vorwärts, also in die x-Richtung, propagieren. Zwei Visuali-

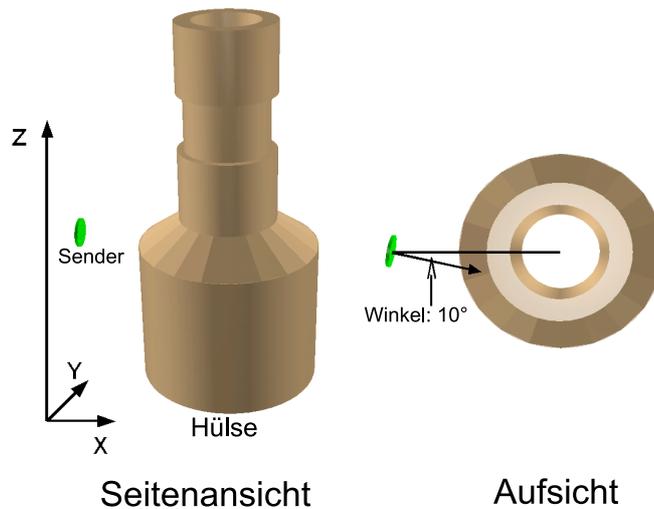


Abbildung 3.12: Simulationskonfiguration und Geometrie einer vereinfachten Hülse. Der Sender schallt auf die schräge Ebene unter einem Winkel von 10° ein.

sierungen von Simulationsdaten zu verschiedenen Zeitpunkten zeigen dieses Verhalten der Oberflächenwellen (Abb. (3.13)). Die Kontour der Geometrie wird sichtbar, da sich ein kleines numerisches Rauschen (Größenordnung von -300dB) im Körper mit der Geschwindigkeit von $v = \Delta x / \Delta t$ ausbreitet, wobei Δx und Δt der Diskretisierung durch das EFIT-Verfahren entsprechen. Die Oberflächenwellen werden also auch in dieser komplexen Geometrie korrekt abgebildet und auch bei längeren Simulationszeiten treten keine Instabilitäten auf, so dass Simulationen in solchen oder ähnlich komplexen Geometrien möglich sind.

3.3.2 EFIT2D

Es gibt mehrfache Gründe neben EFIT in 3D auch EFIT2D zu implementieren. Zum einen ist die Implementierung wenig aufwändig, da praktisch die komplette Programmstruktur identisch ist. Zum anderen ist die 2D-Version viel anspruchsloser in Bezug auf Speicherplatz und Laufzeit, so dass hier auch komplette realistische Prüfungen simuliert werden können. Außerdem kann in 2D eine erste Einschätzung der Prüfsituation vorgenommen werden, so dass der Simulationsaufwand in 3D reduziert wird.

Dabei werden zwei 2D-Approximationen berücksichtigt. Die ‘Plane Strain’ genannte Näherung nimmt einen in x-Richtung unendlich ausgedehnten Körper an. Die andere Näherung (‘Plane Stress’) geht von einer sehr dünnen Platte aus. Dünn heißt hier, dass die Dicke d der Platte kleiner als λ ist, wobei λ die Wellenlänge der Transversalwelle ist. Man kann zeigen, dass sich die Gleichungen in einem solchen Fall modifizieren und sich damit ebenso

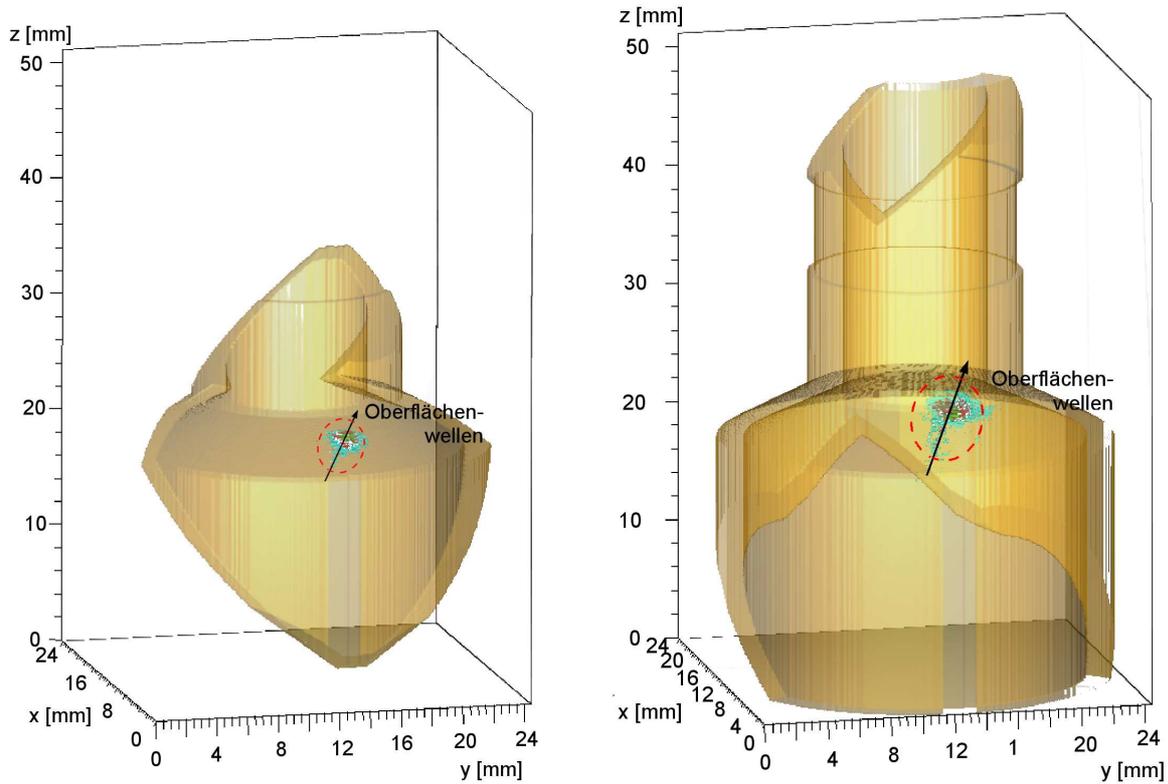


Abbildung 3.13: Einschallung von der Seite auf die schräge Fläche. Der türkis-farbene Bereich ist der Bereich der Oberflächenwellen, die nach hinten unter einem 10° Winkel propagieren. Die zwei Momentaufnahmen stellen die Zeitschritte $t \approx 2,5 \mu s$ (links) und $t \approx 4,9 \mu s$ (rechts) dar. Die Geometrie wird aufgrund des sich ausbreitenden numerischen Rauschens sichtbar.

die longitudinale Schallgeschwindigkeit ändert gemäß [41]:

$$v_{PlaneStress}^l = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\sigma^2)}} < \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma^2)}} = v_{PlaneStrain}^l = v_{3D}^l, \quad (3.20)$$

wobei ρ die Dichte, E der Elastizitätsmodul und σ die Poissonzahl ist.

Randbedingungen in 2D

Die verschiedenen Randbedingungen in 2D sind deutlich weniger als in 3D und beschränken sich auf 12 Fälle. Bei der Umsetzung muss man darauf achten, dass der Algorithmus auf einem verschobenen Gitter implementiert wurde. Die Bedingungen an den Rändern stellen sich daher wie in Abb. 3.14 für die verschiedenen möglichen Geometrien (konvex, konkav, eben) erläutert dar.

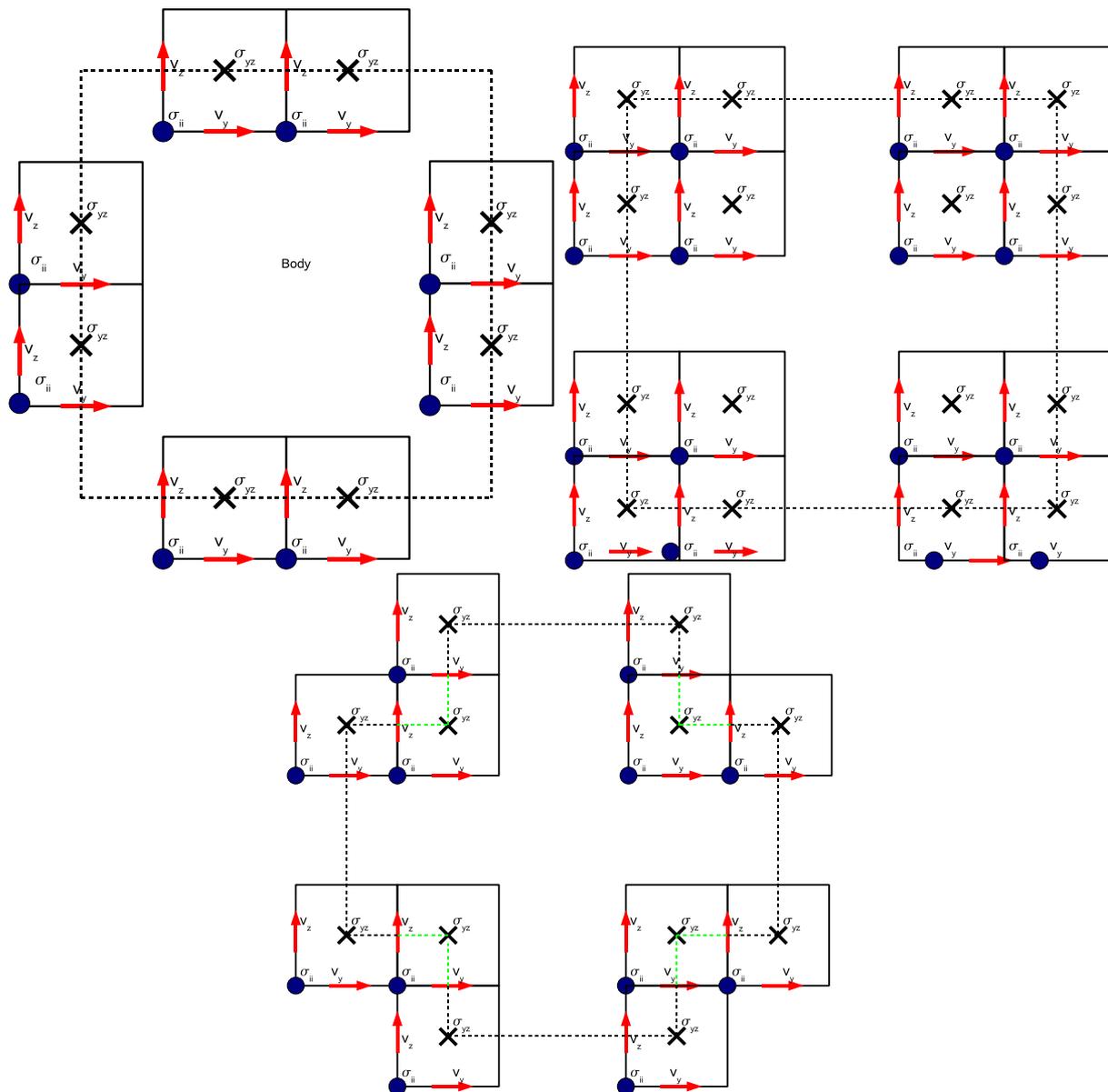


Abbildung 3.14: Randbedingung in 2D: Die gestrichelte Linie stellt den Körpertrand dar. Die Punkte bezeichnen den Definitionsort der Spannungen σ_{ii} , die Kreuze den Definitionsort von σ_{yz} und die Pfeile den Definitionsort der jeweiligen Geschwindigkeiten.

Oben links: Randbedingung an den Seiten, d.h. die Körpergrenze geht durch die Mitte der Zelle. Die Geschwindigkeiten, die auf dem Rand liegen, müssen wie im 3D-Fall durch Extrapolation der Spannungen berechnet werden. $\sigma_{yz} = 0$ gilt in allen Fällen, während $\sigma_{ii} \neq 0$, falls der Punkt innerhalb des Körpers liegt, sonst ist $\sigma_{ii} = 0$.

Oben rechts: Randbedingungen an den konvexen Ecken. Die Ränder in y - und z -Richtung treffen sich im Mittelpunkt der Zelle, d.h. nur $1/4$ der Zelle gehört zum simulierten Körper. Unten: Randbedingungen an den konkaven Ecken. Die in $\pm y$ - und $\pm z$ -Richtung liegenden Zellen gehören zum Simulationsgebiet, aber eine Zelle in "schräger" Richtung nicht. Hier gehören $3/4$ der Zelle zum simulierten Körper.

Validierung: Verhalten des Fernfeldes einer Punktquelle in 2D

Wie bereits in Kapitel 3.3.1 gezeigt wurde, erwartet man in einer 2D-Simulation, dass der Amplitudenverlauf des Fernfeldes einer Punktquelle $\propto r^{-1}$ ist. Dieses Verhalten zeigt das in Abb. (3.15) dargestellte Schallfeldprofil.

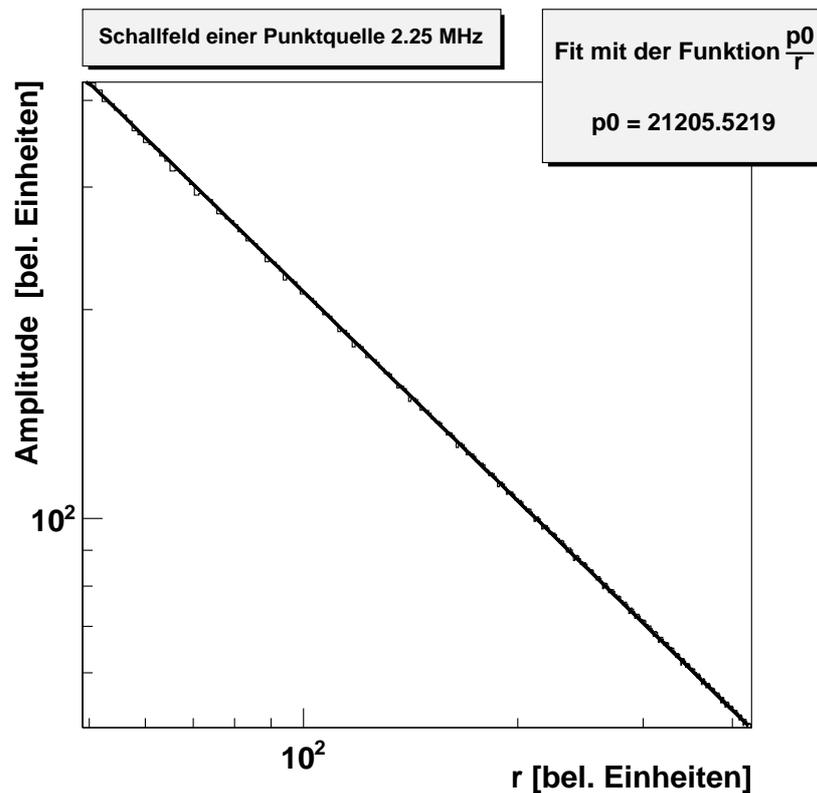


Abbildung 3.15: Fernfeld einer mit EFIT2D simulierten Punktquelle mit einer Puls-Frequenz 2,25 MHz und Fit mit der Funktion p_0/r in doppelt logarithmischer Auftragung.

Validierung: Vergleich der mit EFIT und Comsol berechneten Schallfelder

Da es keine kommerzielle Version von EFIT gibt, wird in einem nächsten Schritt zur Validierung die in dieser Arbeit implementierte Version von EFIT2D mit dem kommerziellen FE-Tool Comsol [40] verglichen. Dieses wurde ausgewählt, weil es zur Simulation von Wellenausbreitungsvorgängen geeignet, weit verbreitet und einfach anwendbar ist und somit als Maßstab gelten kann. Zusätzlich sind beide Programme insofern vergleichbar, als sie die zugrundeliegenden Differentialoperatoren direkt diskretisieren. In [77] war Comsol im Vergleich mit dem semi-analytischen Verfahren der Generalisierten Punktquellensynthese [19] bereits validiert worden.

Als Testfall wird beispielhaft das Schallfeld in einer Rechteck-Geometrie mit den Seitenlängen $(y, z) = (40 \text{ mm}, 50 \text{ mm})$ aus Stahl berechnet. Es werden zwei Frequenzen gewählt (1 MHz und 2,25 MHz), die Breite des Senders beträgt 6,3 mm. Die Ergebnisse der Profile entlang der Schallachse, sowie senkrecht dazu in einer Entfernung von 3 mm, 10 mm und 20 mm sind in den Abb. (3.16) und (3.17) dargestellt. Wie erwartet stimmen die Schallfeldprofile aus beiden Simulationen weitgehend überein. Die Laufzeit der Simulation mit Comsol Version 3.4 betrug etwa 50 Stunden, die Berechnung mit EFIT2D dauerte dagegen nur ca. 6 Stunden bei einer sehr feinen Diskretisierung von 25 Zellen pro Wellenlänge. Die Diskretisierung für Comsol wurde mit Hilfe einer Diskretisierungs-Studie so gewählt, dass die Diskretisierung so grob wie möglich ist, aber keinen Einfluss auf Ergebnisse hat. Die Diskretisierung von Comsol ist dabei weniger fein als die von EFIT.

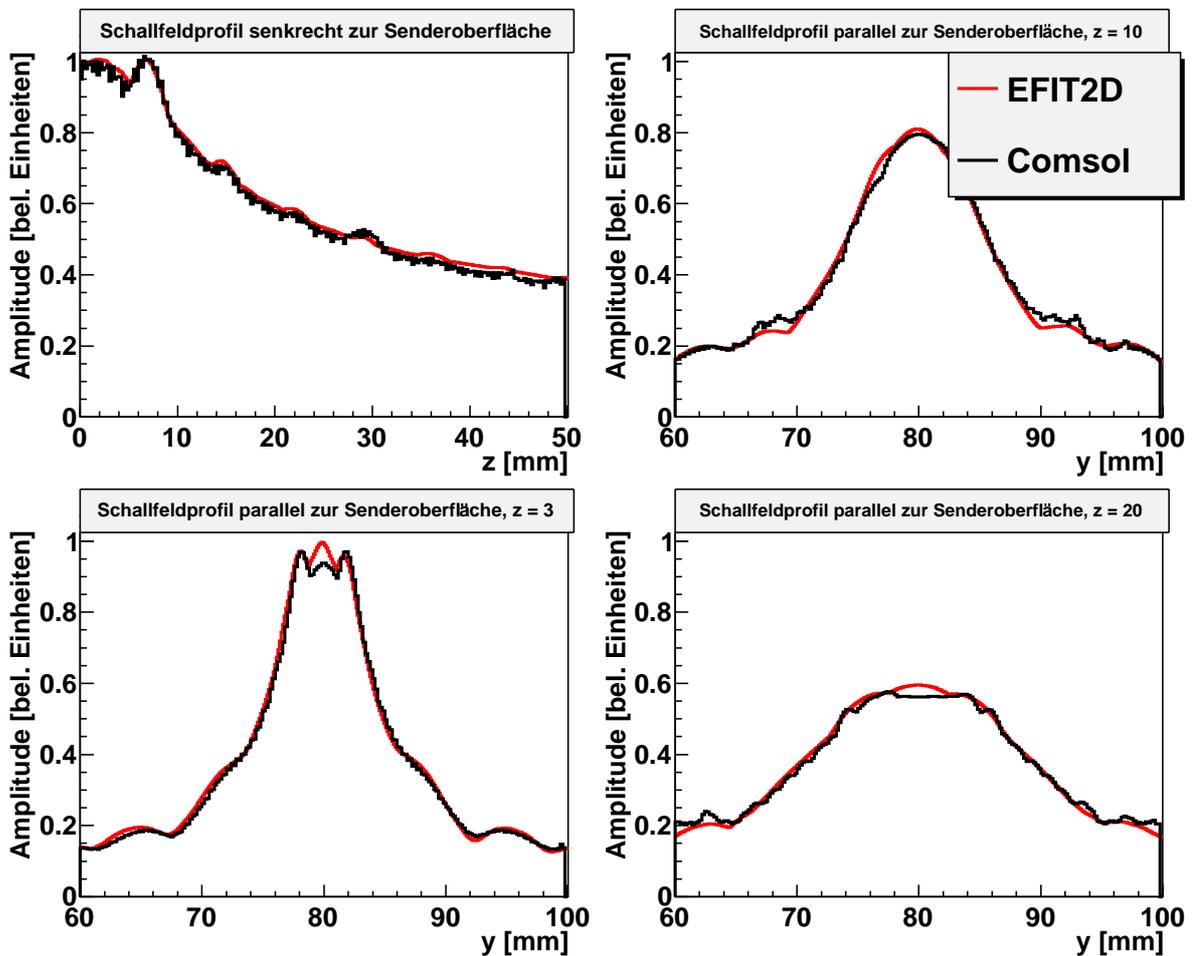


Abbildung 3.16: Vergleich der mit Comsol 3.4 und EFIT2D berechneten Schallfelder bei einer Frequenz von 1 MHz. Die Verläufe stimmen hervorragend überein. Man beachte, dass die Skala linear ist.

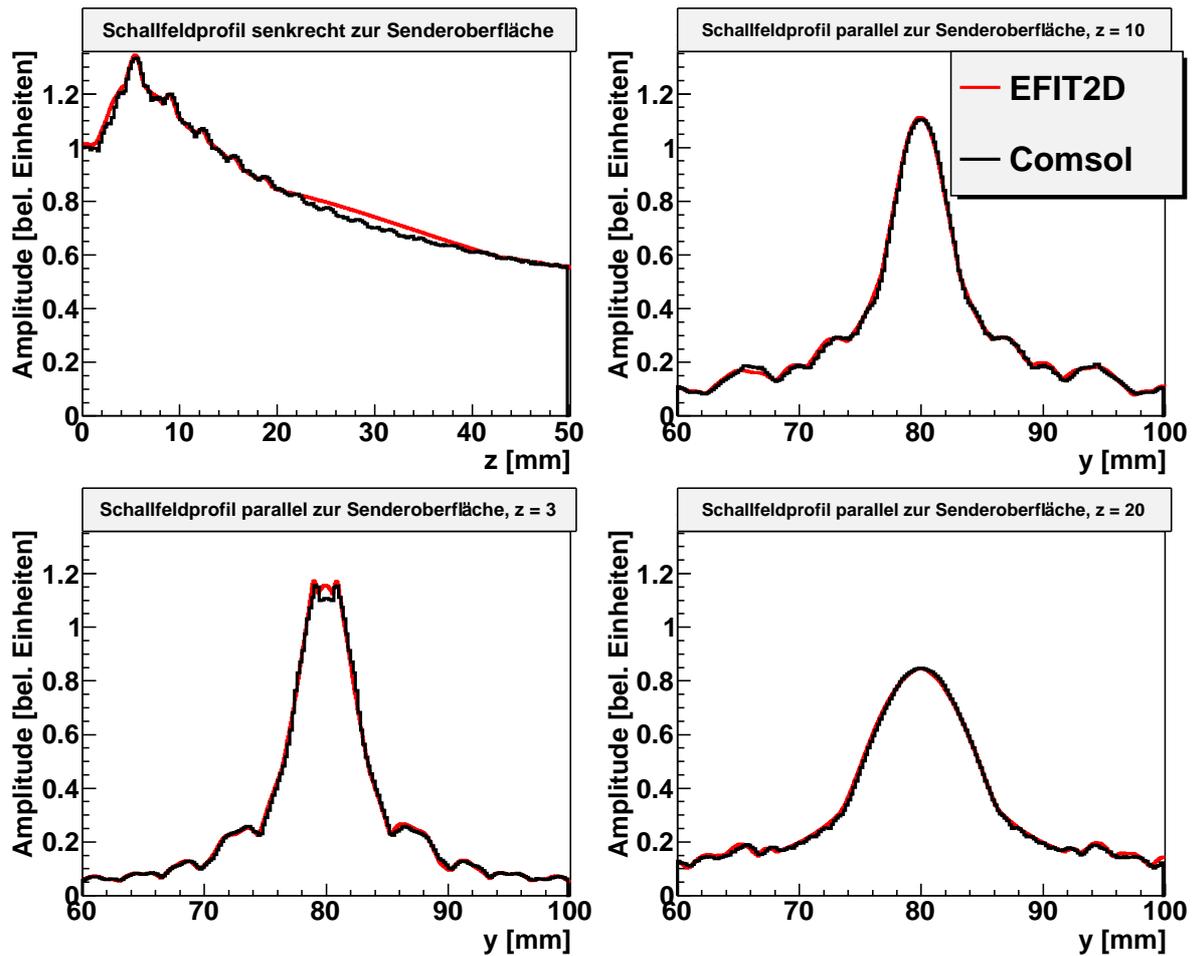


Abbildung 3.17: Vergleich der mit Comsol 3.4 und EFIT2D berechneten Schallfelder bei einer Frequenz von 2,25 MHz (unten). Die Verläufe stimmen hervorragend überein. Man beachte, dass die Skala linear ist.

Validierung: Vergleich B-Scan Simulation mit experimentellen Daten

Ein letzter Schritt zur Validierung ist der Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten. Dazu wurde der in Abb. (3.18) dargestellte Testkörper gewählt, welcher aus einem isotropen, homogenen Material besteht. Zur Ultraschallanregung wird ein linearer Phased-Array-Prüfkopf benutzt, der in der Mitte der Plexiglasvorlaufstrecke aufgesetzt wird und dessen 64 Elemente einzeln durchgetaktet werden, um einen B-Scan zu erzeugen. Die Prüffrequenz beträgt 10 MHz, die einzelnen Elemente sind 0.21 mm breit und haben einen Abstand von 0.07 mm (ähnlich wie in Kapitel 3.3.1). Dieser Aufbau wird in der Simulation modelliert; beide B-Scans sind in Abb. (3.19) unten zu sehen. In dieser Abbildung sind das

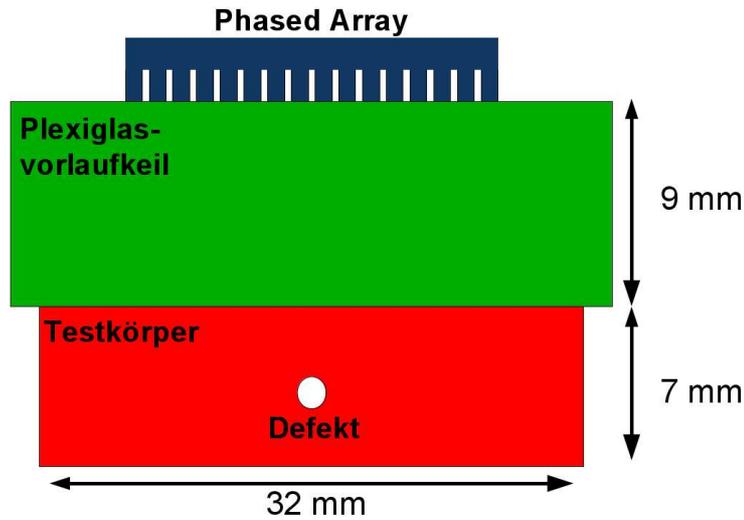


Abbildung 3.18: Testgeometrie zum Vergleich der EFIT2D Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten. Der grüne Quader ist der Plexiglasvorlaufkeil, der rote der Testkörper mit der Zylinderbohrung.

Einschallecho (parallel zur y -Achse, bei $t = 0.25\mu s$), sowie die Reflexionen am Übergang von Plexiglas zum Testkörper (bei $8\mu s$) und die Reflexion an der Rückwand des Testkörpers ($\approx 11.5\mu s$) sowohl in den simulierten Daten als auch in den experimentellen Daten deutlich zu sehen. Außerdem sieht man bei $y = 0\text{ mm}$ bzw. $y = 17\text{ mm}$ bei $t \approx 10\mu s$ eine Anzeige, die sich für die folgenden bzw. vorhergehenden A-Scans in t nach hinten verschiebt. Diese Anzeigen werden von Oberflächenwellen verursacht, die zwischen Phased-Array und Plexiglasvorlaufkeil nach außen propagieren und dort am Rand des Plexiglasvorlaufkeils reflektiert werden. Die Defektanzeigen bei etwa $10\mu s$ und $y = 9.5\text{ mm}$ sind in der Simulation deutlicher zu sehen als im Experiment.

Dies liegt daran, dass in der Simulation die Bohrung als perfekte Zylinderbohrung angenommen wurde, was sich in der Realität aber nur schwer realisieren lässt. Außerdem wurde eine perfekte Kopplung zwischen den verschiedenen Domänen angenommen und nicht berücksichtigt, dass Prüfkopf und Plexiglasvorlaufstrecke, sowie Plexiglas und Testkörper durch Öl angekoppelt werden. Weiterhin wurde keine Dämpfung berücksichtigt.

Die Vernachlässigung der Dämpfung ist gerechtfertigt, da die Relation der Vor- und Rückwandechos in Simulation und Experiment vergleichbar sind (s. Abb. (3.19) links). Die Annahme einer perfekten Bohrung ist nicht exakt erfüllt. Man sieht aber trotzdem, dass sich mit dieser Simulation auch quantitative Aussagen treffen lassen. Insbesondere aber zeigt dieses Beispiel, dass die Simulation zur korrekten Interpretation der Ergebnisse wichtig ist. So ist

in Abb. (3.19) ein Reflex (grün eingekreist) zu sehen (in Abb. (3.19) unten nicht zu sehen), der mit einem Defekt verwechselt werden könnte. Verfolgt man jedoch die Wellenausbreitung in der Simulation, so erkennt man, dass es sich um eine Reflexion der Longitudinalwelle an der oberen Seite der Plexiglasvorlaufstrecke handelt.

Die vorliegenden Beispiele validieren die Implementierung von EFIT in 2D und 3D und zeigen außerdem, dass EFIT zur Simulation von Prüfaufgaben geeignet ist.

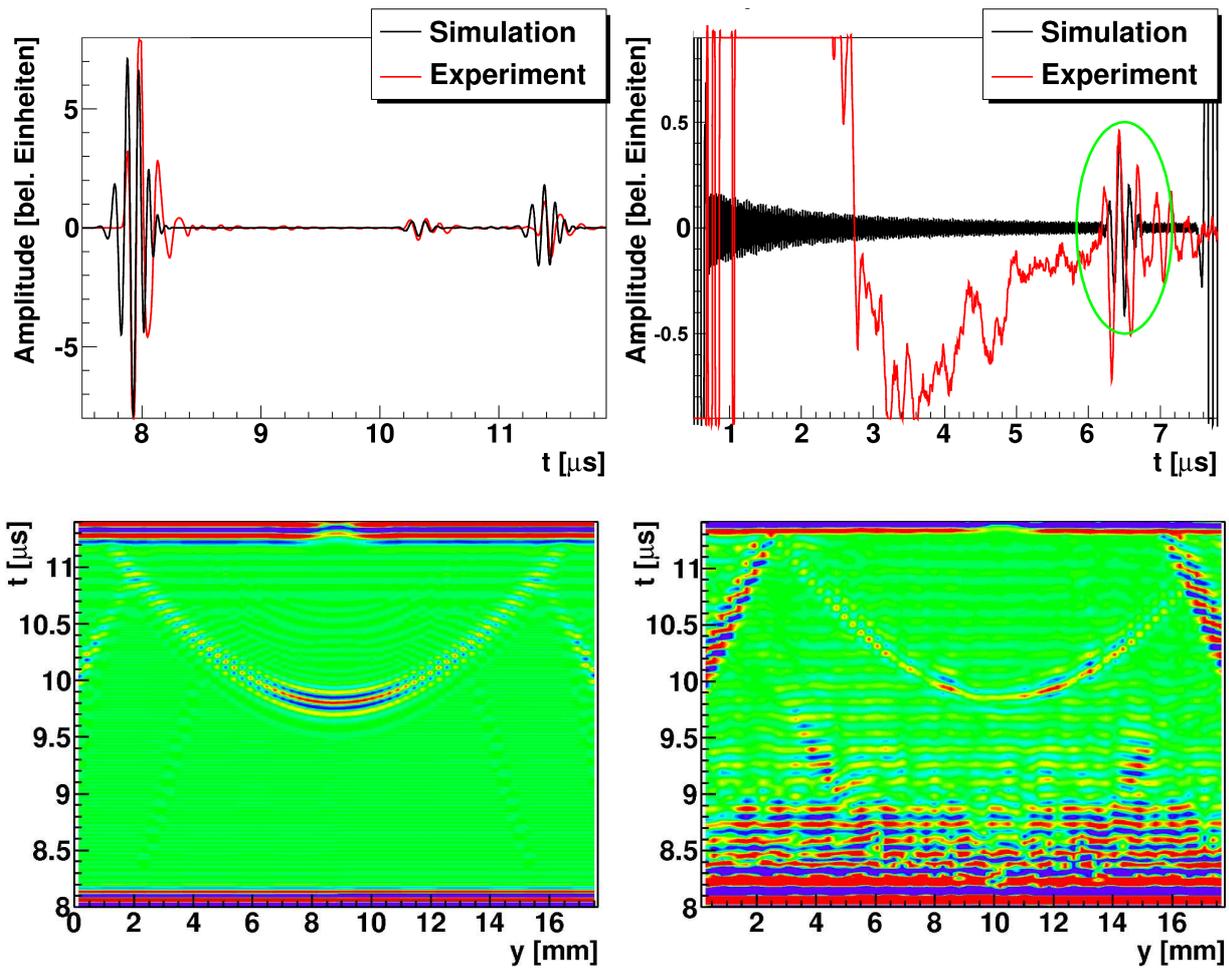


Abbildung 3.19: Oben: Vergleich A-Scan EFIT2D-Simulation und Experiment. Oben links: Reflexion zwischen Plexiglasvorlaufkeil und Testkörper (bei $\approx 8 \mu s$), reflektierte Oberflächenwelle zwischen Sender und Plexiglasvorlaufkeil (bei $\approx 10 \mu s$) und Rückwandecho (bei $\approx 11,5 \mu s$). Oben rechts: Reflexion der Longitudinalwelle an der oberen Seite der Plexiglasvorlaufstrecke. Unten: B-Scan Simulationsergebnisse mit EFIT2D (unten links) und experimentelle Daten (unten rechts)

3.4 Generalisierte Punktquellensynthese

Die Generalisierte Punktquellensynthese (GPSS) ist eine sehr effiziente Methode der Berechnung von Volumenwellen in isotropen und anisotropen Materialien [19]. Ausgangspunkt dieser Berechnungsmethode ist die mathematische Formulierung des Huygenschen Prinzips. Im Wesentlichen beruht es auf der Lösung der elastodynamischen Bewegungsgleichung (2.28) mit Hilfe der dem Differential-Operator zugeordneten Greenschen Funktion (s. Glg. (2.30)). Das Integral aus Glg. (2.30) wird in ein Oberflächenintegral umgewandelt, welches die folgende Form hat:

$$u_i(x, \omega) = \oint_S (u_j(x', \omega)(n_k \Sigma_{ijk}(x - x', \omega) + (n_j \sigma_{jk}(x', \omega))G_{ik}(x - x', \omega)) dS', \quad (3.21)$$

wobei der Spannungstensor $\sigma_{ij} = \partial_i u_j$ der Gradient der Verschiebung ist und sich die triadische Greensche Funktion Σ_{ijk} aus dem Gradienten der Greenschen Funktion G_{jk} gemäß $\Sigma_{ijk} = \partial_i G_{jk}$ berechnet. In diesem Ansatz [19] werden die Greenschen Funktionen für den positiven Halbraum $\mathbb{R}^3 \setminus \{(x, y, z)^T | z < 0\}$ gewählt, da o.B.d.A. davon ausgegangen wird, dass der Sender in der x-y-Ebene liegt. Diese speziellen Greenschen Funktionen werden mit *halb* gekennzeichnet. Das Kroneckersymbol δ^{i3} steht für den Einheitsvektor in +z-Richtung. Gemäß [19] gilt $\delta^{i3} \Sigma_{ijk}^{halb} = 0$ für alle j, k , so dass sich obiges Integral zu

$$u_i(x, \omega) = \oint_S ((\delta^{j3} \sigma_{jk}(x', \omega))G_{ik}^{halb}(x - x', \omega)) dS' \quad (3.22)$$

vereinfacht. Für die Greensche Funktion G^{halb} existiert eine Fernfeldnäherung. Der Abstand zwischen den beiden Vektoren x_i und x'_i sei D und der Richtungsnormalenvektor \hat{x}_i so definiert, dass $x_i - x'_i = D\hat{x}_i$ gilt. Dann ist

$$G_{ij}^{halb}(x - x', \omega) = \sum_{\alpha} g_i^{\alpha} \left(\hat{K}_l(\hat{x}_m) \right) d_j^{\alpha} \left(\hat{K}_l(\hat{x}_m) \right) \frac{\exp\left(\frac{i\omega D}{c_{\alpha}(\hat{x}_m)}\right)}{4\pi D}, \quad (3.23)$$

wobei die Polarisationsvektoren d_j^{α} , die Richtungsfunktionen g_i^{α} und die Gruppengeschwindigkeiten c_{α} jeweils richtungsabhängig sind. Setzt man $t_k = \delta^{j3} \sigma_{jk} = \sigma_{3k}$, so lässt sich (s. [19]) der Verschiebungsvektor einer Volumenwelle durch folgende Formel approximieren:

$$u(x, \omega) \cong - \oint_S \sum_{\alpha} \left[t_j(x', \omega) \cdot g_j^{\alpha} \left(\hat{K}_l(\hat{x}_m) \right) \cdot d_i^{\alpha} \left(\hat{K}_l(\hat{x}_m) \right) \cdot \frac{\exp\left(\frac{i\omega D}{c_{\alpha}(\hat{x}_i)}\right)}{4\pi D} \right] dS' \quad (3.24)$$

Die Integration wird numerisch unter Berücksichtigung des Samplingtheorems durchgeführt. Die Berechnung der Richtungsfunktionen g^α geschieht durch die Ausnutzung des Reziprozitätstheorems. Die Berechnung der zur numerischen Auswertung dieses Integrals außerdem notwendigen Polarisationsvektoren u^α ist in [19] angegeben.

Diese Methode wird insbesondere eingesetzt, um Schallfelder in anisotropen Materialien wie austenitischem Stahl (Prüfung von Schweißnähten [78, 79]) oder CFK [80] zu berechnen und die Prüfköpfe selbst oder die Prüfanordnung zu optimieren [81, 82]. Weiterhin wird die GPSS angewendet, um Defektanzeigen vorherzusagen.

Problematisch wird die Anwendung bei Inhomogenitäten, weil sich dort die Greenschen Funktionen⁴ ändern. Ein solcher Fall liegt z.B. bei der Abschattung eines Defekts durch einen anderen oder bei Mehrfachreflexionen vor. Solche Fälle sind in dieser Methode nicht implizit enthalten; sie können aber explizit implementiert werden.

3.5 Kopplung von EFIT und GPSS

3.5.1 Motivation

Eine EFIT3D-Simulation ist derzeit aufwändig, sowohl in Bezug auf die Laufzeit, als auch in Bezug auf Speicherplatzbedarf. Daher ist das Simulationsgebiet auf etwa $200 \times 200 \times 200 = 8 \cdot 10^6$ Zellen beschränkt, das entspricht einer Kantenlänge von etwa $20\lambda_{min}$. Ein solches Simulationsgebiet ist nicht ausreichend, um ein komplettes Bauteil zu simulieren, aber es reicht vollkommen aus, die Interaktion eines Pulses mit einem Defekt zu betrachten. Die Stärke des EFIT-Algorithmus ist dabei, dass Wellen- und Interferenzphänomene komplett im Ansatz enthalten sind (siehe Kapitel 3.3).

Dagegen besteht die Punktquellensynthese im Wesentlichen aus der Auswertung eines Oberflächenintegrals (siehe Kapitel 3.4). Der Nachteil dieser halbanalytischen Methode ist, dass Effekte wie Oberflächenwellen, Mehrfachreflexionen, Modenkonzersion etc. separat implementiert werden müssen. Andererseits ist die Punktquellensynthese eine schnelle und in vielen Fällen exakte Methode zur Berechnung von Schallausbreitungsvorgängen.

Durch die Kopplung sollen die Vorteile beider Verfahren genutzt und gleichzeitig die Nachteile vermieden werden. Da die Punktquellensynthese auf der numerischen Integration über Oberflächen beruht, sind für die Berechnungsdauer nur die Sendeoberfläche und der Teil der Grenzfläche zwischen Koppelmittel und Bauteiloberfläche wichtig, auf dem das Schallfeld $> 1\%$ des maximalen Schallfelds auf der Grenzfläche ist. Daher wird mit der Punktquellen-

⁴Greensche Funktionen nennt man manchmal auch Propagatoren, da sie die Schallenergie von einem Punkt x_i zu einem Punkt x'_i propagieren. Ändert sich das Material auf diesem Weg, so ändert sich auch das Propagationsverhalten.

synthese die Schallausbreitung vom Prüfkopf durch das Koppelmedium in das Bauteil simuliert. In der Nähe des Defekts wird das auf einer virtuellen Fläche (im Folgenden Austauschebene genannt) und im Frequenzraum berechnete Schallfeld an EFIT übergeben und invers Fourier-transformiert (Abb. (3.20)). Dieses Anregungssignal wird dann in die EFIT-Simulation eingekoppelt und dort die Interaktion mit dem Defekt berechnet. Das am Empfänger gemessene Signal wird dann mittels des in Kapitel 2.3 beschriebenen Reziprozitätstheorems berechnet.

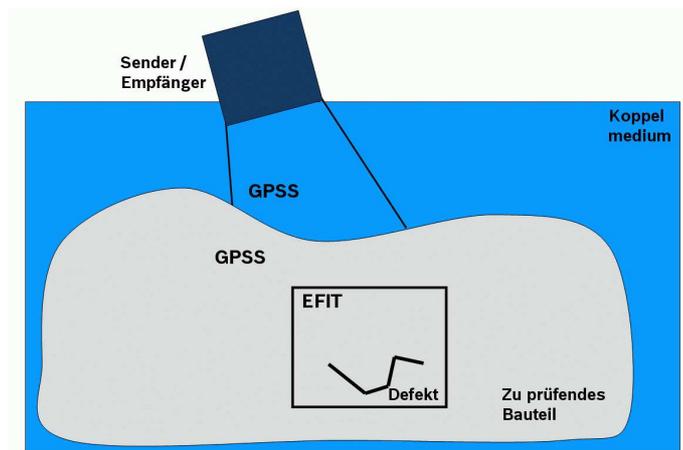


Abbildung 3.20: Prinzip der Kopplung von GPSS und EFIT

3.5.2 Ablauf

Eine gekoppelte Simulation läuft wie folgt ab.

1. Preprozessor

Der Preprozessor generiert aus der Geometriedefinition das Gerüst für die EFIT-Simulation (siehe Kapitel 3.2.1); insbesondere wird die räumliche und zeitliche Diskretisierung bestimmt. Diese Informationen, sowie die Ausdehnung und Diskretisierung der Austauschebene wird zur Durchführung der GPSS-Simulation benötigt und somit in deren Konfigurationsdatei geschrieben.

2. GPSS

Mittels GPSS wird der Prüfkopf in Immersionstechnik, die Wellenausbreitung durch die Wasservorlaufstrecke und der Übergang in den Körper simuliert. Um die Kontakttechnik zu simulieren, wird eine sehr kurze Wasservorlaufstrecke simuliert. Im Körper wird dann mit den vorgegebenen Diskretisierungen das Schallfeld auf der Austauschfläche

berechnet. Diese Berechnungen werden wie in Kapitel 3.4 beschrieben im Frequenzbereich durchgeführt.

3. EFIT

EFIT liest für jeden diskreten Punkt auf der virtuellen Fläche den im Frequenzraum berechneten Verschiebungsvektor ein. Die mittels $v_i = i\omega u_i$ berechenbaren Geschwindigkeiten werden dann in den Zeitbereich transformiert ($v_i(\omega) \rightarrow v_i(t)$). Diese Geschwindigkeiten werden für jeden Diskretisierungspunkt auf der virtuellen Fläche fest vorgegeben. Dadurch werden die Schallwellen in das EFIT-Gebiet propagiert und die Interaktion mit dem Defekt kann simuliert werden.

Nach Abschluss der Simulation wird mittels des Auldschen Reziprozitätstheorems (siehe Kapitel 2.3) das Defektecho berechnet. Dadurch wird die Simulation der Propagation der gestreuten Schallwelle überflüssig und das Verfahren beschleunigt.

3.5.3 Bestimmung der Zeitdiskretisierung

Um Fehler durch Interpolation zu vermeiden, werden die Zeitschritte von EFIT so angepasst, dass sie mit den Stützstellen der Fourier-transformierten Geschwindigkeiten zusammenfallen. Es gelten folgende Zusammenhänge [83, 84]:

$$f_c = \frac{1}{2\Delta t} \quad \Delta t = \frac{1}{N_t \Delta f} \Leftrightarrow \Delta f = \frac{1}{N_t \Delta t} \quad (3.25)$$

Im EFIT-Algorithmus ist die Zeitschrittweite durch das Courant-Kriterium beschränkt:

$$\Delta t_{\text{EFIT}} \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{2} \cdot v_{\text{max}}} \quad (3.26)$$

In dem GPSS Algorithmus wird vorgegeben:

$$f_c = 5f_{\text{center}} = N_f \Delta f = \frac{1}{2\Delta t_{\text{GPSS}}} \quad (3.27)$$

Um ein festes Verhältnis $k \in \mathbb{N}$ zwischen Δt_{GPSS} und Δt_{EFIT} zu finden, setzt man

$$k \geq \frac{\Delta t_{\text{GPSS}}}{\Delta t_{\text{EFIT}}} = \frac{1}{2N_f \Delta f \Delta t_{\text{EFIT}}} \quad (3.28)$$

und begrenzt damit wiederum die Zeitschrittweite für EFIT3D nach oben, indem man setzt:

$$\Delta t_{\text{EFIT}} = \frac{\Delta t_{\text{GPSS}}}{k} \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{2} \cdot v_{\text{max}}} \quad (3.29)$$

Das vorgegebene EFIT-Signal erhält man dann durch Interpolation (“Upsampling mit dem Faktor k ”), d.h. das Frequenzmaximum wird mit k multipliziert und an das Frequenzspektrum die entsprechende Zahl $(k - 1)N_f$ Nullen angehängt.

Umgekehrt lässt sich das Zeitsignal aus EFIT3D einfach mit demselben Faktor k “down-samplen”. Diese Werte werden im ersten Schritt berechnet und gespeichert und stehen der EFIT-Simulation und der Defektsignalberechnung zur Verfügung.

3.5.4 Randbedingungen

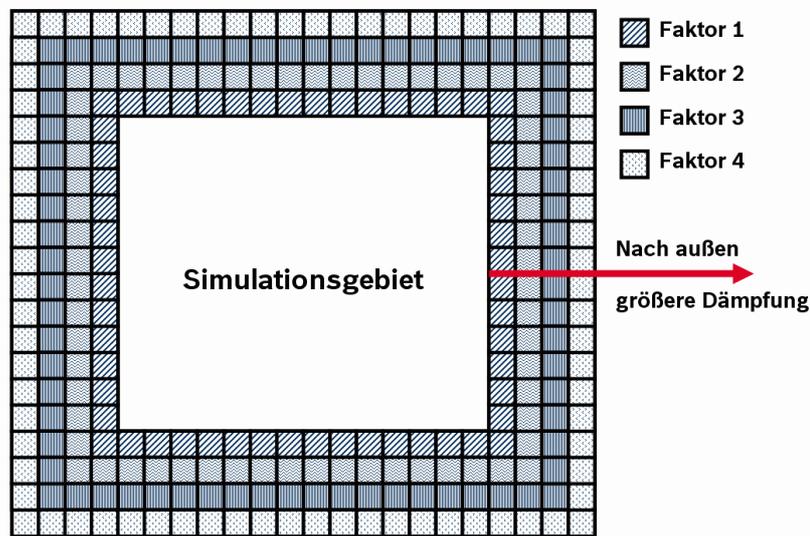


Abbildung 3.21: Prinzip der Dämpfung mit nach außen ansteigendem Dämpfungsfaktor.

Wie in Abb. (3.20) skizziert, liegt das Volumen V_{EFIT} innerhalb des Körpers. Die Grenzen des EFIT-Berechnungsgebiets fallen also nicht mit physikalischen Grenzen des Körpers zusammen. Daher muss das EFIT-Gebiet durch absorbierende Randbedingungen begrenzt werden, um nicht unphysikalische Reflektionen zu erzeugen.

Zur Implementierung absorbierender Randbedingungen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Dazu zählen insbesondere die “Perfectly Matched Layer” [85–87]. Zur Berechnung werden nur wenige Zell-Lagen verwendet, beispielsweise zehn, wie in [86] beschrieben. Eine weitere Möglichkeit sind die Higdon-Randbedingungen [88–90]. Dabei wird die einfallende Welle am Rand durch die sukzessive Multiplikation mit Wellenoperatoren

$$\left(\partial_x + \frac{1}{c_j} \partial_t \right) \quad (3.30)$$

absorbiert. Dieses Verfahren ist von höherer Ordnung und der Algorithmus kann damit entsprechend instabil werden.

In dieser Arbeit wurde stattdessen ein sehr robuster Ansatz gewählt, in dem die Lösung im absorbierenden Gebiet sukzessive gedämpft wird [91]. Dadurch sind kaum Modifikationen an der Grundstruktur der Gleichungen notwendig (Abb. (3.21)). Der Nachteil besteht in einer

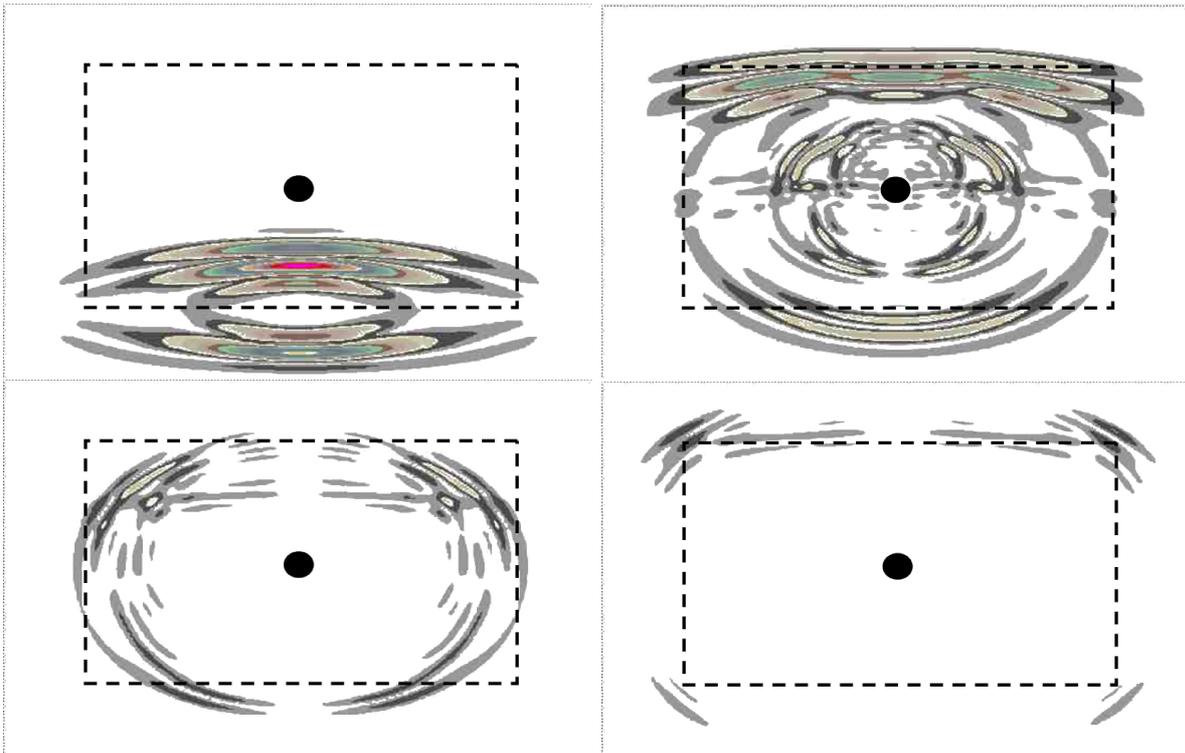


Abbildung 3.22: Momentaufnahmen einer EFIT2D-Simulation mit absorbierenden Randbedingungen. Die gestrichelte Linie begrenzt das Simulationsgebiet, der Kreis symbolisiert den Defekt.

relativ großen Zahl von Zellen, die zur vollständigen Absorption verwendet werden müssen; Tests ergaben eine Mindestzahl von 30 Zellen. Der in dieser Arbeit entwickelte automatische Algorithmus zur Bestimmung der Randbedingungen an komplex geformten Oberflächen kommt am Übergang von Bauteil zu Defekt zur Anwendung.

Als zweite Randbedingung muss das mittels Punktquellensynthese berechnete Signal exakt auf der Austauschfläche vorgegeben werden. Auch dies führt zu einer reflektierenden (unphysikalischen) Randbedingung innerhalb des Simulationsgebiets. Um dies zu verhindern, wird das Signal nur über seine Dauer $t \in [0, t_{\text{signal}}]$ auf der Austauschfläche vorgegeben. t_{signal} ist dabei der Zeitpunkt, zu dem die Amplitude des Signals weniger als 1% ($\approx -40\text{dB}$) beträgt. Für $t > t_{\text{signal}}$ werden dort dann keine Geschwindigkeiten fest vorgegeben, sondern

wie gewohnt nach dem EFIT-Schema aus den umliegenden Zellen berechnet. Damit es für $t < t_{Signal}$ nicht zu Reflexionen kommt, muss garantiert werden, dass der Abstand d_{min} zwischen Austauschfläche und Defekt die Bedingung

$$2d_{min} > c_{max}\Delta t_{Signal} \quad (3.31)$$

erfüllt.

3.5.5 Demonstration anhand eines analytischen Beispiels

Zur Demonstration und Validierung der korrekten Implementierung des Reziprozitätstheorems (siehe Kapitel 2.3) soll ein analytisch berechenbares Beispiel herangezogen werden.

Liegt in dem zu prüfenden Bauteil kein Defekt vor, so werden die Geschwindigkeit und der Spannungstensor gemäß des Reziprozitätstheorems mit ⁽¹⁾ bezeichnet; ist ein Defekt vorhanden, so werden sie mit ⁽²⁾ gekennzeichnet. Falls keine Kennzeichnung vorliegt, gilt die Gleichung in beiden Fällen.

Als "Austauschebene" wird die x-y-Ebene angenommen, d.h.

$$\oint d\mathbf{S} = \oint dS\hat{n}_3. \quad (3.32)$$

Zur Berechnung einer Defektanzeige mit dem Reziprozitätstheorem benötigt man in diesem Fall also nur die Komponenten σ_{i3} des Spannungstensors. Außerdem geht man in diesem Beispiel von einer ebenen longitudinalen Welle aus, die in +z-Richtung propagiert. Eine solche Welle lässt sich durch die skalare Wellengleichung für deren z-Komponente beschreiben; die allgemeine Lösung hat die Form (u_0 ist die Amplitude):

$$u_3^{(1)} = u_0(\omega) \exp(i(\omega t - kz)) \quad \Rightarrow \quad v_3^{(1)} = i\omega u_3^{(1)}. \quad (3.33)$$

Die x- und y-Komponenten sind jeweils 0 und es gilt

$$\partial_1 u_3^{(1)} = \partial_2 u_3^{(1)} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{13} = \sigma_{23} = 0. \quad (3.34)$$

Daher vereinfacht sich die Berechnung des Spannungstensors und des Integranden im Reziprozitätstheorem (s. Glg. (2.59)) zu

$$\begin{aligned} & (v^{(1)}\sigma^{(2)})_{3,z=0} - (v^{(2)}\sigma^{(1)})_{3,z=0} \\ &= v_3^{(1)}\sigma_{33}^{(2)} - v_3^{(2)}\sigma_{33}^{(1)}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Weil $u_3^{(1)}$ und $u_3^{(2)}$ die Wellengleichung erfüllen, gilt außerdem:

$$\partial_3 u(z \pm ct) = \pm \frac{1}{c} \partial_t u(z \pm ct), \quad (3.36)$$

d.h. die räumliche Ableitung ∂_z lässt sich durch die zeitliche Ableitung ∂_t ersetzen. Deshalb lässt sich die 33-Komponente des Spannungstensors schreiben als:

$$\begin{aligned} \sigma_{33} &= \lambda \left(\frac{u_1^{+x} - u_1^{-x}}{\Delta x} + \frac{u_2^{+y} - u_2^{-y}}{\Delta y} \pm \frac{i2\pi f}{c} u_3 \right) \pm 2\mu \frac{i2\pi f}{c} u_3 \\ &= \pm i \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot 2\pi f}{c_l} u_3 \end{aligned} \quad (3.37)$$

In diesem Beispiel wird als Defekt eine unendlich ausgedehnte Ebene an der Stelle $z_0 > 0$ und parallel zur x-y-Ebene angenommen. Die reflektierte Welle ist dann ebenfalls eine ebene Welle, die in -z-Richtung propagiert:

$$u_3^{(2)\text{refl}} = u_0 \exp(i(\omega(t - t_0) + kz)) \quad \text{mit} \quad t_0 = \frac{2z_0}{c}. \quad (3.38)$$

Für $u_3^{(2)}$ setzt sich die über die Grenzfläche tretende Welle aus einer einfallenden und einer reflektierten Welle zusammen:

$$u_3^{(2)} = u_3^{(2)\text{in}} + u_3^{(2)\text{refl}} = u_3^{(1)} + u_3^{(2)\text{refl}}. \quad (3.39)$$

Analytische Lösung

Zur analytischen Lösung muss man zunächst den Integrand aus Glg. (3.35) berechnen. Die Beiträge sind:

$$\begin{aligned} &v_3^{(1)} \sigma_{33}^{(2)} \Big|_{z=0} \\ &= u_0^2 \omega^2 \exp^2(i\omega t) \cdot \frac{(\lambda + 2\mu)}{c_l} \left(1 - \exp(-i\omega t_0) \right) \end{aligned} \quad (3.40)$$

und

$$\begin{aligned} &v_3^{(2)} \sigma_{33}^{(1)} \Big|_{z=0} \\ &= u_0^2 \omega^2 \exp^2(i\omega t) \frac{(\lambda + 2\mu)}{c_l} \left(1 + \exp(-i\omega t_0) \right), \end{aligned} \quad (3.41)$$

so dass sich ergibt:

$$(v^{(1)}\sigma^{(2)})_{3,z=0} - (v^{(2)}\sigma^{(1)})_{3,z=0} = -2u_0^2\omega^2 \exp^2(i\omega t) \cdot \frac{(\lambda + 2\mu)}{c_l} \cdot \exp(-i\omega t_0). \quad (3.42)$$

Man normiert hier auf die elastodynamische Leistung. Die durch eine Fläche tretende Leistung ist definiert durch:

$$P_{elast} = \frac{1}{2} \int d\mathbf{S} v^{(1)}\sigma^{(1)} = \frac{1}{2} \int dS u_0^2\omega^2 \exp^2(i\omega t) \cdot \frac{(\lambda + 2\mu)}{c_l} \quad (3.43)$$

Damit ergibt sich

$$\delta\Gamma_{ba} = \exp(-i\omega t_0). \quad (3.44)$$

und das Fehlersignal nach dem LTI-Modell

$$S_{Def}(\omega) = s(\omega) \exp(-i\omega t_0) \quad (3.45)$$

Die Transformation in den Zeitbereich ergibt damit das erwartete Ergebnis

$$S_{Def}(t) = S_0(t - t_0), \quad (3.46)$$

d.h. das Defektsignal ist gleich dem um t_0 verschobenen Originalsignal.

Halbanalytische Lösung

Die halbanalytische Lösung benutzt für alle obigen Schritte numerische Verfahren, d.h. die einfallende Welle wird als analytische Funktion im Frequenzbereich vorgegeben und dort diskretisiert. Die diskretisierten Werte von $u_i^{(1)}$ werden benutzt, um alle anderen Größen ($v_i^{(1),(2)}$ und $\sigma_{ij}^{(1),(2)}$) zu berechnen. Daraus wird mit Hilfe des Reziprozitätstheorems $\delta\Gamma$ berechnet. Das Ergebnis wird mit dem Signal gefaltet und dann mittels numerischer Fourier-Transformation in den Zeitraum zurücktransformiert. Man erhält wieder die obige Lösung Abb. (3.24). Die Normierung durch den Term $P_{elast}(f)$ aus Glg. (3.43) entspricht einer "Deconvolution". Da es für einige Frequenzen vorkommen kann, dass $P_{elast}(f) = 0$ ist, muss die Division von Null durch Null verhindert werden. Dies wird mit Hilfe des Wiener-Filters erreicht [92, 93]. Dabei wird der Term $P_{elast}(f)$ durch den Term $P_{elast}^{Wiener}(f)$ ersetzt (s. [76]), für den gilt:

$$\frac{1}{P_{elast}^{Wiener}(f)} = \frac{P_{elast}^*(f)}{|P_{elast}(f)|^2 + \epsilon|P_{elast}^{max}(f)|^2} \quad \text{mit} \quad P_{elast}^{max}(f) = \max\{|P_{elast}(f)| \mid \forall f\} \quad (3.47)$$

Resultat aus der EFIT-Simulation

Um die Berechnung des Auldschen Theorems zu testen, werden in der EFIT-Simulation in x- und y-Richtung periodische Randbedingungen verwendet. Auf diese Weise kann man eine ebene Welle simulieren. Das Anregungssignal wird auf der Austauschebene vorgegeben. In negativer z-Richtung gelten absorbierende Randbedingungen, so dass die auslaufenden Wellen die Simulation nicht stören. In positive z-Richtung ist eine spannungsfreie Randbedingung implementiert. Die Geometrie ist in Abb. (3.23) skizziert.

Das mittels des Auldschen Theorems berechnete und in Abb. (3.24) dargestellte Defektsi-

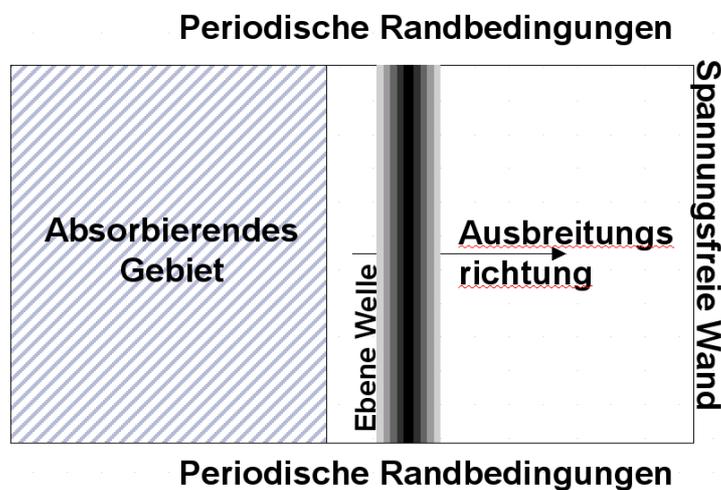


Abbildung 3.23: Skizze der Geometrie zur Simulation einer ebenen Welle. Die Welle wird auf der Grenzfläche zwischen Simulationsgebiet und absorbierendem Gebiet vorgegeben, propagiert nach rechts und wird an der spannungsfreien Wand reflektiert.

gnal stimmt mit dem Ergebnis aus der halbanalytischen Berechnung und der analytischen Rechnung Glg. (3.46) überein.

3.5.6 Abschätzung des Fehlers des berechneten Schallfelds bei Verwendung des gekoppelten Ansatzes

Zum Schluss soll gezeigt werden, dass die mit dem gekoppelten Ansatz berechnete Lösung im relevanten Volumen nur kleine Abweichungen zur analytisch korrekten Lösung aufweist⁵. Dies kann man sich an einem einfachen Beispiel klarmachen.

⁵Die Situation ist vergleichbar mit der Streuung an einem sehr breiten Spalt, denn wenn man wie in diesem gekoppelten Ansatz vorgesehen, die Wellen von einer *begrenzten* Oberfläche in das EFIT-Simulationsgebiet propagiert, so verändert man dabei die korrekte Lösung in diesem Raumgebiet.

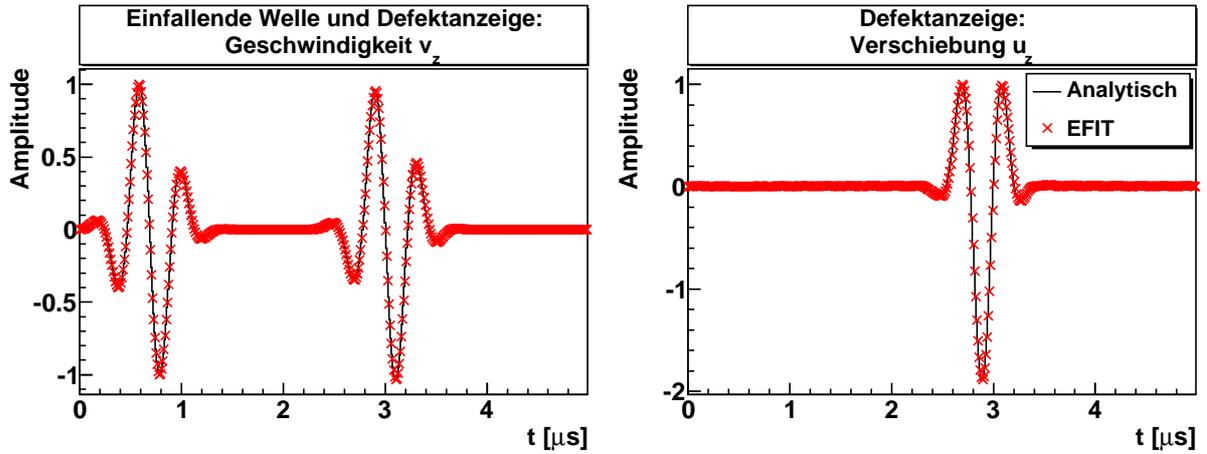


Abbildung 3.24: Links: Verlauf der Geschwindigkeit $v^{(2)}$ durch die x-y-Ebene. Rechts: Berechnetes Defektsignal (Verschiebung $u = \int v dt$). Die durchgezogene schwarze Linie stellt die halbanalytische Lösung dar, die roten Kreuze die Ergebnisse aus der EFIT-Simulation.

Dazu definiere man die folgenden Mengen:

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$\mathbb{R}^{3+} = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | z \geq 0\}$$

$$\mathbb{R}_{xy}^2 = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | z = 0\}$$

$$S_{EFIT_Plane} = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | z = 0, |x| < a, |y| < b\} \subset \mathbb{R}_{xy}^2$$

$$V_{EFIT_Sim} = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | |x| < a, |y| < b, 0 < z < 2c\}$$

Man betrachte einen Impuls, der in +z-Richtung durch die x-y-Ebene propagiert. Die Lösung $u^{(ana)}$ im positiven Halbraum \mathbb{R}^{3+} ist nun eindeutig durch die Lösung auf der x-y-Ebene vorgegeben. Verwendet man nun zur Berechnung der Lösung nur einen begrenzten Teil der x-y-Ebene, so ist diese neue Lösung $u^{(Kopplung)} \neq u^{(ana)}$, denn

$$u_i(\mathbf{r})^{(ana)} = \int_{\mathbb{R}_{xy}^2} G_{ij}(r - r') dr'_j \neq \int_{S_{EFIT_Plane}} G_{ij}(r - r') dr'_j = u(\mathbf{r})^{(Kopplung)}. \quad (3.48)$$

Es ist aber einsichtig, dass

$$u(\mathbf{r})^{(ana)} \approx u(\mathbf{r})^{(Kopplung)} \quad \forall \mathbf{r} \in V_{EFIT_Sim}, \quad (3.49)$$

wenn sichergestellt werden kann, dass der Hauptteil der Schallenergie des Prüfkopfs über die Austauschfläche propagiert. Der erste Testfall, der diesen Sachverhalt validiert, ist eine

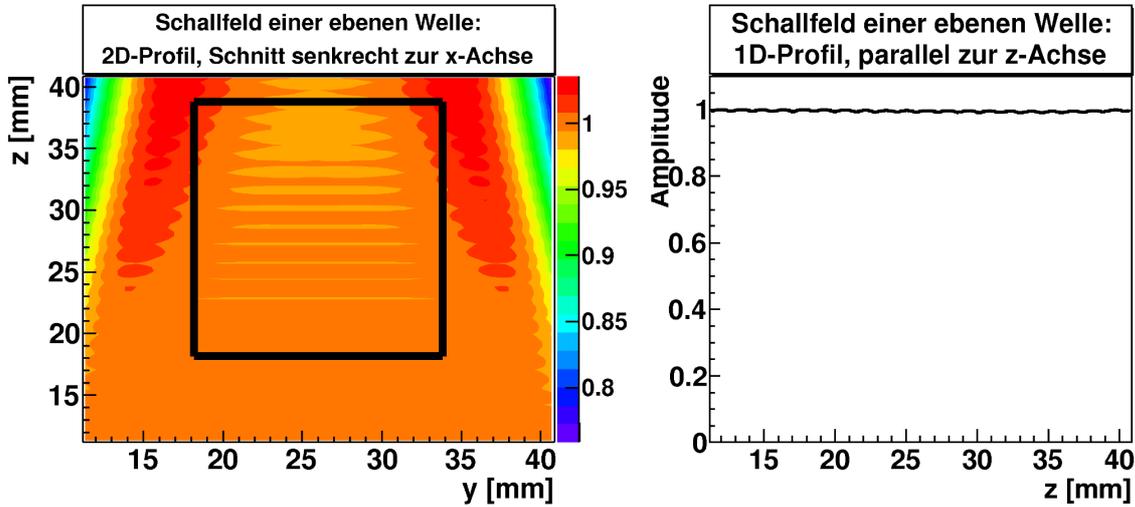


Abbildung 3.25: Schallfeld einer ebenen Welle (1 MHz) in einem Kubus mit Seitenlänge 30 mm. Der Impuls mit einer Frequenz von 1 MHz wird auf der Seitenfläche in $-z$ -Richtung vorgegeben und propagiert in $+z$ -Richtung. Links: 2D Darstellung des Schnitts parallel zur y - z -Ebene durch die Mitte des Simulationsgebiets. Rechts: Profile auf der z -Achse.

Schallfeldsimulation einer einfallenden ebenen Welle (Abb. (3.25)). Die korrekte Lösung im Simulationsgebiet ist $A(x, y, z) \equiv 1$. Die Abweichungen davon sind in Abb. (3.25) gezeigt und betragen im relevanten Simulationsgebiet weniger als 3% (≈ -30 dB).

Der zweiten Testfall besteht in der Schallfeldsimulation des Impulses einer Punktquelle. Dazu werden zwei Simulationen durchgeführt; die erste ist eine reine GPSS-Simulation, während die zweite eine gekoppelte EFIT-GPSS-Simulation ist. Die Schallfelder beider Simulationen werden in Abb. (3.26) verglichen.

Die Profile stimmen sehr gut überein. Die mit der gekoppelten Methode berechneten Schallfelder liegen im Randbereich etwas unterhalb der mit GPSS berechneten Schallfeldern. Dies wurde so aus dem ersten Testfall erwartet, denn das Schallfeld wird in der gekoppelten Methode nur durch die Anfangswerte auf der Austauschfläche berechnet, d.h. es fehlt der Teil der Schallenergie, der außerhalb dieser liegt. Daher fällt das Schallfeld zu den Rändern des Simulationsgebietes (und damit zu den Rändern der Austauschfläche) etwas stärker ab. Am Rand betragen die Abweichungen ≈ -20 dB, im relevanten Gebiet sind die Abweichungen wie oben ≤ -30 dB. Die Übereinstimmung im relevanten Gebiet ist jedoch hervorragend. Dies wird auch durch die sehr gute Übereinstimmung der Lösungen auf der z -Achse in Propagationsrichtung sichtbar.

Damit kann man unter Berücksichtigung oben genannter Einschränkungen davon ausgehen,

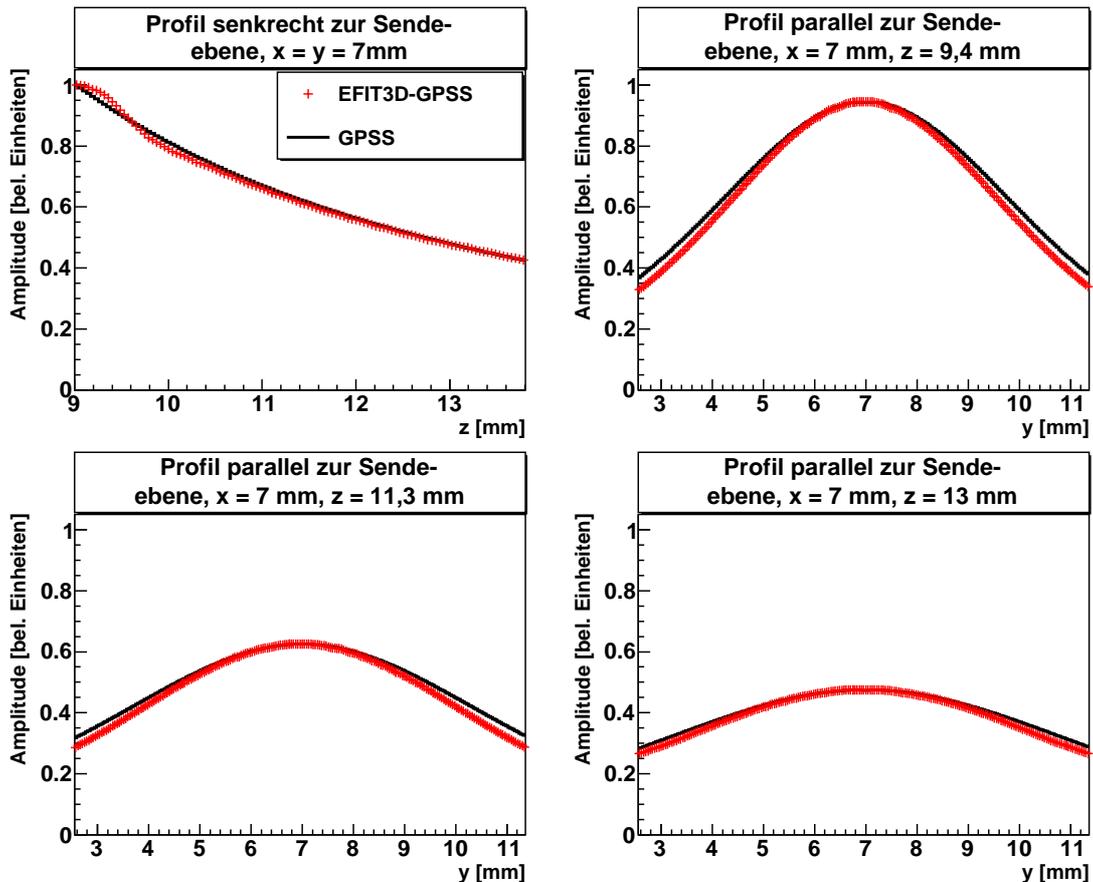


Abbildung 3.26: Schallfeld berechnet bei 5 MHz mit GPSS und mit einem Puls mit 5 MHz Zentralfrequenz berechnet mit EFIT-GPSS. Oben links: Profil senkrecht zum Prüfkopf. Restliche Bilder: Profil parallel zum Prüfkopf in verschiedenen Tiefen

dass durch die Kopplung die Lösung, d.h. die zu berechnende Defektanzeige, quantitativ nicht beeinträchtigt wird.

3.5.7 Rechenzeitvergleich von EFIT und EFIT-GPSS

Die Kopplung von GPSS und EFIT wurde vor allem implementiert, um bei gleich bleibender Genauigkeit die Berechnung zu beschleunigen. Zum Vergleich der gekoppelten Methode mit EFIT wurde die Simulation aus Kapitel 3.3.1 in der gekoppelten Simulation wiederholt. Dazu wurde die in Abb. (3.9) gezeigte Geometrie weiter reduziert, indem die Ausdehnung in x - und z -Richtung halbiert wurde. Damit reduziert sich das Simulationsgebiet um einen Faktor 4 und die zu simulierende Zeit (nicht die Rechenzeit) wegen der halben Strecke in $\pm z$ -Richtung um einen Faktor 2; insgesamt ergibt sich also eine Reduktion um den Faktor 8.

Die Berechnungsdauer für diese Konfiguration mit der gekoppelten Methode auf einem Intel-Prozessor Xeon 3,8 GHz beträgt etwa 6.2 h, während eine reine EFIT3D-Simulation auf demselben Computer ca. 48.7 h beträgt. Die Rechenzeit wird ungefähr um einen Faktor 8 verringert, wie auch nach obiger Abschätzung erwartet wurde.

Zwei Momentaufnahmen sind in Abb. (3.28) gezeigt. Interessant ist hierbei der Vergleich mit Abb. (3.11), den Momentaufnahmen der reinen EFIT3D-Simulation. In der gekoppelten Methode wird die longitudinale Welle (in Abb. (3.28) oben) und die Defektanzeige (in Abb. (3.28) unten) genau wie im nicht gekoppelten Fall mit EFIT richtig berechnet. Dagegen fehlen die anderen Wellenphänomene, d.h. die Transversalwellen und die Oberflächenwellen. Diese haben aber hier (und in den meisten anderen Fällen) keinen Einfluss auf die berechnete Defektanzeige.

In Abb. (3.27) wird das mit der gekoppelten Methode berechnete Fehlersignal mit dem experimentellen Fehlersignal aus Kapitel 3.3.1 verglichen. Die simulierten Daten decken sich genauso gut mit den experimentellen Daten, wie die simulierten Daten aus der nicht gekoppelten Simulation.

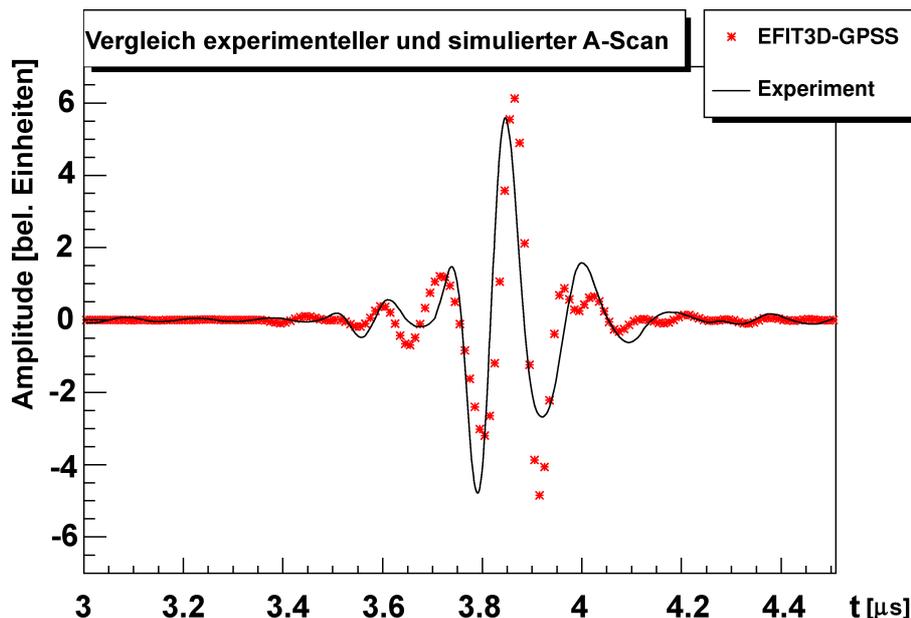


Abbildung 3.27: Vergleich zwischen mit EFIT-GPSS simuliertem und experimentellem A-Scan. Bei der Geometrie handelt es sich um den auch im nicht gekoppelten Fall behandelten quaderförmigen Testkörper mit Flachbodenbohrungen.

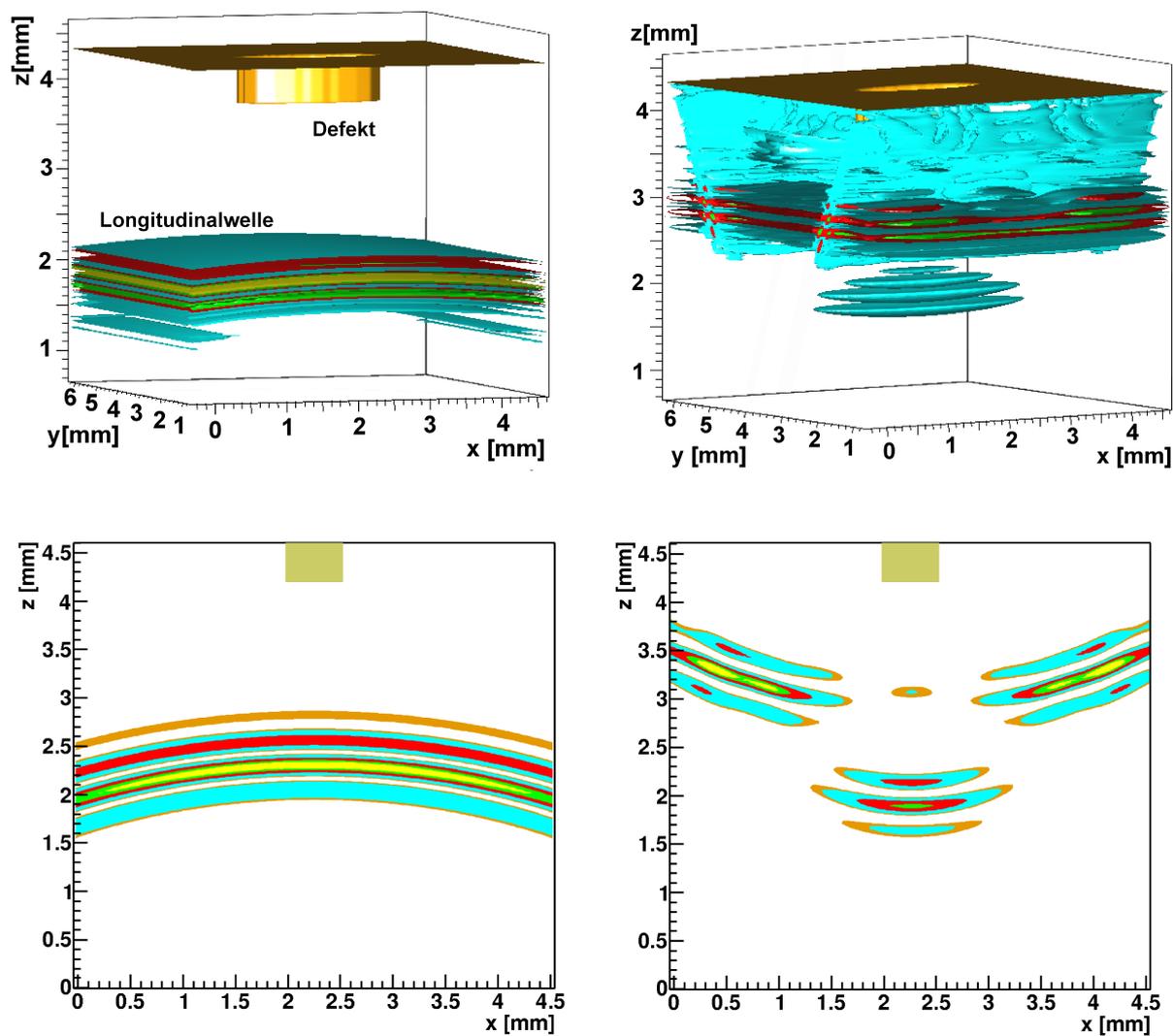


Abbildung 3.28: Zwei Momentaufnahmen der gekoppelten GPSS-EFIT-Simulation, wobei oben die Simulationsdaten in 3D dargestellt sind und unten als 2D-Schnittbild in der x - z -Ebene. Oben links: Vom Prüfkopf ausgesendete Longitudinalwelle. Oben rechts: Die Defektanzeige ist vor dem Rückwandecko deutlich sichtbar. Man beachte, dass weder Transversalwellen noch die Oberflächenwellen simuliert werden.

Kapitel 4

Der Rekonstruktionsalgorithmus SAFT

Dieses Kapitel befasst sich mit der Rekonstruktion der Streugeometrie aus dem einfallenden und reflektierten Ultraschallfeld bei Kenntnis der Prüfsituation. In Kapitel 4.1 werden 3 Rekonstruktionsverfahren vorgestellt mit Schwerpunkt auf SAFT, einem weitverbreiteten und auch in dieser Arbeit implementierten Rekonstruktionsalgorithmus. In Kapitel 4.2 wird näher auf die implementierte SAFT-Version eingegangen. Neben dem allgemeinen Programmaufbau werden der Algorithmus zur Bestimmung des rekonstruierten Bildes, Möglichkeiten zur Nachverarbeitung des Bildes sowie ein Modul vorgestellt, das diverse in dieser Arbeit implementierte Möglichkeiten bietet, die Ultraschalldaten vor der Rekonstruktion zu filtern. In Kapitel 4.3 wird die Güte der Rekonstruktion bewertet. Hierfür wird insbesondere für verschiedene Testfälle das Verhältnis des SNR¹ in experimentellen Daten und rekonstruiertem Bild herangezogen.

4.1 Rekonstruktionsalgorithmen

In der Ultraschallprüfung werden sehr häufig Aussagen über das Vorliegen von Defekten im Prüfkörper aus einzelnen A-Scans getroffen. Aus einem A-Scan kann mit Hilfe der Laufzeit auf einen Abstand des Defekts vom Sender geschlossen werden, jedoch kann keine Aussage darüber getroffen werden, wo genau der Defekt liegt, noch welche Größe oder Form er hat. Betrachtet man viele A-Scans in der Region um den Defekt, so lassen sich genauere Aussagen darüber treffen. Auf die Geometrie des Defekts lässt sich so aber ebenfalls nicht schließen. Dazu muss das inverse Problem betrachtet werden. Dadurch sind genauere Aussagen zur Defektbeschaffenheit möglich und das SNR der Defektanzeigen kann angehoben werden, so dass kleinere Defekte mit geringerem SNR detektiert werden können.

¹Signal zu Rausch Verhältnis, Definition s. Kapitel 1

Ein möglicher Rekonstruktionsalgorithmus, der das Problem näherungsweise löst, ist SAFT, dessen analytische Herleitung in Kapitel 2.2 nachvollzogen wurde. In Kapitel 4.1.1 wird der Lösungsansatz von SAFT noch einmal erläutert, der auf der Kenntnis des Schallfelds und der Kenntnis der Laufzeiten vom Sender zum jeweils betrachteten Bildpunkt (Voxel) und zum Empfänger beruht. Da diese Laufzeiten nur in homogenen Körpern einfacher Geometrie analytisch berechnet werden können, wird in Kapitel 4.1.2 ein Verfahren vorgestellt, wie diese Laufzeiten in inhomogenen Körpern und komplexen Geometrien bestimmt werden können. In Kapitel 4.1.3 werden kurz zwei weniger gängige Rekonstruktionsalgorithmen vorgestellt, die das inverse Problem als nichtlineares Optimierungsproblem betrachten.

4.1.1 Synthetische Apertur-Fokus-Technik (SAFT)

Die folgenden zusammenfassenden Formeln beziehen sich der Einfachheit halber auf skalare Felder. Die Ultraschallprüfung nutzt das Einschallen von Ultraschallwellen in den Prüfkörper und die anschließende Detektion des Streufeldes, um etwaige Defekte im Prüfkörper zu erkennen. Das gesamte Schallfeld lässt sich in das einfallende (incident) Feld Φ^{inc} und das gestreute (scattered) Feld Φ^{scatt} (s. Glg. (2.20))

$$\Phi^{total}(r, \omega) = \Phi^{inc}(r, \omega) + \Phi^{scatt}(r, \omega) \quad (4.1)$$

zerlegen. Der Streuvorgang wird durch die folgende Helmholtz-Gleichung beschrieben

$$(\Delta + k^2) \Phi^{total}(r, \omega) = \mathcal{O}(r) \Phi^{total}(r, \omega). \quad (4.2)$$

Mit Hilfe der Greenschen Funktion zum Helmholtz-Operator kann die obige Differentialgleichung (4.2) in eine äquivalente Integralgleichung umformuliert werden, die so genannte Lippmann-Schwinger Gleichung [94] (siehe auch Glg. (B.6))

$$\Phi^{total}(\mathbf{r}) = \Phi^{inc}(\mathbf{r}) + \int_{\Omega} \left(G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(r') \Phi^{total}(\mathbf{r}') \right) d\mathbf{r}'. \quad (4.3)$$

Dabei enthält die Objektfunktion $\mathcal{O}(r)$ alle Informationen über den Defekt (s. Glg. (2.24)). Das direkte Problem löst die Frage nach dem Gesamtfeld, wenn das einfallende Feld und die Objektfunktion vorgegeben werden. Die Rekonstruktion beantwortet die Frage, wie man aus dem Gesamtfeld auf einer Oberfläche um den Testkörper und der Kenntnis des einfallenden Feldes die Objektfunktion berechnen kann. Rekonstruktion bedeutet hier also die Wiedergewinnung der Objektfunktion aus den Informationen des gestreuten Feldes.

Das inverse Problem ist nicht linear und schlecht gestellt [25, 27, 45]. Schlecht gestellt heißt,

dass zum inversen Problem keine Lösung existieren muss (Existenz), dass es mehrere Lösungen geben kann (Eindeutigkeit) und dass die Lösung nicht stabil ist. Stabilität der Lösung heißt, dass kleine Änderungen in den Daten (z.B. durch Rauschen) nur kleine Änderungen der Lösung verursachen.

Daher wird das inverse Problem in der Regel linearisiert und so näherungsweise gelöst. Ein Verfahren der Linearisierung der Lippmann-Schwinger Gleichung (4.3) ist die erste Born-Näherung [95, 96] (siehe Anhang (B.3)). Verfolgt man den Ansatz weiter, so führt dieser unmittelbar zum heuristischen SAFT-Algorithmus (siehe Kapitel 2.2). Anschaulich beruht

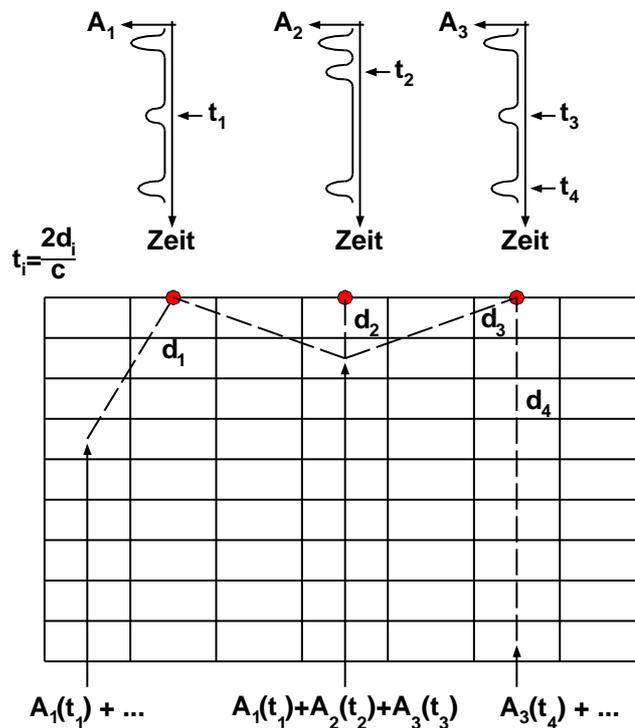


Abbildung 4.1: Prinzip der Rekonstruktion mit SAFT. Der Körper, in dem die Rekonstruktion stattfindet, wird in Voxel unterteilt. Der Eintrag eines Voxels berechnet sich wie dargestellt als Summe über die empfangenen Signale $A_i(t_j)$ zur Zeit t_j . Berücksichtigt werden nur die Sender, in deren Schallkegel das Voxel liegt. Die roten Punkte symbolisieren die Sender-Empfänger-Position und die d_i bezeichnen den Abstand zwischen deren Position und der Voxelmitte.

dieser Algorithmus auf der Projektion der empfangenen Ultraschallsignale auf Halbkugeln (oder im anisotropen Fall auf “deformierte Halbkugeln”) gleicher Laufzeit (Abb. (4.1)). Aufgrund dieser rechnerischen Überlagerung der Signale nach Amplitude und Phase findet an den Gebieten, von denen die Ultraschallpulse aus reflektiert wurden, konstruktive Interferenz des Signals statt, während das Rauschen durch die destruktive Interferenz verringert wird.

Kern dieses Verfahrens ist die Berechnung der Laufzeiten von Sender zu Voxel und dann zum Empfänger, wobei Sender und Empfänger unterschiedlich positioniert sein können. In homogenen Körpern einfacher Geometrie ist diese Berechnung analytisch möglich; zur Rekonstruktion in Körpern, die aus inhomogenen Materialien bestehen, oder die eine komplexe Geometrie haben, benötigt man jedoch eine andere Methode zur Berechnung dieser Laufzeit. Eine Möglichkeit ist das Ray-Tracing, welches eine schnelle Vorwärtsrechnung der Schallpropagation ermöglicht.

4.1.2 SAFT in komplexen Körpern

Berücksichtigung des Schallfelds und der Laufzeit

Für die Rekonstruktion mittels des SAFT-Algorithmus sind zwei Größen notwendig. Die erste ist das Schallfeld des Prüfkopfs, dessen Charakteristik in die SAFT-Rekonstruktion eingeht (Glg. (2.49) und (2.55)). In erster Näherung kann es als konstant innerhalb eines Schallfeldkegels angenommen werden. Exakter ist jedoch die detaillierte Berücksichtigung des Schallfeldes, welches z.B. mit EFIT berechnet werden kann.

Die zweite notwendige Größe ist die Laufzeit Sender \rightarrow Voxel \rightarrow Empfänger. In einfachen homogenen Körpern, in denen sich der Schall auf geraden Wegen ausbreitet, ist es möglich, die Laufzeit über die Abstände und die Schallgeschwindigkeiten analytisch zu bestimmen. In komplexen Geometrien und in inhomogenen Körpern (Reflexionen und Brechung an Grenzflächen) ist dies nicht mehr möglich. Dort kann dann z.B. ein Ray-Tracing Verfahren die Aufgabe der Laufzeitbestimmung übernehmen [97].

Ray-Tracing

Die grundlegende Näherung beim Ray-Tracing ist die Approximation der Wellenfronten durch senkrecht auf ihnen stehende Strahlen. Diese werden durch den Körper verfolgt. In der hier gewählten Implementierung wird zunächst ein Strahl mit einer einstellbaren Amplitude, Richtung und Startposition definiert. Mit Hilfe der ROOT-Funktionalitäten wird der Punkt bestimmt, der auf der nächsten Grenzfläche liegt, an der ein Materialübergang stattfindet und durch die der Strahl tritt. Zusätzlich wird die Normale auf diese Grenzfläche berechnet. Aus der Strahl-Richtung und der Normalen auf die Körpergrenze kann der Winkel, unter dem der Strahl auf die Grenzfläche trifft, bestimmt werden. Außerdem sind die Lamé-Konstanten beider Materialien bekannt, zwischen denen der Übergang stattfindet. An der Grenzfläche kann sich der Strahl durch Modenkonzersion sowie durch Brechung und Reflexion in mehrere Strahlen aufteilen [41]. Die Amplitude bzw. Energie jedes dieser Teilstrahlen kann mit Hilfe obiger Informationen berechnet werden. Ist die Energie eines Teilstrahls nicht mehr

signifikant (festlegbar durch einen Schwellwert), wird der Strahl nicht weiter verfolgt. Diese Simulation ist sehr schnell. Außerdem kann man diesen Algorithmus einfach parallelisieren, da jeder einzelne Strahl unabhängig von allen anderen simuliert werden kann. Alle zu berücksichtigenden Effekte (Reflexion, Brechung, Modenkonversion, Dämpfung, etc.) müssen separat implementiert werden; dies wurde in dieser Arbeit für das hier vorgestellte implementierte Ray-Tracing getan.

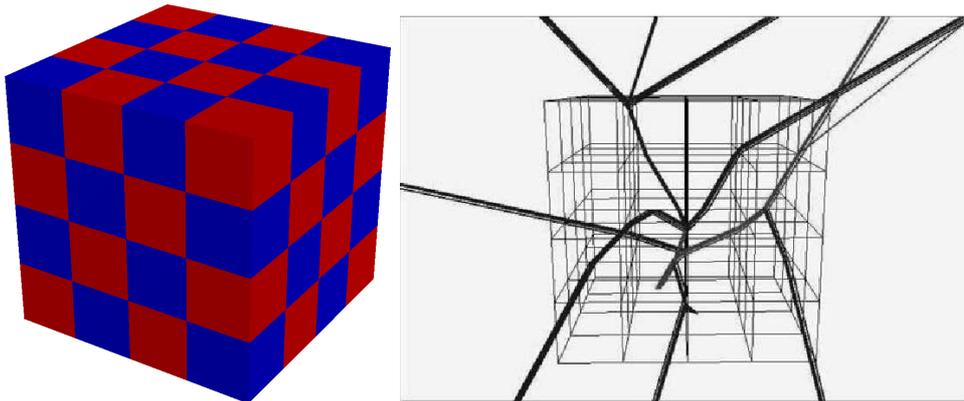


Abbildung 4.2: Inhomogener Körper aus 2 Materialien (links) und Ray-Tracing Simulation (rechts) eines schmalen Bündels von Strahlen, die von unten unter einem Winkel von 45° in die Mitte des Körper einfallen. Durch die Brechung an den Übergängen von einem Material in das andere wird das Strahlenbündel in viele Teil-Strahlen aufgeteilt.

Simulation und Erzeugung der Laufzeitkarte

Das in Abb. (4.3) dargestellte Beispiel zeigt, dass die Schallausbreitung in inhomogenen Körpern komplex sein kann. Zur Demonstration wurde ein Beispielkörper in Form eines Kubus generiert, der jeweils aus kleinen Würfeln zweier unterschiedlicher Materialien so zusammengesetzt ist, dass an einen Würfel des einen Materials nur Würfel aus dem zweiten Material grenzen. Der Körper und Beispiele für mögliche Strahlverläufe sind in Abb. (4.2) dargestellt. Der berechnete Strahlverlauf liefert weitere Informationen, wie z.B. die Energie, die über eine bestimmte Fläche aus dem Körper austritt, oder die Laufzeiten entlang der Strahlen.

Die eigentliche Funktionalität ist die Erstellung einer (2D) Laufzeitkarte zwischen jedem Voxel und der Sende- bzw. Empfangsebene.

Zur Demonstration wurde ein einfacher inhomogener Körper ausgewählt (Abb. (4.4)), wobei der blaue Teil aus Keramik und der rote Teil aus Stahl besteht. Dieser Körper wird in Voxel zerlegt. Anschließend werden die Laufzeiten für jedes Voxel berechnet und abgespeichert.

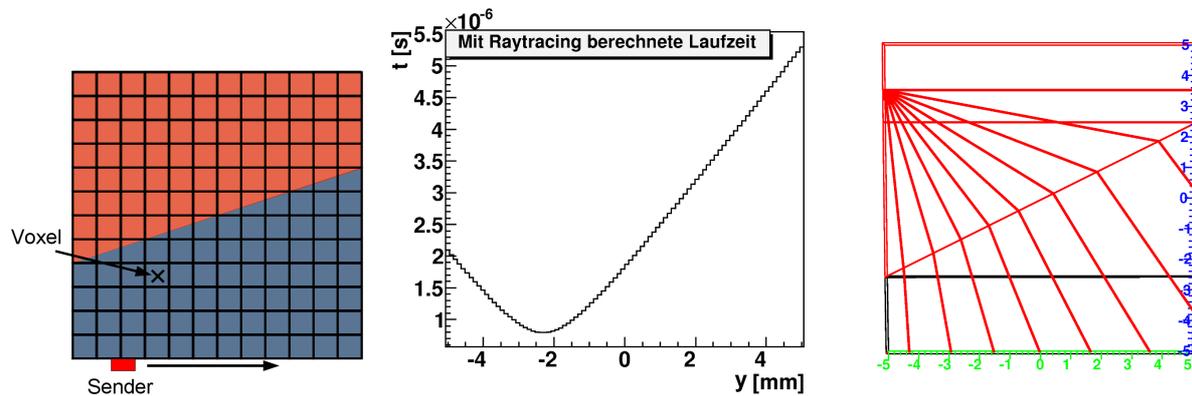


Abbildung 4.3: Zur Erstellung der Laufzeitkarte müssen die Laufzeiten von jedem Voxel zur Sende- und Empfangsebene bestimmt werden. Links: Geometrie des simulierten Testkörpers und dessen Unterteilung in Voxel. Mitte: Die Laufzeiten des im linken Bild durch ein Kreuz gekennzeichneten Voxels zur die Sende- und Empfangsebene. Die Simulationen und die Laufzeitkarte sind 2D. Rechts: Simulation des Verlaufs der Strahlen zur Laufzeitbestimmung eines weiteren Voxels, welches sich bei den Koordinaten $(y,z) = (-5 \text{ mm}, 3,5 \text{ mm})$ befindet.

Die Laufzeiten von einem konkreten Voxel zur Sendeebene und die von diesem Voxel aus verfolgten Strahlen sind in Abb. (4.3) dargestellt. Die so erhaltene ‘‘Laufzeitkarte’’ lässt sich nun zur Rekonstruktion nutzen. Um dies zu demonstrieren, wurde die Geometrie in EFIT2D modelliert und ein B-Scan simuliert. Die simulierten Ultraschall-Daten werden mit den aus der Schallgeschwindigkeit von Keramik, d.h. ohne Berücksichtigung des Übergangs in das zweite Material, berechneten (inkorrekten) Laufzeiten (s. Abb. (4.4), rechts) und mit den korrekten Laufzeiten aus der Laufzeitkarte (s. Abb. (4.4), links) zur Rekonstruktion verwendet. Erst unter Berücksichtigung der korrekten Laufzeiten werden der Defekt und die Rückwand an der jeweils richtigen Stelle in 8 mm bzw. 10 mm Tiefe rekonstruiert.

Auch die Orientierung des rekonstruierten Defekts ist korrekt. Durch die Brechung des Ultraschalls an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien fällt der Schall schräg auf den Defekt, beleuchtet also die linke Seite der Zylinderbohrung.

4.1.3 Andere Rekonstruktionsalgorithmen

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ist das inverse Problem, also die Rekonstruktion der Geometrie des Defekts, nicht linear. Der SAFT-Algorithmus linearisiert das inverse Problem mittels der Bornschen Näherung. Es gibt jedoch eine Reihe anderer Rekonstruktionsalgorithmen, die die Nichtlinearität im Ansatz beibehalten. Hier werden der Vollständigkeit halber zwei weitere Rekonstruktionsalgorithmen beschrieben. Einen weiterführenden Einblick geben [98–100].

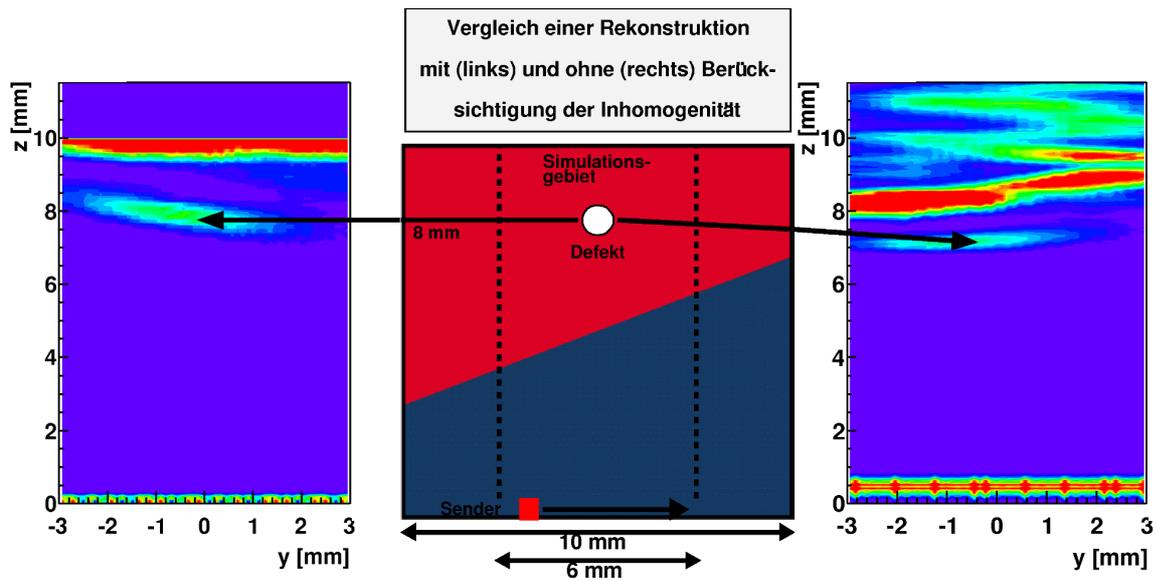


Abbildung 4.4: Mitte: Inhomogener Testkörper mit Defekt in Form einer Zylinderbohrung. Links: Rekonstruktion unter Berücksichtigung der korrekten Laufzeiten zwischen Sender \rightarrow Voxel \rightarrow Empfänger, wie in Abb. (4.3) exemplarisch für ein Voxel gezeigt. Rechts: Rekonstruktion, bei der die Laufzeiten aus einer analytische Berechnung mit der Schallgeschwindigkeit der Keramik ohne Berücksichtigung des Übergangs in das zweite Material verwendet werden.

Zur Vertiefung wird auf die dort angegebenen Quellen verwiesen.

Eine wichtige Klasse von Rekonstruktionsalgorithmen sind solche, die das inverse Problem als ein nichtlineares Optimierungsproblem betrachten. Dafür wird ein Funktional aufgestellt und eine Annahme über eine Streugeometrie getroffen. Aus der Annahme einer Streugeometrie wird auf die erwarteten Daten geschlossen, d.h. das direkte Problem wird gelöst. Das zu minimierende Funktional ist ein Maß für die Abweichung der realen Daten von diesen vorhergesagten Daten. Durch Minimierung dieses Funktionals kann man die Annahme über die Streugeometrie iterativ an die reale Streugeometrie approximieren. Zu dieser Klasse von Rekonstruktionsalgorithmen gehören die “Modified Gradient Method” und die “Contrast Source Inversion”.

Modified Gradient Method

Die “Modified Gradient Method” wurde zunächst für Streuprobleme elektromagnetischer Wellen entwickelt. Sie gehört zu der Klasse der Optimierungsprobleme und beruht auf der Definition eines zu minimierenden Funktionals [101–104].

Zur Lösung des inversen Problems werden zwei Operatorgleichungen aufgestellt. Die erste

Gleichung resultiert aus der Lippmann-Schwinger Gleichung

$$\Phi^{total}(\mathbf{r}) = \Phi^{inc}(\mathbf{r}) + \int_{\Omega} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(\mathbf{r}') \Phi^{total}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (4.4)$$

In diesem Ansatz wird durch einfache Umstellung der obigen Gleichung zu

$$\Phi^{inc}(\mathbf{r}) = \left(1 - \int_{\Omega} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right) \Phi^{total}(\mathbf{r}') =: (1 - V_{\chi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) \Phi^{total}(\mathbf{r}') \quad (4.5)$$

eine Operatorgleichung aufgestellt, die sogenannte Objektgleichung. Die zweite Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen Gesamt-Feld und gestreutem Feld und ist gegeben durch:

$$\Phi^{scatt}(\mathbf{r}) = V_{\chi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Phi^{total}(\mathbf{r}'). \quad (4.6)$$

Diese Operatorgleichung wird Datengleichung genannt. Für einen Scan unterscheidet der Index $^{(k)}$ die verschiedenen Sendepositionen oder Einfallsrichtungen. Nun wird eine Annahme über die Streugeometrie und damit über das Gesamt-Feld gemacht. Damit werden die folgenden Größen r und ρ definiert, die ein Maß für die Abweichung der bekannten Daten, also. z.B. $\Phi^{inc,(k)}$, von der Annahme also $(1 - V_{\chi})\Phi_i^{total,(k)}$ darstellen:

$$\begin{aligned} r_i^{(k)} &:= \Phi^{inc,(k)} - (1 - V_{\chi})\Phi_i^{total,(k)} \\ \rho_i^{(k)} &:= \Phi^{scatt,(k)} - V_{\chi}\Phi_i^{total,(k)}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

wobei i den i -ten Iterationsschritt indiziert. Aus diesen Größen wird nun ein Funktional

$$F_i = w_D \sum_k \|r_i^{(k)}\|_D^2 + w_s \sum_k \|\rho_i^{(k)}\|_D^2 \quad (4.8)$$

definiert, welches iterativ minimiert wird. Dazu wird die ‘‘konjugierten Gradienten Methode’’ [76] verwendet, eine Methode zur Minimierung multidimensionaler Funktionale. Das Minimum des Funktionals bedeutet die bestmögliche Übereinstimmung der Annahme einer Streugeometrie mit den vorliegenden Daten, wobei $F = 0$ einer perfekten Übereinstimmung entspräche.

Contrast Source Inversion

Wie bei der ‘‘Modified Gradient Method’’ wird auch hier ein Funktional aufgestellt [105, 106], welches auf einer Objektgleichung und einer Datengleichung beruht. Zusätzlich wird ein weiteres Funktional minimiert. Das Vorgehen ist dabei wie folgt. Die Operatorgleichung

Glg. (4.5) wird mit den folgenden Definitionen

$$\chi(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{k^2(\mathbf{r})}{k^2} - 1, & \mathbf{r} \in V_c \\ 0, & \mathbf{r} \notin V_c \end{cases} \quad \text{Kontrastfunktion} \quad (4.9)$$

und

$$w(\mathbf{r}, \omega) = \chi(\mathbf{r}, \omega) \Phi^{total}(\mathbf{r}, \omega) \quad \text{Kontrastquellen} \quad (4.10)$$

umformuliert zu:

$$\chi(\mathbf{r}, \omega) \Phi^{inc}(\mathbf{r}, \omega) = w(\mathbf{r}, \omega) - \chi(\mathbf{r}, \omega) \left(\int_{\Omega} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \right) \Phi^{total}(\mathbf{r}). \quad (4.11)$$

Normiert man nun auf das einfallende Feld, d.h.

$$\tilde{w} = \frac{w}{\Phi^{inc}}, \quad \tilde{\Phi}^{total} = \frac{\Phi^{total}}{\Phi^{inc}}, \quad (4.12)$$

so ergibt sich:

$$\chi(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{w}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{\chi(\mathbf{r}, \omega)}{\Phi^{inc}(\mathbf{r}, \omega)} \left(\int_{\Omega} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \right) \Phi^{inc}(\mathbf{r}, \omega) \tilde{\Phi}^{total}(\mathbf{r}, \omega). \quad (4.13)$$

Dies ist die Objektgleichung. Die Datengleichung ist wie oben gegeben durch:

$$\Phi^{scatt} = \left(\int_{\Omega} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathcal{O}(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \right) \Phi^{total}(\mathbf{r}). \quad (4.14)$$

Analog zur ‘‘Modified Gradient Method’’ wird aus diesen beiden Gleichungen ein Funktional definiert, welches minimiert werden muss.

In einem weiteren Schritt wird aus den Kontrastquellen das Gesamtfeld berechnet. Dieses wird wiederum benutzt, um ein weiteres Funktional zu definieren

$$F' = \left\| \chi(\mathbf{r}, \omega) - \frac{\tilde{w}(\mathbf{r}, \omega) \tilde{\Phi}^{*total}(\mathbf{r}, \omega)}{|\tilde{\Phi}^{total}(\mathbf{r}, \omega)|^2} \right\|, \quad (4.15)$$

aus dem dann die gesuchte Kontrastfunktion χ durch Minimierung bestimmt wird. Dadurch wird die einstufige Minimierung der ‘‘Modified Gradient Method’’ durch ein zweistufiges Verfahren ersetzt, in dem iterativ zwei Funktionale minimiert werden.

Wie von Marklein und Langenberg [99] gezeigt wird, können diese Ansätze bessere Lösungen als der einfache SAFT-Algorithmus liefern. Dafür muss man aber deutlich längere Rekonstruktionszeiten in Kauf nehmen. Vor allem aber sind gerade die nichtlinearen Rekon-

struktionsalgorithmen sehr instabil in Bezug auf Rauschen. Dagegen hat sich SAFT als sehr robust erwiesen und findet daher breite Anwendung.

4.2 Programmaufbau der SAFT-Software

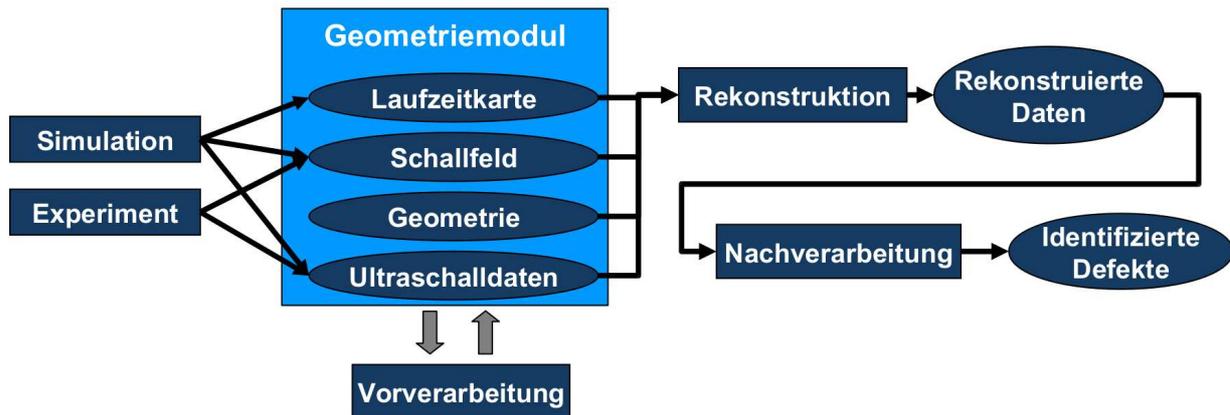


Abbildung 4.5: Modularer Aufbau der Rekonstruktionskette mit klar definierten Schnittstellen.

Die SAFT-Software besteht aus den in Abb. (4.5) gezeigten Modulen, die Daten verwalten (mit Ellipsen hinterlegt) und Daten verarbeiten (mit Rechtecken hinterlegt). Einige dieser Module, wie das Geometriemodul und die Vorverarbeitung stehen auch der Simulation und dem Kalman-Filter zur Verfügung (siehe Kapitel 3.1).

Das Geometriemodul verwaltet die Geometrie des zu prüfenden Bauteils und des Senders, die Ultraschalldaten, sowie Laufzeitkarte und Schallfeld. Es ist möglich, als Quelle für die Ultraschalldaten experimentelle oder simulierte Daten zu verwenden. Die Verwendung verschiedener Quellen hat den Vorteil, dass gezielt die Auswirkungen verschiedener Effekte untersucht werden können. So kann die Auswirkung des Rauschens experimenteller Daten auf das Rekonstruktionsergebnis mit denen rauschfreier simulierter Daten verglichen werden. Der Ablauf der SAFT-Rekonstruktion ist folgerichtig in drei Teilschritte unterteilt. Im ersten Schritt können die Ultraschalldaten mit Hilfe des Moduls Vorverarbeitung (siehe Kapitel 4.2.2) gezielt modifiziert werden. Dieses Modul enthält verschiedene Verfahren zur Signalvorverarbeitung, die unten beschrieben werden. Dazu gehört z.B. die Rauschunterdrückung in den Ultraschalldaten oder das Entfernen von Signalen in den Ultraschalldaten, die durch Reflexionen an den Bauteilgrenzen verursacht wurden. Die so modifizierten Ultraschalldaten, wie auch die anderen Daten des Geometriemoduls, werden von SAFT zur Rekonstruktion

verwendet. Dabei kann, wenn notwendig, auf die Informationen aus der Schallfeldberechnung mit EFIT und der Laufzeitberechnung mit Ray-Tracing zurückgegriffen werden (siehe Kapitel 4.1.2).

Nach der Rekonstruktion existiert die Möglichkeit, die Rekonstruktionsergebnisse mit Bildverarbeitungsalgorithmen weiter auszuwerten und dadurch Defekte zu identifizieren.

4.2.1 Einlesen aus verschiedenen Datenquellen

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen aus den folgenden Quellen. Die experimentellen Daten wurden mit einer Ultraschallanlage in Immersionstechnik und einem Phased-Array in Kontakttechnik (beide bei der Robert Bosch GmbH, CR/ARG) aufgenommen. Die Simulationsdaten wurden hauptsächlich mit EFIT bzw. der EFIT-GPSS-Methode erzeugt. Es wurden jedoch auch vergleichende Simulationen mit CIVA [71] und der GPSS-Methode am ITWM vorgenommen. Jede Datenquelle verwendet ein eigenes Format, das in das der hier implementierten Anwendung zugrunde liegende Format umgesetzt wird.

4.2.2 Vorverarbeitung

In der Vorverarbeitung können verschiedene Filteralgorithmen zur Anwendung kommen. Dazu gehört unter anderem die Berechnung der Einhüllenden des Ultraschallpulses mit Hilfe der Hilbert-Transformation, Algorithmen zur Bestimmung der Lage des Oberflächenechos, sowie zur Eliminierung der Vorderwand- und Rückwandechos. Die Möglichkeiten werden im Folgenden kurz dargestellt. Alle Algorithmen, abgesehen von dem Algorithmus zur schnellen Fourier-Transformation, wurden in dieser Arbeit implementiert.

Fourier-Transformation

Ein Großteil der Algorithmen zur digitalen Signalverarbeitung operieren im Frequenzraum. Dazu benötigt man die (diskrete) Fourier-Transformation \mathcal{F} . Die Implementierung der schnellen Fourier-Transformation² wird durch die Bibliothek FFTW3 [107] zur Verfügung gestellt.

Hilbert-Transformation

Die Hilbert-Transformation [46] ist definiert durch

$$\mathcal{H}[f(y)] = \frac{1}{\pi} \text{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(x) \, dx}{x - y}, \quad (4.16)$$

²FFT = Fast Fourier Transform

wobei PV (=principal value) der Cauchysche Hauptwert ist. Die Hilbert-Transformation ist der Form nach ein Faltungsintegral, so dass es sich mit Hilfe der inversen Fourier-Transformation \mathcal{F}^{-1} gemäß

$$\mathcal{H}[f(y)] = \mathcal{F}^{-1} \left(\mathcal{F}[f(y)] \cdot \frac{1}{\pi y} \right) \quad (4.17)$$

berechnen lässt. Die Hilbert-Transformation kann zur Bestimmung der Phase eines Signals verwendet werden. Die Einhüllende für Signale mit periodischer Trägerfrequenz erhält man dann näherungsweise aus $|f + i\mathcal{H}(f)|$.

Verschiebung der Oberflächenanzeige

Durch Messungenauigkeiten, die durch Positionierungsungenauigkeiten des Senders oder des Empfängers, elektronische Ungenauigkeiten, unebene Oberflächen usw. verursacht werden, können die A-Scans in der Zeit gegeneinander verschoben sein. Das Ziel dieses Moduls ist es, diese Verschiebung zu detektieren und zu korrigieren [108]. Dazu wird der entsprechende A-Scan mit Splines (siehe z.B [109]) interpoliert. Splines können einen Funktionswert und die Ableitung an einem beliebigen Punkt innerhalb des A-Scans berechnen.

Die Verschiebung wird detektiert mittels des “ersten” Nulldurchgangs des Signals. Um durch das Rauschen bedingte Nulldurchgänge auszuschließen, wird ein Schwellwert $s_{Schwellwert}$ definiert. Das heißt, ein Nulldurchgang gilt nur als solcher, wenn $s(t_1) > s_{Schwellwert}$ und $s(t_2) < -s_{Schwellwert}$. Die genaue Bestimmung des Nulldurchgangs $T_{NullDurch}$ erfolgt mittels des Newtonverfahrens.

Die Differenz der Zeiten $T_{Diff} = T_{Ref} - T_{NullDurch}$ wird benutzt, um den A-Scan unter Verwendung der Interpolation zu verschieben, wobei als Referenzzeitpunkt T_{Ref} der Nulldurchgang $T_{NullDurch}$ des ersten A-Scans verwendet wird.

Subtraktion des Oberflächen- und Rückwandechos

Die grundlegende Annahme für dieses Modul ist, dass der untersuchte Körper homogen und isotrop sowie unendlich ausgedehnt ist. Sind die Oberfläche und die Rückwand außerdem planparallel zueinander, so erwartet man wegen der Translationssymmetrie, dass alle A-Scans identisch sind und aus dem Einschall- und dem Rückwandecho bestehen.

Dieser natürlich vorhandene “Hintergrund” soll eliminiert werden, weil er Defekte überdecken und außerdem bei der Rekonstruktion stören kann.

Da man eine etwa gleichmäßig verteilte Amplitude erwartet, wird parallel zur Oberfläche der Median gesucht. Dieser hat den Vorteil, dass er auf Ausreißer (in diesem Fall Defektanzeigen) weniger stark reagiert, als der Mittelwert und daher in dieser Anwendung von Vorteil ist.

Komplexere “Peak-Finding” Algorithmen wurden nicht weiter verfolgt, weil diese häufig von einem viel unregelmäßigerem Hintergrund ausgehen, als es hier der Fall ist.

4.2.3 Rekonstruktion

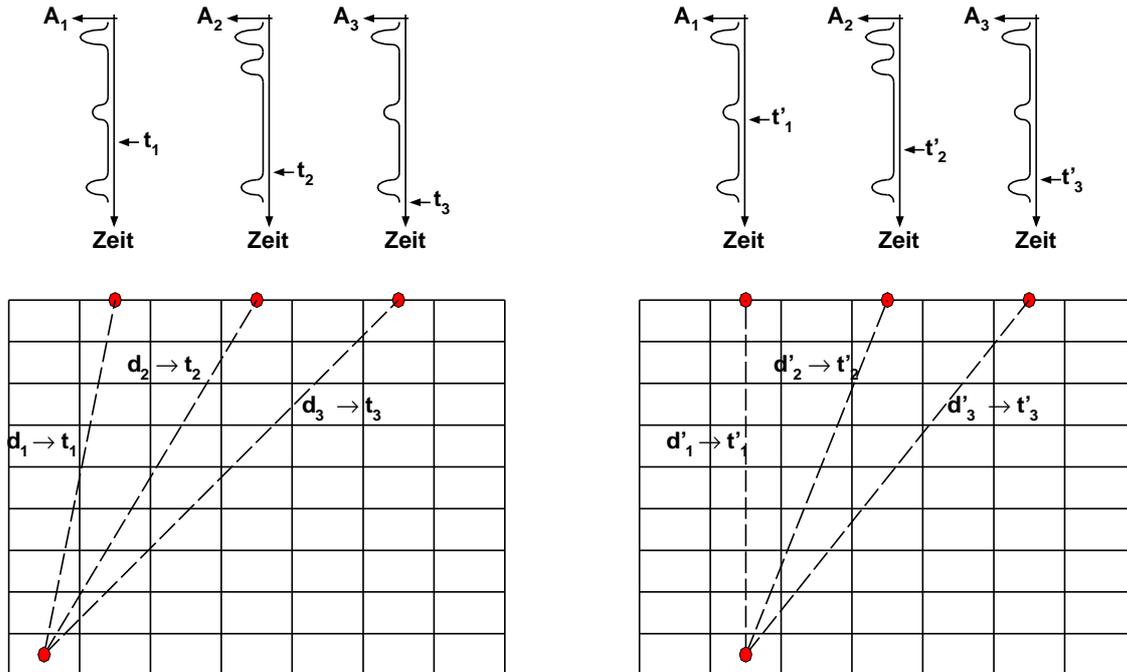


Abbildung 4.6: Bestimmung der Amplitude in den ersten zwei Voxeln aus den drei Ultraschallsignalen A_1 , A_2 und A_3 . Dabei ist der Eintrag des ersten Voxels $A_1(t_1) + A_2(t_2) + A_3(t_3)$ und des zweiten Voxels $A_1(t'_1) + A_2(t'_2) + A_3(t'_3)$.

Zur SAFT-Rekonstruktion wird zunächst, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, die Geometrie des zu prüfenden Bauteils generiert, in dem mögliche Defekte rekonstruiert werden sollen. Die Geometrie besteht aus Voxeln, die alle einen initialen Amplituden-Eintrag von 0 haben. Die Rekonstruktion besteht nun darin, zu jedem Voxel sukzessive den Amplitudenwert zu berechnen.

Dazu wird eine doppelte Schleife implementiert. Die äußere Schleife läuft über alle Voxel. Zu jedem Voxel wird die Position seines Mittelpunkts abgefragt und dann folgt eine Schleife über alle A-Scans. Jeder A-Scan hat Zugriff auf die dem A-Scan zugehörigen Positionen des Senders und des Empfängers. Aus diesen Informationen wird zunächst die Laufzeit Sender \rightarrow Voxel \rightarrow Empfänger berechnet und damit der zugehörige Amplitudenwert des A-Scans bestimmt. Dies ist für die ersten zwei Voxel in Abb. (4.6) dargestellt.

Dieser Amplitudenwert $A_i(x, y)$ kann mit dem Schallfeld des Senders $\Phi_0(x, y)$ an der Voxel-Position (x, y) korrigiert werden (s. Glg. (2.49)). Dazu wird der Wiener-Filter [92, 93] verwendet, wobei die maximale Amplitude des Schallfelds Φ_0^{max} und ϵ wählbar sind

$$A_i(x, y) \rightarrow A_{i,korr}(x, y, i_{Sender}) = \frac{A_i(x, y)}{\Phi_0(x, y) + \epsilon\Phi_0^{max}}. \quad (4.18)$$

Der ermittelte und ggf. korrigierte Wert wird zum bis dahin berechneten Amplitudenwert des Voxels im rekonstruierten Bild addiert (Abb. (4.6)). Das Geometriemodul enthält neben der Geometrie (also der Form) des zu untersuchenden Bauteils auch die Informationen über die Materialien und hat, falls notwendig, Zugriff auf die Laufzeitkarte und die Schallfeldberechnungen aus EFIT. Daher wird die Laufzeitberechnung und die Amplitudenkorrektur aufgrund des Schallfelds vom Geometriemodul ausgeführt. Der Rekonstruktionsalgorithmus bewahrt dadurch seine einfache Struktur der Projektion der Ultraschallpulse auf Bahnen gleicher Laufzeit auch für komplexe inhomogene Geometrien.

4.2.4 Nachverarbeitung und Bildverarbeitung

Die Nachverarbeitung soll Merkmale wie Größe und Lage des Defekts aus den gemessenen oder simulierten Ultraschallsignalen nach der Rekonstruktion ermitteln.

Eine Möglichkeit ist ein Fit der Defektanzeige mit einer 2D-Gauß-Funktion gemäß

$$f(x, y) = A \exp \left(-0.5 \left(\frac{(x \cos(\phi_0) - x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y \sin(\phi_0) - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right) \right), \quad (4.19)$$

wobei ϕ_0 eine Drehung der 2D-Gauß-Funktion in der x-y-Ebene darstellt. Als Anfangswerte für den Fit verwendet man den Maximalwert ($= A$) und dessen Position ($= x_0, y_0$), sowie eine Abschätzung für die Breiten des Gauß-Fits, die sich jeweils aus $\Delta x = x_1 - x_0$ und $\Delta y = y_1 - y_0$ ergeben, wobei (x_1, y_0) und (x_0, y_1) die Positionen sind, an denen die Amplitude auf die Hälfte der Maximalamplitude abgefallen ist. Damit kann man die rekonstruierte Defektanzeige auf wenige Parameter reduzieren, die mit der Position und Größe des Defekts korrelieren (siehe Tab. (4.1) am Ende dieses Kapitels). Allerdings nutzt ein solcher Fit nicht alle vorhandenen Informationen über die Form des Defekts.

4.3 Ergebnisse der SAFT-Rekonstruktion

Ziel dieses Kapitels ist es, die Güte der Rekonstruktion nach Anwendung auf verschiedene Testfälle zu bewerten. Dazu gehört vor allem die Untersuchung des Signal/Rausch-

Verhältnisses (SNR^3) in den experimentellen Daten und dem rekonstruierten Bild. Dazu wurden drei verschiedene Defektgeometrien betrachtet, um den Zusammenhang zwischen Defektgeometrie und SNR-Verbesserung mittels SAFT exemplarisch zu untersuchen. Die folgenden Abschnitte beziehen sich jeweils auf einen Testfall.

4.3.1 Fall 1: Objekt mit ebener Oberfläche und Flachbodenbohrungen

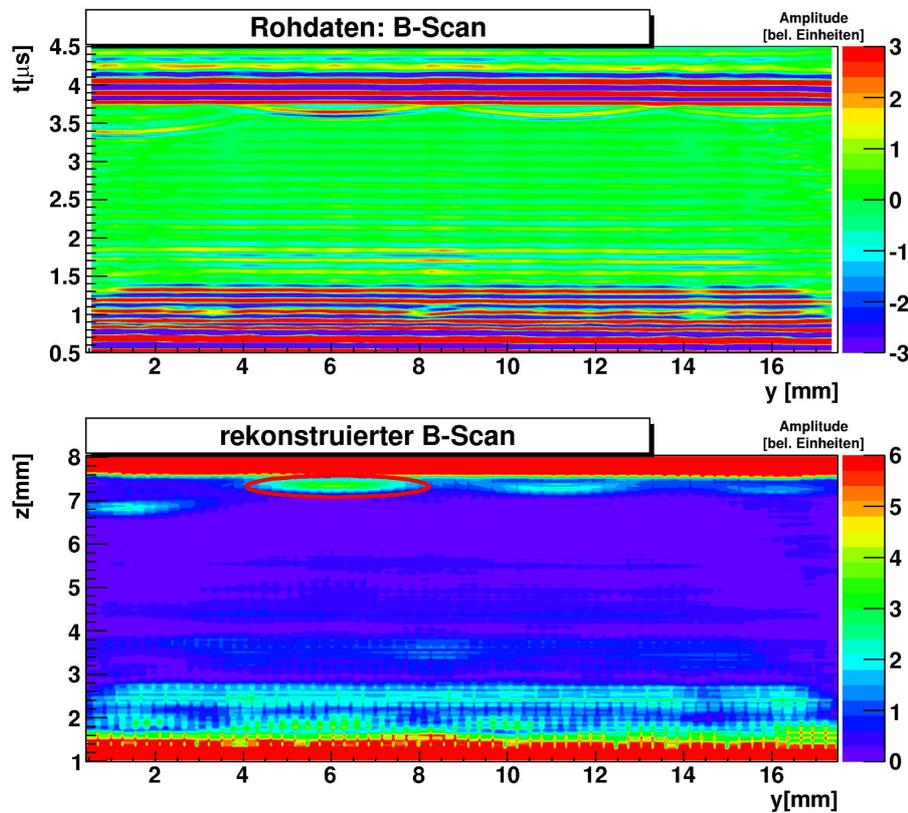


Abbildung 4.7: Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild mehrerer Flachbodenbohrungen (unten).

Der Körper im ersten Fall hat eine quaderförmige Geometrie mit den Seitenlängen $32 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ und in die Rückseite sind mehrere FBH⁴ eingebracht. Die betrachteten Flachbodenbohrungen haben einen Durchmesser von 1 mm, 0,8 mm und 0,6 mm. Der Scan wird mit einem unfokussierten linearen Array mit 64 Elementen bei 10 MHz Mittelfrequenz durchgeführt. Die aufgenommenen Daten werden mit SAFT verarbeitet und

³Signal-to-Noise Ratio

⁴Flat Bottom Hole englisch für Flachbodenbohrung

mit einer 2D-Gauß-Funktion gefittet. Die Ergebnisse sind in Abb. (4.7) dargestellt. Das SNR ohne Rekonstruktion, d.h. der Maximalwert der Defektanzeige für den Defekt mit 1 mm Durchmesser dividiert durch den Maximalwert des Rauschens beträgt 4.8 dB. Für das rekonstruierte Signal beträgt das SNR 8.5 dB. In diesem Fall wurde also eine Verbesserung von 3.7 dB erreicht. Für die anderen beiden Flachbodenbohrungen ergibt sich eine Verbesserung von 2.6 dB auf 5.2 dB (Durchmesser 0,8 mm) sowie von 1.2 dB auf 3.4 dB (Durchmesser 0.6 mm).

4.3.2 Fall 2: Objekt mit ebener Oberfläche und Zylinderbohrung

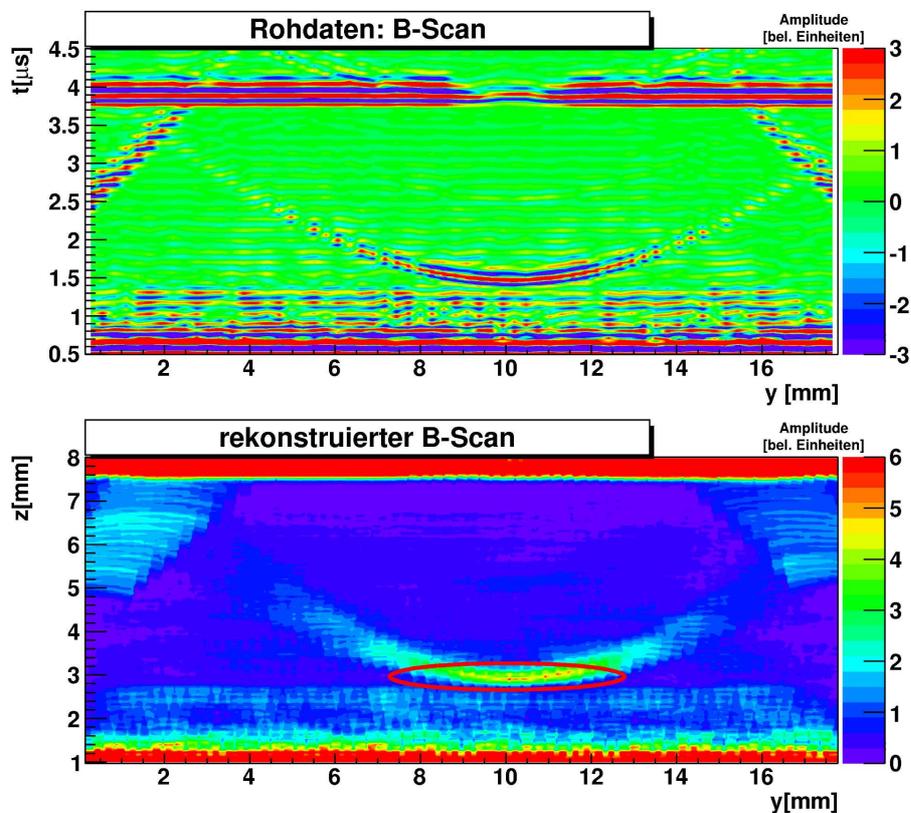


Abbildung 4.8: Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild einer Zylinderbohrung (unten).

Als zweiter Testfall wird die gleiche Bauteilgeometrie wie oben gewählt. Als Defekt wurde in diesen Körper eine Zylinderbohrung von der Seite (SDH⁵) mit einem Durchmesser von 1 mm in der Mitte des Körpers eingebracht. Die Aufnahme der Daten wird mit demselben Array wie oben vorgenommen.

⁵Side Drilled Hole

Die Ergebnisse sind in Abb. (4.8) dargestellt. Das SNR ohne Rekonstruktion beträgt 4.8 dB, während für das rekonstruierte Signal das SNR 9.8 dB ist. Hier wurde also eine Verbesserung von etwa 5 dB erreicht.

4.3.3 Fall 3: Zylinderförmiges Objekt mit Zylinderbohrung

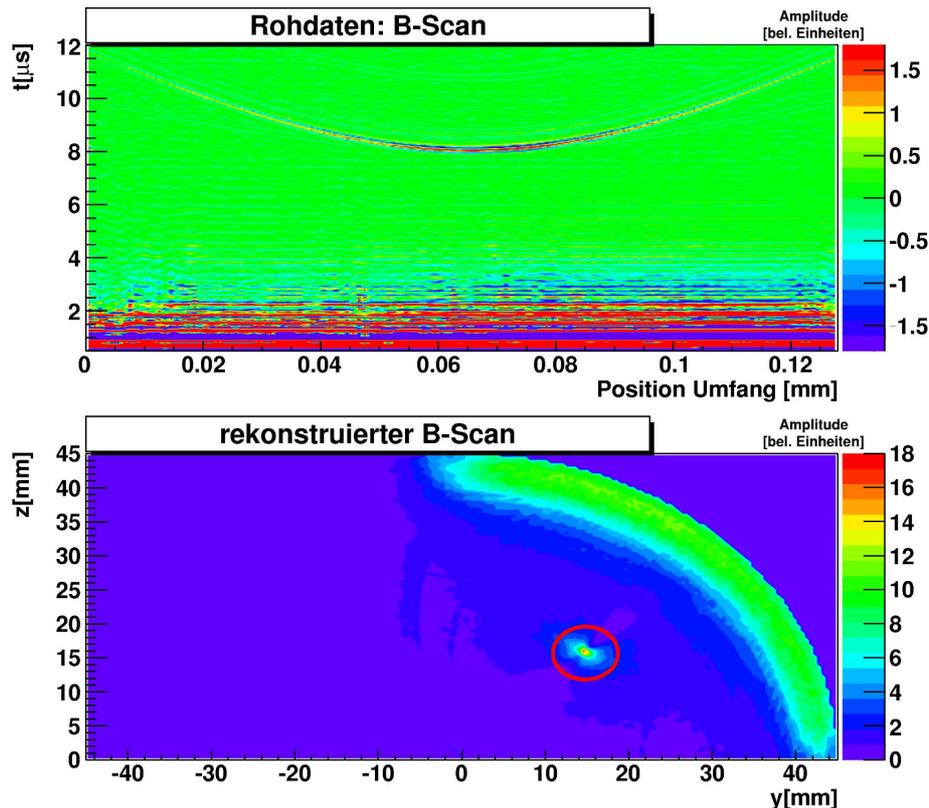


Abbildung 4.9: Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild einer Zylinderbohrung in einem zylindrischem Bauteil (unten).

Als letzter Testfall soll SAFT in einem Körper mit gekrümmter Oberfläche angewendet werden. Dazu wird ein gerader Kreiszyylinder mit einem Durchmesser von 9 cm ausgewählt. Die Achse, die senkrecht zur Kreisebene liegt, sei die z-Achse. In den Zylinder wird eine Zylinderbohrung parallel zur z-Achse mit einem Durchmesser von 2 mm eingebracht. Der Scan wird mit einem ringförmigen Array mit 128 Elementen in der Kreisebene, also für $z = const$ ausgeführt. Die Mittenfrequenz ist hier 5 MHz.

Die mit SAFT erhaltenen Daten sind in Abb. (4.9) dargestellt. Das maximale Signal-Rausch-Verhältnis in den Rohdaten beträgt 10.9 dB, während das SNR des rekonstruierten Defekts 19.8 dB ist; es ergibt sich also eine Verbesserung des SNR um 9 dB, die damit deutlich

größer ist, als die in den vorangegangenen Beispielen. Der Grund dafür wird im folgenden Abschnitt motiviert.

4.3.4 Schlussfolgerungen

Verbesserung des SNR

In allen Fällen kann man eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses feststellen. Gleichzeitig ist jedoch ebenfalls offensichtlich, dass die Verbesserung des SNR nicht für jede Defektgeometrie gleich ist.

Um dies zu erklären, betrachte man die in Abb. (4.11) dargestellten Amplituden-Ortskurven. Die Amplituden-Ortskurven wurden mit der Breit-Wiegner Verteilung (auch Lorentz-Kurve)

$$f(x) = \frac{A_0}{\Gamma^2 + (x - x_0)^2} \quad (4.20)$$

gefittet. Dabei beschreibt der Parameter Γ die Breite der Verteilung. Wie man sieht, ist Γ für den ersten Testfall am kleinsten und für den letzten am größten. In einer Verteilung mit großem Γ haben die A-Scans ein besseres SNR relativ zum maximalen SNR⁶, als in einer Verteilung mit kleinem Γ . Da SAFT auf einer Projektion der Amplituden aus den A-Scans auf Kreise gleicher Laufzeit beruht, ist klar, dass eine AOK mit großem Γ eine größere Verbesserung des SNR ergibt. D.h. die SAFT-Eigenschaften, also das bessere Anheben des Nutzsignals bei gleichzeitiger Reduktion des Rauschens, beruhen auf der breiteren Schallkeule bzw. auf der breiten Streucharakteristik des Defekts.

Zusätzlich zu diesem “physikalischen” Grund gibt es auch zwei numerische Effekte. Zum einen hat die Rekonstruktion in einem zylinderförmigen Bauteil den zusätzlichen Vorteil, dass der Defekt nicht nur “von vorne” mit Ultraschall beleuchtet wird und somit mehr Informationen zur Verfügung stehen. Der zweite numerische Effekt ergibt sich für Defekte, deren Größe in der Größenordnung der Wellenlänge liegen und beruht auf der Tatsache, dass der SAFT-Algorithmus den empfangenen Schall auf Kreise gleicher Laufzeit projiziert. Die Verbesserung des SNR, also das Anheben des Nutzsignals ergibt sich aus konstruktiver Interferenz in einem Pixel. Dazu müssen sich die Laufzeitkreise in diesem Pixel schneiden. Liegt ein Defekt mit flacher Oberfläche vor, so liegen die Defektanzeigen in den A-Scans bei gleicher Laufzeit. Wie aus Abb. (4.10) links ersichtlich, schneiden sich lediglich zwei der projizierten Kreise in der Nähe der rekonstruierten Defektoberfläche. Liegt ein Defekt mit konvexer Oberfläche vor, so haben die Laufzeitkreise unterschiedliche Radien und schneiden sich in einer eng lokalisierten Region. Da es sich um einen Defekt in der Größenordnung

⁶maximales Signal zu Rauschverhältnis im B-Scan

der Wellenlänge handelt, überschneiden sich mehr rückprojizierte Defektanzeigen pro Pixel. Damit ergibt sich eine stärkere Anhebung des Nutzsignals. Bewegt sich der Sender zusätzlich auf einer Kreisbahn, wirken sich Messungenauigkeiten weniger auf den Schnittpunkt der Kreise aus, wie aus Abb. (4.10) rechts ersichtlich.

Die Verbesserung des SNR hängt also von vielen Faktoren ab, wobei zwei entscheidende Faktoren die Geometrie des Defekts und die Geometrie der Bauteiloberfläche sind.

Die exemplarisch berechneten Verbesserungen des SNR reichen fallabhängig von 3.7 dB bis 10 dB und passen somit zu den in der Literatur [110] gängigen Werten von ≈ 6 dB.

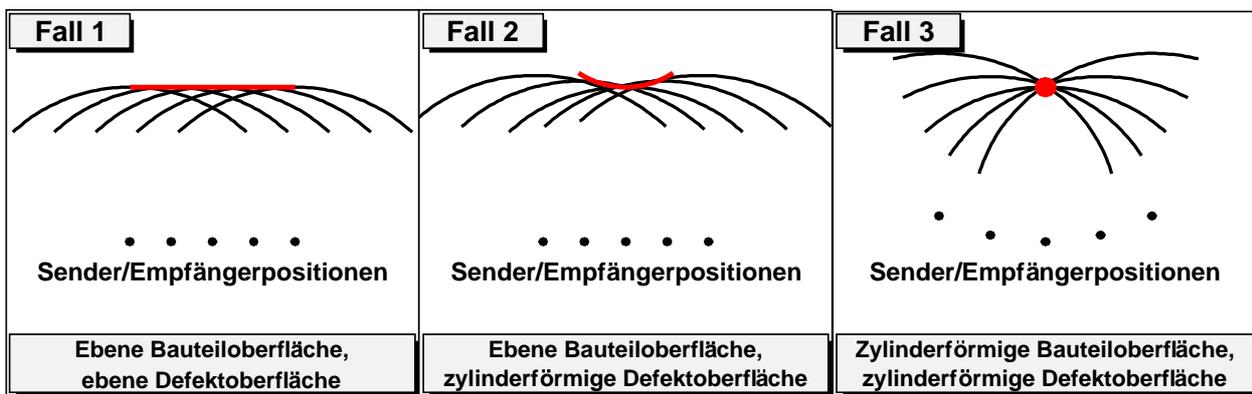


Abbildung 4.10: Verbesserung des SNR in Abhängigkeit der Defektform und Aufnahmetechnik.

Aussage der Parameter aus dem Fit mit der 2D-Gauß-Funktion

Die Werte aus dem 2D-Fit (s. Glg. (4.19)) sind in Tab. (4.1) aufgeführt. Die Positionswerte aus diesem Fit stimmen mit den realen Werten gut überein (Abweichung ≈ 0.1 mm). Die Breite des rekonstruierten Defekts in Einschallrichtung (σ_y) wird von der Länge des

	Amplitude	x_0 [mm]	σ_x [mm]	y_0 [mm]	σ_y [mm]	Φ [°]	Δ SNR
Fall1	3.6	6.1	1.4	7.4	0.1	0	3.7 dB
Fall2	26	10.2	1.5	3.0	0.2	0	5 dB
Fall3	15	14.7	2.0	15.8	0.8	55	8.9 dB

Tabelle 4.1: Parameter des 2D-Gauss-Fits

Ultraschallpulses dominiert, während die Breite senkrecht dazu (σ_x) im Wesentlichen von der Defektgröße abhängt. Für den Fall des zylindrischen Bauteils entspricht deswegen der gefittete Parameter Φ_0 aus Glg. (4.19) der Position des Ultraschall-Senders, an welcher der Sender dem Defekt am nächsten ist und diesen somit senkrecht anschallt.

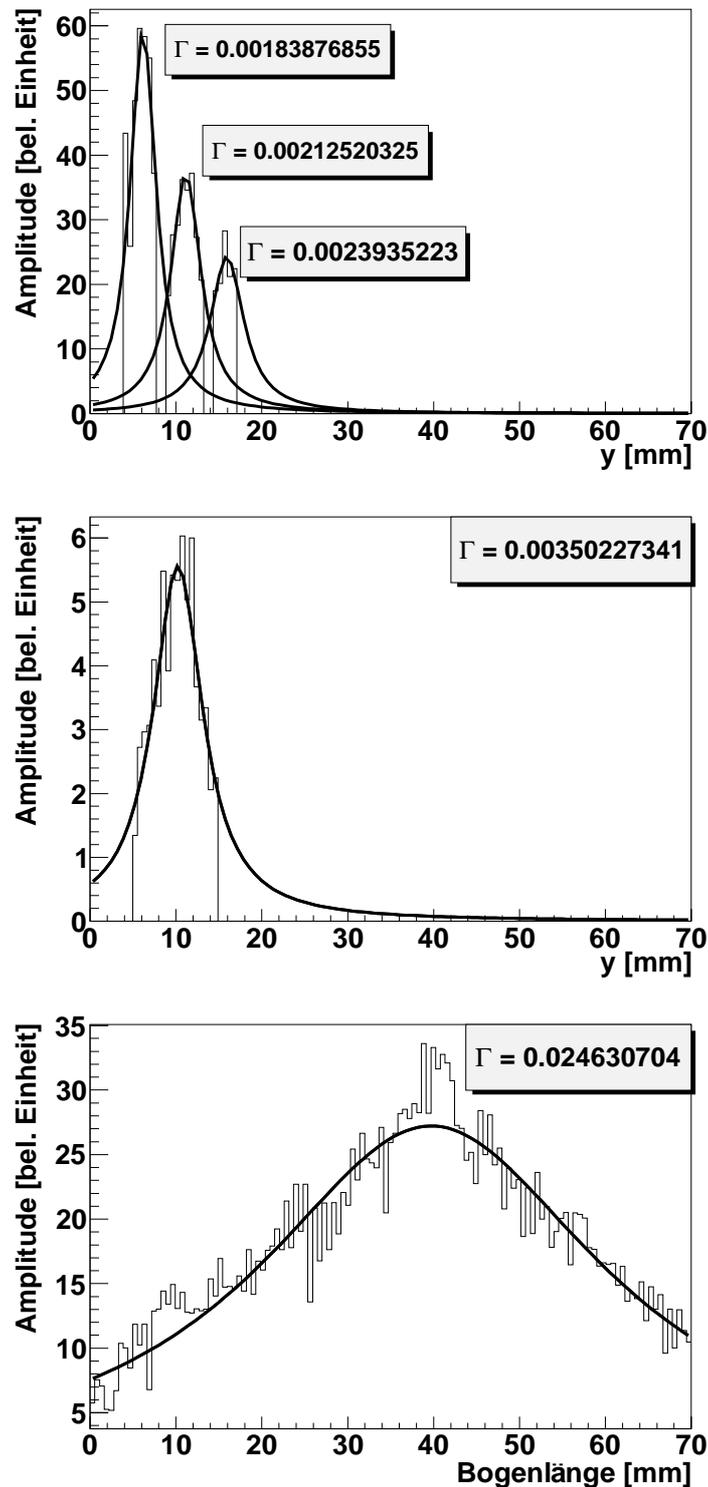


Abbildung 4.11: Amplituden-Ortskurve der drei Testfälle. Oben: Ebene Oberfläche mit FBH, Mitte: Ebene Oberfläche mit SDH, Unten: Zylinderförmige Oberfläche mit SDH. Die Breite der Verteilung nimmt von oben nach unten zu.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Defektparameter

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, ist SAFT als bildgebender Algorithmus geeignet, das SNR zu verbessern. Diese Verbesserung beruht auf der konstruktiven Interferenz des Signals und der destruktiven Interferenz des Rauschens. Die konstruktive Interferenz ergibt sich, da die Signale in den A-Scans einem festen Muster folgen, während sich die durch Rauschen verursachten Peaks zufällig über den A-Scan verteilen. Durch destruktive Interferenz wird das Rauschen verringert und durch die konstruktive Interferenz das Nutzsignal verstärkt, so dass sich im Mittel die im vorhergehenden Kapitel gezeigten Verbesserungen des SNR ergeben. Diese Verbesserungen sind natürlich auch wieder von der konkreten Prüfsituation abhängig. Da das Ergebnis von SAFT ein Bild ist, d.h. ein Datenfeld mit Grauwerten, die Amplitudenwerte repräsentieren, werden auch hier typischerweise Schwellwerte verwendet, um Defekte zu identifizieren. Mit zusätzlichen Bilderkennungsalgorithmen ist SAFT zur automatisierten Defektklassifizierung geeignet; hier wurde allerdings der Ansatz gewählt die Mustererkennung direkt auf die Rohdaten anzuwenden.

Das in dieser Arbeit entwickelte alternative Verfahren beruht also darauf, in den Rohdaten vorhandene Muster zu suchen. Dieses Verfahren ist vorteilhaft, da eine direkte Trennung der Peaks aus Signal und Rauschen stattfindet und nach verschiedenen Mustern in den Daten gesucht werden kann. Wie im Folgenden gezeigt wird, können die leicht verschiedenen Muster Aufschluss über die Defektform geben. Diese Information kann zusätzlich verwendet werden, um z.B. die Größe des Defekts noch genauer zu bestimmen. Für Defekte an der Auflösungsgrenze ($\text{SNR} = 1\text{-}2 \text{ dB}$) ergibt sich gegenüber einer einfachen Schwellwert-Bewertung eine Verdopplung des SNR (siehe Kapitel 6).

In der in dieser Arbeit entwickelten konkreten Umsetzung dieser Idee sucht der Kalman-Filter in den Ultraschalldaten nach bekannten Mustern, die von Defektreflexionen herrühren. Anschließend wird geprüft, ob die vom Kalman-Filter aus den Ultraschalldaten extrahierte ALOK zu einer der erwarteten Defektformen passt. Dazu wird für eine Menge von in dieser

Arbeit hergeleiteten parametrisierbaren Fit-Funktionen mit Hilfe des Hypothesentests geprüft, welche dieser Funktionen bei welchen Parametern eine minimale Abweichung von den Daten der ALOK aufweisen. Hat man die beste Fit-Funktion gefunden, kann man aus deren Daten und aus Daten der ALOK selbst die Defektparameter wie Größe, Position und Lage zuverlässig rekonstruieren.

Um Informationen über geeignete Fit-Funktionen zu erhalten sowie darüber, welche Daten der Fit-Funktionen und der ALOK wie in die Bestimmung der Defektparameter einfließen, benötigt man Kenntnisse über die konkrete Prüfsituation und die zu erwartenden Ultraschalldaten. Das Vorgehen ist daher wie folgt.

Zunächst wird mit der in Kapitel 3 beschriebenen Simulationsmethode das empfangene Signal simuliert, welches in dieser Prüfsituation durch die Reflexion an verschiedenen Defekten verursacht würde. Dabei wurde in dieser Arbeit eine umfangreiche Datenbank von ALOK verschiedener Defekte mit etwa 1500 Simulationen erstellt. Die konkrete Prüfsituation wird weiter unten beschrieben.

Aus den Simulationsdaten werden mit Hilfe des in Kapitel 6 beschriebenen Kalman-Filters die ALOK extrahiert. Dabei wird der Kalman-Filter auf die zu erwartenden ALOK abgestimmt. Pro Defektform werden parametrisierbare Fit-Funktionen (wie z.B. die Lorentz-Kurve [111]) identifiziert, die besonders gut zu den extrahierten ALOK von Defekten dieser Art passen. Die Parameter der Fit-Funktion werden für jeden konkret simulierten Defekt so gewählt, dass die Fit-Funktion für alle Argumente minimale Abweichungen von den simulierten Punkten in der ALOK aufweisen. Für die so ermittelten Parameter der Fit-Funktion sowie ggf. weitere charakteristische Daten der ALOK (beides wird im Folgenden als Parameter der ALOK bezeichnet) wird untersucht, ob sie eindeutig mit einem Parameter des Defekts, wie z.B. dessen Größe oder Lage, korrelieren. Lässt sich von einem oder mehreren Parametern der ALOK eindeutig auf einen Parameter des Defekts schließen, so ist dieser geeignet, um den gewünschten Defektparameter zu rekonstruieren. Selbst für Korrelationen, die nicht von Parametern der die Form identifizierenden Fit-Funktion abhängig sind, macht es Sinn, zunächst die Form des Defekts zu bestimmen.

Dies zeigt sich auch für den besonders relevanten Parameter der Größe eines Defekts. Dieser wird z.B. mit Hilfe von sogenannten AVG-Diagrammen [112] aus der maximalen Amplitude und deren Vergleich mit einem Referenzreflektor bestimmt. Die maximale Amplitude hängt jedoch auch von der Form, also dem Reflexionsverhalten, des Defekts ab. Eine andere Methode ist die mittels der Echodynamik [113]. Diese Methode ist jedoch sensitiv auf die Breite der Verteilung, also ebenfalls von der Form abhängig [113]. Um zu einer korrekten Größenbestimmung zu kommen, ist also das Wissen über die Form relevant.

Daher wird die Analyse, aus welchen Parametern der ALOK sich welche Parameter des

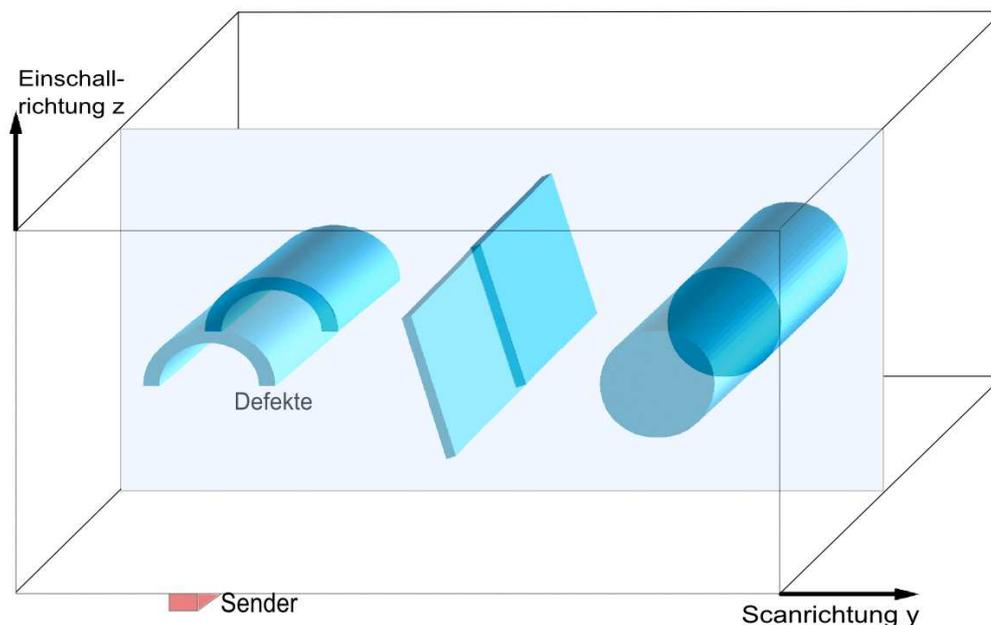


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die reale Prüfsituation und das 2D-Simulationsgebiet, welches der eingezeichneten y - z -Ebene entspricht. In dieser Abbildung sind der Vollständigkeit halber drei Defekte abgebildet. Von links nach rechts: ein konkaver, ein flacher und ein konvexer Defekt. In jeder Simulation wird jeweils nur ein Defekt im Zentrum des Bauteils simuliert.

Defekts wie bestimmen lassen, auf jeden Fall für jede Defektform mit unterschiedlichem Reflexionsverhalten einzeln durchgeführt. Bei der Defekterkennung wird dann später, wie bereits oben beschrieben, aus der ALOK zunächst die Form des Defekts bestimmt und dann die zugehörigen Abbildungen zwischen Parametern der ALOK und Parametern des Defekts angewendet, um die Position, Größe und Lage des Defekts zu bestimmen. Die Parameter der ALOK werden zusätzlich soweit möglich so gewählt, dass diese robust in dem Sinne sind, dass bei einer Fehlklassifikation der Defektform der zu bestimmende Defektparameter mit einem möglichst kleinen Fehler ermittelt werden kann.

Die Untersuchungen für die verschiedenen Defektformen werden in entsprechenden Unterkapiteln beschrieben. Jedes dieser Unterkapitel ist in je zwei Paragraphen unterteilt; im ersten wird auf Auffälligkeiten in den ALOK eingegangen, um so die Untersuchung eines Parameters der ALOK in Bezug auf seine Korrelation mit einem oder mehreren Parametern des Defekts zu motivieren. Im Paragraph Merkmale wird dann diese Korrelation für alle simulierten Defekte einer bestimmten Form dargestellt und auf Verwendbarkeit (d.h. Invertierbarkeit und Eindeutigkeit) geprüft.

Obwohl die verwendete 3D-Simulationsmethode (gekoppelte GPSS-EFIT-Methode) etwa

einen Faktor 10 schneller ist, als die reine EFIT3D Simulation, ist es trotzdem nicht möglich, ausführliche Parameterstudien in 3D durchzuführen, da die Simulationen der einzelnen A-Scans trotz fortgeschrittener Rechenleistung noch zu lange dauern (siehe Kapitel 3.5.7). Daher werden zunächst ausführliche Studien in 2D durchgeführt (Abb. (5.1)). Dann werden punktuell 3D-Simulationen durchgeführt, um die gewonnenen Aussagen zu überprüfen.

Die im Folgenden ermittelten konkreten Werte und Gleichungen sind nur für die unten beschriebene Prüfsituation gültig. So werden z.B. in (Abb. 5.15 unten links) Bereiche für einen Parameters Γ angegeben, mit Hilfe dessen zwischen verschiedenen Defektformen unterschieden werden kann. Das Kriterium, die Form des Fehlers anhand des Parameters Γ zu unterscheiden, ist allerdings über die vorliegende Prüfsituation hinaus verallgemeinerbar, da kleinere Werte für Γ auf einen konkaven Defekt, größere Werte auf einen konvexen Defekt und Werte dazwischen auf einen flachen Defekt hinweisen.

Die zugrunde liegende Bauteilgeometrie, ein Quader aus Stahl mit den Seitenlängen $32\text{ mm} \times 7\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ ist in allen Simulationen gleich. Der Prüfkopf ist ein lineares Phased-Array, dessen Elemente 0.21 mm breit und 7 mm lang sind. Die Mittenfrequenz beträgt 10 MHz . Die Elemente werden einzeln durchgetaktet, um einen B-Scan aufzunehmen. Die Mitte des Defekts liegt in allen Fällen in der Mitte des Bauteils. Die Defekte wurden so gewählt, dass ihre dem Sender zugewandten Oberflächen von stark gekrümmten konvexen Flächen übergehen in ebene Flächen und dann in konkav gekrümmte Flächen, da die Krümmung der Oberfläche entscheidend für das Reflexionsverhalten ist.

5.1 2D Defekte

5.1.1 Ellipsoide und kreisförmige Defekte

Ein einfacher Defekt ist eine kreisförmige Fehlstelle im zu prüfenden Bauteil. Dieser Defekt lässt sich durch seinen Radius parametrisieren und stellt den Fall dar, in dem eine konvexe Defektoberfläche zum Prüfkopf orientiert ist. Die Verallgemeinerung eines solchen Defekts auf drei Dimensionen ist der einer zylinderförmigen Bohrung (“Side Drilled Hole”).

Ein etwas komplexerer ebenfalls konvexer Defekttyp ist der eines Ellipsoids. Diese Geometrie lässt sich in zwei Dimensionen durch seine zwei Halbradien r_y und r_z parametrisieren.

Simulationsergebnisse mit EFIT2D

Es wurden kreisförmige Defekte mit zehn verschiedenen Radien sowie 20 verschiedene ellipsoide Defekte simuliert. Dazu wurden deren Halbradien parallel zur Scanrichtung y in zehn Schritten und senkrecht zur Scanrichtung z in zwei Stufen variiert. (Abb. (5.2)).

In den Extremfällen erhält man dadurch einen sehr flachen Defekt mit geringer Krümmung ($r_y = 1 \text{ mm}$, $r_z = 0.1 \text{ mm}$), sowie einen Defekt, dessen zum Prüfkopf orientierte Fläche eine starke Krümmung aufweist ($r_y = 0.1 \text{ mm}$, $r_z = 1 \text{ mm}$).

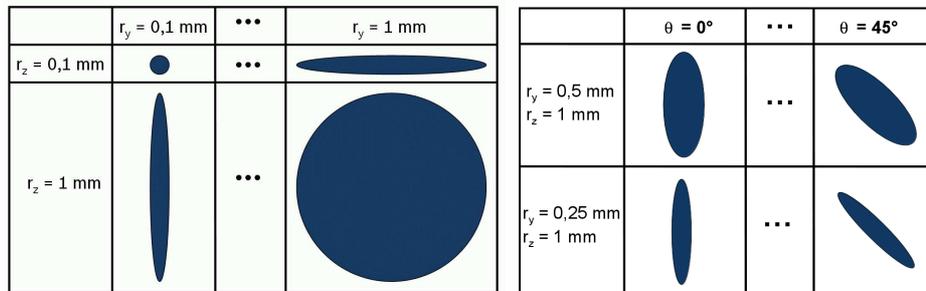


Abbildung 5.2: Untersuchte ellipsoide Defektform mit den Halbradien r_y und r_z . Die Defekte werden von unten angeschallt. Der Winkel θ beschreibt die Drehung des Defekts, wobei θ in 5° -Schritten variiert wird.

ALOK In Abb. (5.3) sind die ALOK für die beiden ellipsoiden Defekte mit den Parametern $r_y = 0.1 \text{ mm}$, $r_z = 1 \text{ mm}$ und $r_y = 1 \text{ mm}$, $r_z = 0.1 \text{ mm}$, sowie für einen kreisförmigen Defekt aufgetragen. Die Funktion, der die LOK folgt, ist einfach zu beschreiben. Für einen punktförmigen Defekt ist die Laufzeit gegeben durch den Abstand zwischen Defekt und Sender:

$$t(y) = 2 \frac{\sqrt{(y - y_0)^2 + z_0^2}}{c_p} . \quad (5.1)$$

Dabei ist (y_0, z_0) die Position des Defekts und c_p die Schallgeschwindigkeit der longitudinal polarisierten Wellen. In diesem konkreten Fall wird nur diese Schallgeschwindigkeit benötigt, da der Prüfkopf in dieser Prüfsituation im Wesentlichen longitudinal polarisierte Ultraschallwellen erzeugt. Für den Kreis und die dem Prüfkopf zugewandte stark gekrümmte Ellipsoide folgt die LOK dem Graphen der Funktion aus 5.1 nahezu perfekt. Für die ellipsoiden, fast flachen Defekte folgt die LOK im wesentlichen auch der obigen Funktion; größere Abweichungen ergeben sich nur in den Punkten, an denen der Abstand zwischen Sender und Defekt konstant bleibt, denn da bleibt auch die Laufzeit konstant. Daher wird die LOK direkt dazu verwendet, die Position des Defekts zu bestimmen. Die genaue Herleitung findet sich in Kapitel 5.1.2.

Die AOK haben offensichtlich eine Form mit einem Maximum und abfallenden Flanken, ähnlich einer Gauß-Funktion. Wie in Anhang A.3 motiviert wird, ist die Breit-Wigner-

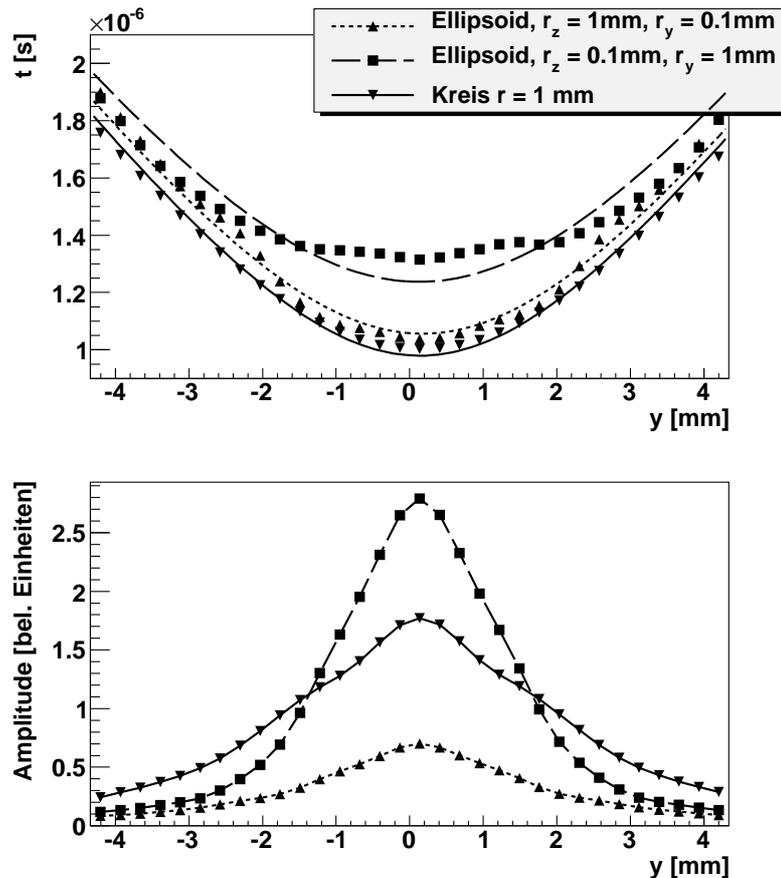


Abbildung 5.3: Die Laufzeit-Ortskurven (oben) und die Amplituden-Ortskurven (unten) für zwei ellipsoide und einen kreisförmigen Defekt. Die Parameter der Fit-Funktionen (5.1) und (5.2) sind so gewählt, dass die Funktionen für alle Argumente y minimale Abweichungen von den entsprechenden simulierten Punkten in der LOK bzw. AOK aufweisen.

Funktion [111] oder Lorentz-Kurve

$$A = A_0 \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{\frac{\Gamma^2}{4} + (y - y_0)^2} \quad (5.2)$$

eine geeignete Fit-Funktion für die AOK.

Merkmale Obwohl häufig die maximale Amplitude als Maß für die Größe des Defekts verwendet wird, so ist in dieser Prüfsituation das Integral über die AOK ein deutlich robusteres Maß für die Größe des Defekts, d.h. die y -Ausdehnung. Würde man nur die maximale Amplitude zugrunde legen, würde sich für alle 3 Defekte aus Abb. (5.3) eine deutlich unterschiedliche Größe ergeben; die zwei Defekte mit derselben Ausdehnung in y -Richtung von

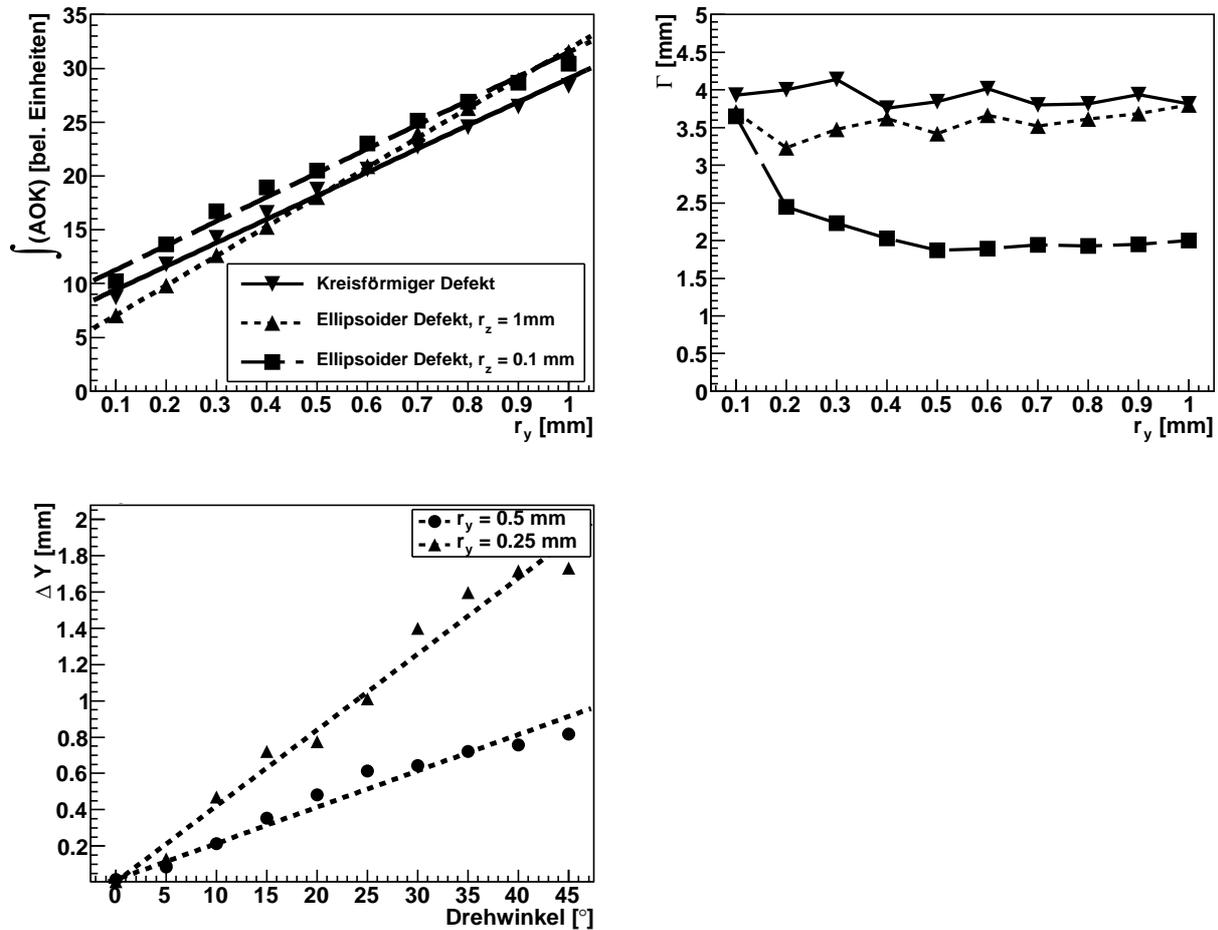


Abbildung 5.4: Das Integral über die AOK (oben links) und die Breite Γ (oben rechts) aufgetragen gegen die Größe r_y der ellipsoiden bzw. kreisförmigen Defekte. Unten links ist die Korrelation zwischen dem in Kapitel 5.1.2 genauer beschriebenen Parameter Δy und dem Drehwinkel θ aufgetragen.

$r_y = 1$ mm haben eine um den Faktor 1.5 unterschiedliche maximale Amplitude. Das Integral über die AOK ist in Abb. (5.4) gegen die Größe des simulierten Defekts aufgetragen und lässt sich für jede Form mit einer Geraden fitten, ist also invertierbar. Die Geraden haben je nach Form des zugehörigen Defekts eine etwas andere Steigung, eine Unterscheidung der Form verbessert daher die Genauigkeit mit der man die Größe des Defekts bestimmen kann. Eine Möglichkeit zur Unterscheidung ist die Breite Γ der Verteilung der AOK (s. Abb. (5.4) rechts oben). Wie in Abb. (5.4) rechts oben zu erkennen ist, gilt bei dieser Prüfsituation $\Gamma < 2.5$ für flache Defekte und $\Gamma > 2.5$ für stärker gekrümmte konvexe Defekte. Die stärker gekrümmten Defekte kann man aber mit Hilfe von Γ nicht weiter von z.B. den kreisförmigen Defekten trennen. Mithilfe von Γ kann also zuverlässig nur zwischen flachen und stärker

gekrümmten Defekten unterschieden werden. Für stärker gekrümmte konvexe Defekte können die Werte in Abb. (5.4) links oben für kreisförmige Defekte und ellipsoide Defekte mit $r_z = 1 \text{ mm}$ durch folgende Geradengleichung angenähert werden, über die dann die Größe r_y ermittelt werden kann:

$$r_y = \frac{\int AOK - 7.252}{21818} . \quad (5.3)$$

Für flache konvexe Defekte, weist die zum Prüfkopf orientierte Fläche nur eine ganz geringe Krümmung auf. Die Reflexionen an solchen Defekten sind nahezu identisch mit den Reflexionen an Defekten, deren dem Prüfkopf zugewandte Fläche eben ist, wie bei den in Kapitel 5.1.2 untersuchten flachen Defekten. Daher werden flache konvexe Defekte im Folgenden den flachen Defekten zugeordnet. Für diese Defektformen kann zur Größenbestimmung die Geradengleichung (5.7) aus Kapitel 5.1.2 verwendet werden, die eine andere Steigung aufweist. Hat man die Größe des Defekts bestimmt, kann man die Lage des Defekts, d.h. den Drehwinkel, aus dem Verhältnis zwischen Δy und dem Drehwinkel (s. Abb. (5.4) unten) berechnen zu:

$$\theta = \frac{r_y}{1.05 \cdot 10^{-5}} \Delta y . \quad (5.4)$$

Wie man Δy bestimmt und wie man zu einer solchen Geradengleichung für θ kommt, wird in Kapitel 5.1.2 für flache rechteckige Defekte genauer beschrieben. In diesem Kapitel wird auch vorgestellt, wie die Tiefe des Defekts (z-Position) und seine Position in Scanrichtung y aus der LOK zuverlässig bestimmt werden können.

5.1.2 Ebene Defekte

	$\theta = 0^\circ$...	$\theta = 45^\circ$
$r_y = 0.1 \text{ mm}$ $r_z = 1 \text{ mm}$		...	
$r_y = 0.55 \text{ mm}$ $r_z = 1 \text{ mm}$		...	

Abbildung 5.5: Zwei ebene Defekte und deren Lage in Abhängigkeit vom Drehwinkel Θ , welcher in 1° -Schritten variiert wird. Die Defekte werden von unten in $+z$ -Richtung angeschallt.

Ein Defekt mit ebener Reflexionsfläche ist eine Idealisierung von Rissen oder Delami-

nationen, deren Grundgeometrie flach ist, aber eine gewisse Rauigkeit aufweist (siehe auch Kapitel 5.1.4). An diesem Beispiel wird auch ausführlich die Auswirkung einer Drehung des Defekts untersucht. Ähnliche Defektformen wurden experimentell unter anderem in [114] untersucht.

Simulationsergebnisse mit EFIT2D

Die Geometrieparameter in diesem Fall sind die Seitenlängen und der Drehwinkel Θ . Dabei werden zwei Defekte mit verschiedenen Größen in y -Richtung ($r_y = 0.1 \text{ mm}$ und $r_y = 0.55 \text{ mm}$) simuliert, die jeweils in der y - z -Ebene zwischen 0 und 45° in 0.5° -Schritten gedreht werden (Abb. (5.5)). Die Ausdehnung des Defekts in die Tiefe ist in beiden Fällen $r_z = 1 \text{ mm}$.

Die beiden untersuchten Längen r_y simulieren jeweils - wie in Abb. (5.5) dargestellt - einen ausgedehnten Defekt und einen Riss. Die Variation des Winkels zeigt den Einfluss vor allem auf die ALOK.

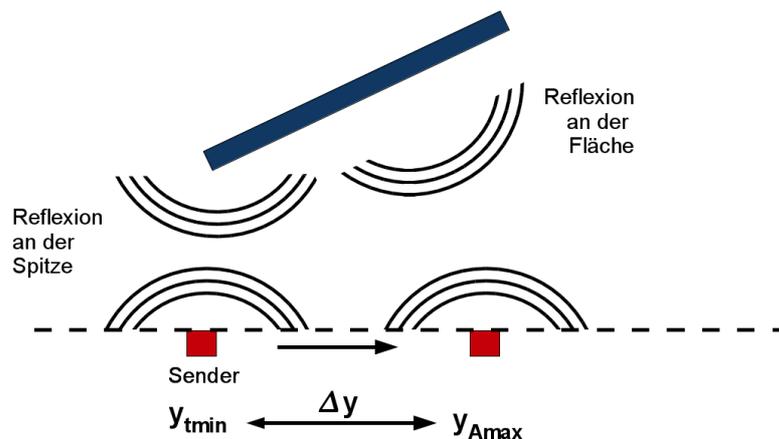


Abbildung 5.6: Skizze zur Erklärung des Δy -Kriteriums. Das Minimum in der LOK ergibt sich, wenn sich der Prüfkopf unterhalb der Spitze befindet. Das Maximum der AOK liegt bei dieser Prüfsituation näherungsweise dort, wo die Gerade durch Prüfkopfmittelpunkt und Defektmittelpunkt senkrecht zur reflektierenden Ebene liegt.

ALOK Auch aus den zu diesen Defektformen und Drehwinkeln gehörenden Ultraschall-daten wurden die ALOK extrahiert. Einige ausgewählte Ergebnisse für drei Winkel $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 45^\circ$ sind in Abb. (5.7) dargestellt.

Die Charakteristik der reflektierten Energie ergibt sich aus der Faltung der Prüfkopf- und

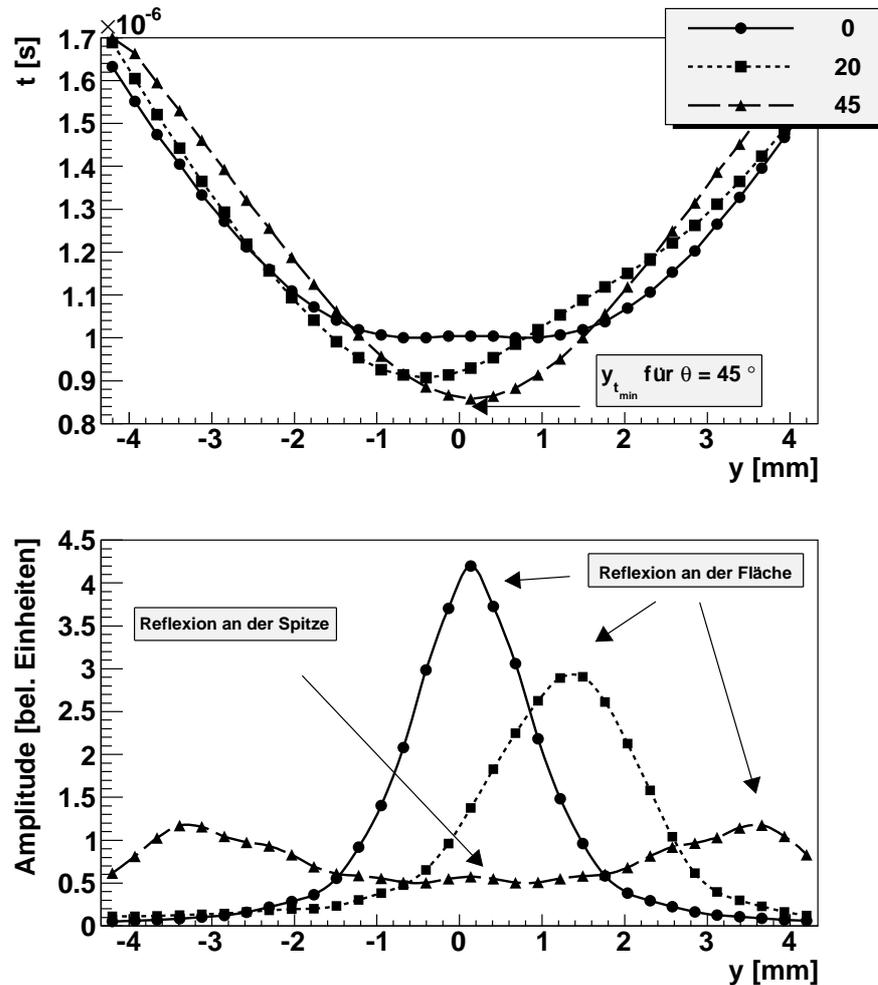


Abbildung 5.7: Ebener Defekt mit $y = 0.55$ mm. Abgebildet sind drei LOK (oben) und die drei AOK (unten), die zu den Parametern $\theta = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$ und $\theta = 45^\circ$ gehören.

der Defektcharakteristik. In dieser Prüfsituation entspricht die Prüfkopfcharakteristik der einer Punktquelle, da die Ausdehnung des Prüfkopfs (0.21 mm) etwa der halben Wellenlänge (≈ 0.4 mm) der longitudinalen Wellen in diesem Material entspricht. Daher ist die Lage des Maximums $y_{A_{max}}$ der Amplitude im Wesentlichen durch die Charakteristik (siehe Kapitel A.3) des Defekts gegeben. D.h. es ergibt sich für diesen Fall das bekannte Gesetz "Einfallswinkel = Ausfallswinkel". Das Maximum, in Abb. (5.7) durch "Reflexion an der Fläche" bezeichnet, wird also in etwa für ein $y_{A_{max}}$ erwartet, wo die Gerade durch Prüfkopfmittelpunkt und Defektmittelpunkt senkrecht zur reflektierenden Ebene liegt. Das erwartete Verhalten, d.h. die Verschiebung des Maximums der AOK gegenüber des Minimums der LOK, zeigt sich in den simulierten ALOK.

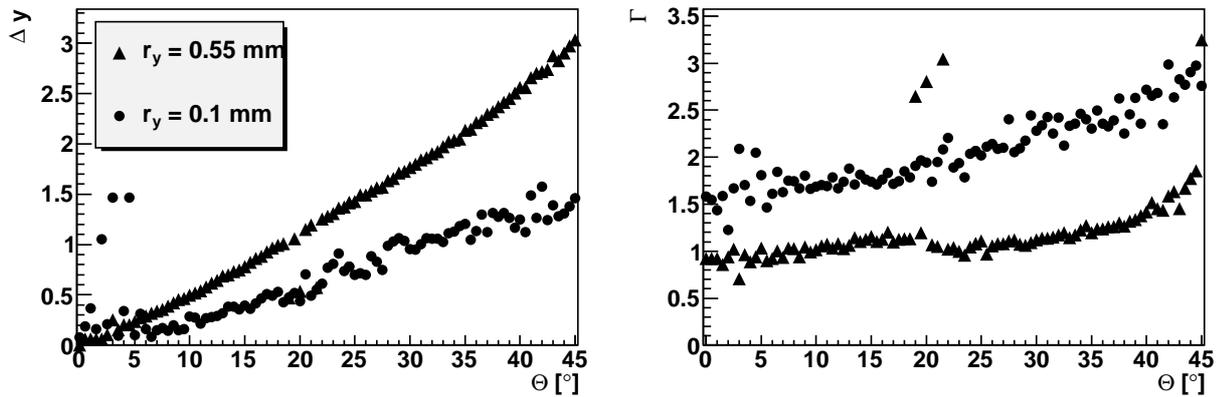


Abbildung 5.8: Zwei Parameter aus dem Fit der ALOK aufgetragen gegen den Drehwinkel Θ . Links: Parameter Δy . Rechts: Zugehörige Breite des Fits mit der Lorentzkurve. Aus der Kombination beider Parameter ergibt sich eine eindeutige Zuordnung der Lage Θ . Die Ausreißer werden durch einen fehlerhaften Fit (s. Text weiter unten) verursacht.

Merkmale Die Lage des Minimums der LOK $y_{t_{min}}$ wird bestimmt durch den Punkt des Defekts (in Abb. (5.7) durch ‘‘Reflexion an der Spitze’’ bezeichnet), welcher am nächsten zur Scan-Oberfläche liegt (Abb. (5.6), Reflexion an Spitze). Die Lage des Maximums der AOK $y_{A_{max}}$ wird, wie oben beschrieben, in erster Linie durch die Lage und Charakteristik der reflektierenden Fläche bestimmt (Abb. (5.6), Reflexion an Fläche). Deshalb lässt sich als Maß für die Drehung des Defekts zur Einschallrichtung der Parameter

$$\Delta y = y_{A_{max}} - y_{t_{min}} \quad (5.5)$$

definieren. Wie aus Abb. (5.8) ersichtlich, ergibt sich für die Parameter aus der ALOK für jede Größe r_y eine eindeutige Beziehung zwischen Δy und der Lage θ . Wird nun jedoch umgekehrt aus einer ALOK der Parameter Δy bestimmt, z.B. mit dem Wert $\Delta y = 1$, so ist $\theta = 18^\circ$ für $r_y = 0.55 \text{ mm}$ oder $\theta = 30^\circ$ für $r_y = 0.1 \text{ mm}$. Man benötigt zur eindeutigen Bestimmung also beide Parameter Δy und Γ , oder alternativ die Größe des Defekts, die sich aus dem ALOK-Parameter $\int AOK$ bestimmen lässt.

Um zu einer korrekten Vorhersage der Größe r_y und Lage θ zu kommen, wird daher wie folgt vorgegangen. Aus der ALOK werden die Parameter $\int AOK$, Δy und Γ bestimmt. Zunächst wird die Größe r_y mit Glg. (5.7) berechnet. Diese Gleichung lässt sich durch einen Fit aus Abb. (5.13, links) ableiten. Da die Größe r_y damit bekannt ist, ist die Zuordnung einer Lage θ zu dem Parameter Δy eindeutig. Der Parameter Γ ist eindeutig von den beiden berechneten Defekt-Parametern r_y und θ abhängig und kann somit zur Plausibilisierung dieser Defekt-Parameter verwendet werden, indem der aus der AOK extrahierte Wert Γ mit dem aus den

Defekt-Parametern r_y und θ erwarteten Wert $\Gamma_{erwartet}$ verglichen wird.

Bei einem Drehwinkel von $\theta \approx 0^\circ$ liegt dem Sender die schmale Seite des Defekts gegenüber. Durch die Drehung wird immer mehr des eingeschallten Ultraschalls von der zweiten langen Seite des Defekts reflektiert. Daher tritt ab einem Drehwinkel von ca. 20° in der ALOK ein zweiter Peak auf. Dieser ist deutlich in Abb. (5.7) für $\theta = 45^\circ$ zu sehen; der Fit der AOK funktioniert aber auch für $\theta = 25^\circ$ nur dann, wenn Glg. (5.6) verwendet wird.

Die AOK lässt sich in diesem Fall nicht mehr durch eine einfache Lorentz-Kurve anpassen, sondern es muss eine Summe aus zwei Lorentz-Kurven angesetzt werden

$$A(y) = A_0 \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_0}{\frac{\Gamma_0^2}{4} + (y - y_0)^2} + A_1 \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_1}{\frac{\Gamma_1^2}{4} + (y - y_1)^2}. \quad (5.6)$$

Die Parameter Γ_0 und Γ_1 gehören zu den beiden Flächen des gedrehten Defekts; dargestellt ist immer die Breite Γ des Peaks, der zur Fläche gehört, die bei $\theta = 0^\circ$ zum Sender orientiert ist. Da die Fall Unterscheidung, ob für den Fit Glg. (5.2) oder Glg. (5.6) verwendet wird, automatisch gemäß des χ^2 -Kriteriums geschieht, kann es am Übergang bei $\approx 20^\circ$ zu Fehlern in den Parametern kommen, wie in Abb. (5.8) an den Ausreißern bei dem Parameter Γ ersichtlich.

Der Parameter Γ aus Glg. (5.2), d.h. die Breite der Verteilung, kann herangezogen werden, um zwischen einer dünnen Rissform ($2.5 > \Gamma > 1.2$) und einem ebenen Defekt, dessen Ausdehnung in y-Richtung in Größenordnung der Wellenlänge liegt ($\Gamma < 1.2$) zu unterscheiden. Außerdem ist der Parameter eindeutig genug, um flache Defekte (auch kleine Oberflächen) von den im vorigen Abschnitt untersuchten Defekten mit stärker gekrümmten konvexen Oberflächen ($\Gamma > 2.5$) zu unterscheiden (s. Abb. (5.4) und Abb. (5.8)). In keinem Fall traten Werte für $\Gamma < 0.6$ auf. Ein kleinerer Wert spricht für eine konkave Defektform, die im folgenden Kapitel 5.1.3 behandelt werden.

Die konkreten Gleichungen zur Bestimmung der Defekt-Parameter Größe und Lage lauten

$$r_y = \frac{\int AOK - 7.222}{17777} \quad \text{Größe} \quad (5.7)$$

$$\theta = \frac{\Delta y}{8.0 \cdot r_y + 2.2} \quad \text{Lage}, \quad (5.8)$$

wobei für den Drehwinkel θ eine lineare Interpolation zwischen den beiden gefitteten Kurven aus Abb. (5.8) links vorgenommen wurde. Die y-Position des Defekts wird in diesem Fall, wie bereits in Kapitel 5.1.1 und in allen anderen Fällen auch, gleich dem Parameter $y_{t_{min}}$ gesetzt und die Tiefe (z-Position) wird zu $z_0 = 0.5 \cdot c_p \cdot t_{min}$ bestimmt. Die Bestimmung der Tiefe des Defekts auf diese Weise ist robuster als die Verwendung des Parameters z_0 aus Glg. (5.1), da sich, wie aus Abb. (5.3) ersichtlich, abhängig von der Defektform ein größerer Fehler ergibt.

5.1.3 Riss mit konkaver Oberfläche

In den beiden vorausgehenden Abschnitten wurden ebene Defekte und Defekte mit konvexer Oberfläche beschrieben. In diesem Abschnitt werden Defekte mit konkaver Oberfläche untersucht. An einem solchen Defekt treten an den Rissspitzen, sowie in der Innenseite Reflexionen auf. Diese Defektform kann in komplexen Rissen auftreten.

Simulationsergebnisse mit EFIT2D

Es wurden zwei Defektgeometrien simuliert, mit jeweils vier verschiedenen Größen (Durchmesser: 0.2 mm, 0.46 mm, 0.73 mm und 1 mm) und mit den in Abb. (5.9) dargestellten Orientierungen, die von -45° bis 45° in 2° -Schritten variiert wurden. Dadurch fällt der Schall sowohl auf die konkave Innenseite, als auch auf die konvexe Außenseite.

Die Charakteristik einer negativ gekrümmten Oberfläche unterscheidet sich deutlich von der Charakteristik flacher oder konvexer Oberflächen und ermöglicht so eine Unterscheidung der Form. Einfallende ebene Wellen werden auf einen Punkt fokussiert und divergieren danach. Für große Defekte (≥ 0.73 mm) ist der in Kapitel 6 betrachtete Kalman-Filter in der Lage, die ALOK der "Rissspitzen" von den ALOK der Innenseite zu trennen (s. Abb. (5.10) oben). Für derart große Defekte ist eine Größenbestimmung direkt möglich. Dazu identifiziert man die "Rückwand", also den mittleren Teil des konkaven Defekts, aufgrund der Form und maximalen Amplitude der ALOK. Dann ordnet man der ALOK die beiden "Riss-Spitzen" zu, deren AOK einer Lorentz-Kurve folgen (s. Glg. (5.10)). Aus deren Lage und der Lage des Maximums in der AOK lässt sich dann der zugehörige Defekt beschreiben.

Die ALOK der kleineren Defekte lässt sich nicht in Anteile der Rissspitzen und der reflektierenden konkaven Fläche unterteilen. Die AOK weist dennoch Peaks aller drei Beiträge auf. Mittels des χ^2 -Kriteriums lassen sich die Fits einer einfachen Lorentz-Kurve und einer Überlagerung gemäß Glg. (5.10) vergleichen. Aus der Lage der Rissspitzen in der AOK lässt sich wiederum die Größe bestimmen.

ALOK Konkave Defekte wirken auf den Schall wie ein Hohlspiegel, haben also eine Fokusslänge. Ist der Abstand von Prüfkopf zu Defekt kleiner als diese Fokusslänge, so wird der Schall fokussiert; ist der Defekt weiter entfernt, divergiert der gestreute Schall.

In Kapitel 5.1.4 treten fokussierende Strukturen auf, die sich in schmalen Verteilungen in der AOK äußern. Die in diesem Abschnitt betrachteten Defekte haben aufgrund ihres großen Krümmungsradius eine kleine Fokusslänge, defokussieren in der simulierten Tiefe also. Die AOK haben daher steilere Flanken als die bislang untersuchten Defektformen und lassen sich besser durch eine Gauß-Funktion

$$A(y) = A_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (5.9)$$

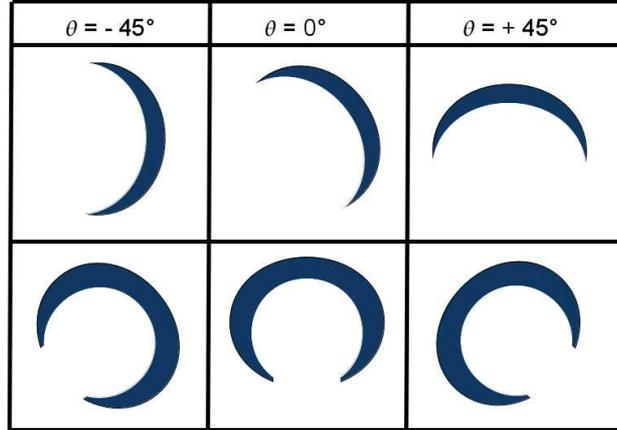


Abbildung 5.9: Orientierung der zwei verschiedenen simulierten konkaven Defekte in Abhängigkeit vom Winkel Θ . Die Lage des oberen Defekts wurde dabei so definiert, dass für $\Theta = 0^\circ$ bereits eine anfängliche Drehung vorliegt.

als durch eine Lorentz-Kurve Glg. (5.2) anpassen. Für kleine Defekte enthält die AOK auch die Reflexionen der Rissspitzen. In diesen Fällen lässt sich die AOK am besten durch eine Summe aus Gauß- und Lorentz-Funktion gemäß

$$A(y) = A_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) + A_1 \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_1}{\frac{\Gamma_1^2}{4} + (y - y_1)^2} + A_2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_2}{\frac{\Gamma_2^2}{4} + (y - y_2)^2} \quad (5.10)$$

darstellen, wobei y_1 und y_2 die y-Koordinaten der Rissspitzen sind.

Zu den Werten von y_1 und y_2 werden jeweils die Laufzeiten t_1 und t_2 aus der LOK bestimmt und damit die zugehörige Tiefe z_1 und z_2 . Die Größe und die Lage des Defekts sind damit

$$\begin{aligned} \Delta y &:= (y_2 - y_1) & \Delta z &:= (z_2 - z_1) \\ d &= \sqrt{\Delta y^2 + \Delta z^2} \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{\Delta y}{\Delta z}\right). \quad (5.12)$$

In den LOK in Abb. (5.10) treten kleine, aber sichtbare Unstetigkeiten bei 3 mm und 6 mm auf. Diese treten am Übergang vom zentralen Peak zu den Peaks der Rissspitzen auf, d.h. der Hauptteil der Energie wird aus einer anderen Tiefe gestreut.

Die laterale Position ist wiederum gleich dem Parameter $y_{t_{min}}$ und die Tiefe wird $z_0 = 0.5 \cdot c_p \cdot t_{min}$. Da sich die wichtigen Defekt-Parameter Tiefe, Größe und Lage direkt aus den ALOK ergeben, wird kein Abschnitt "Merkmale" benötigt.

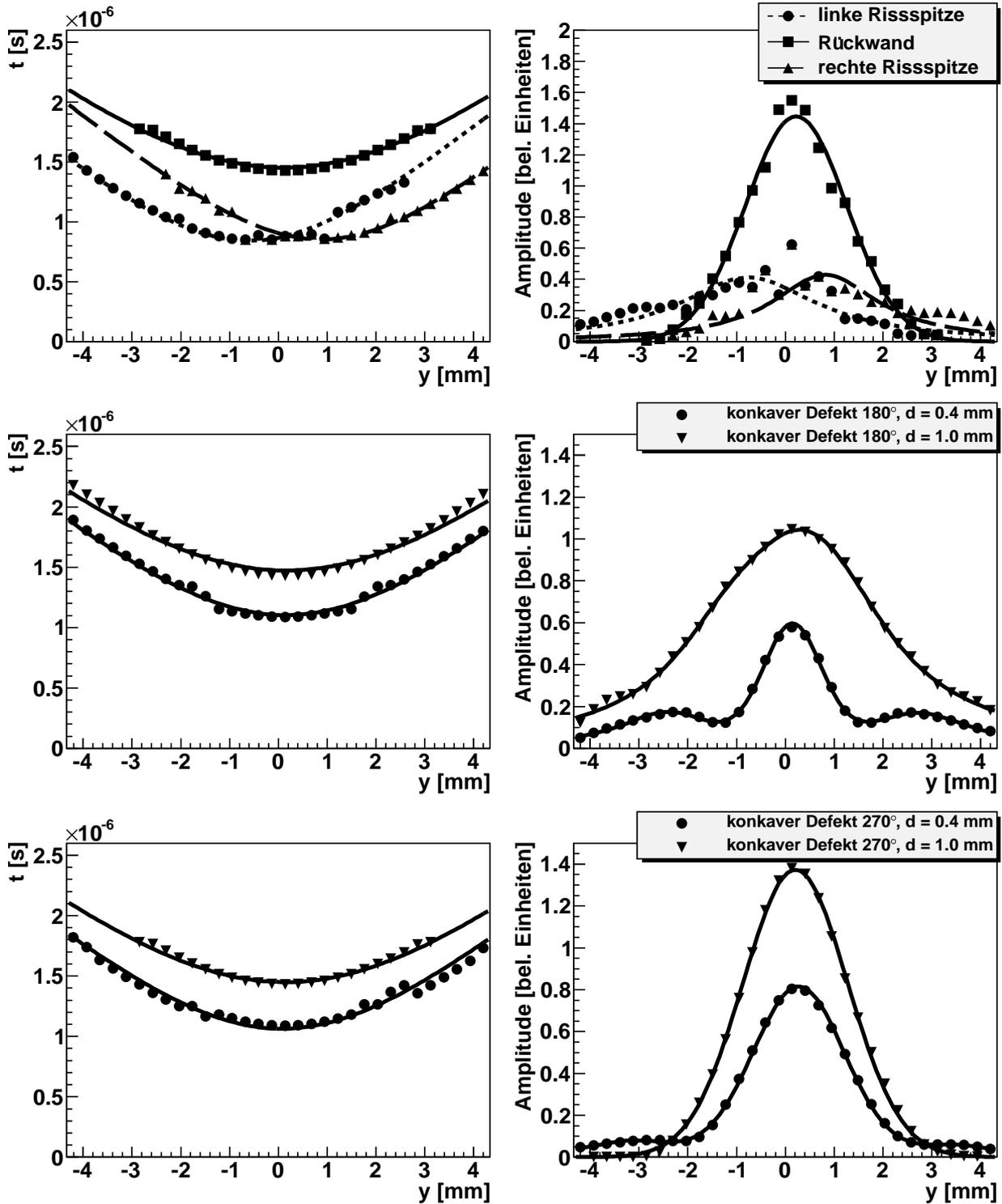


Abbildung 5.10: Oben: Die drei zusammengehörenden ALOK eines großen Defekts mit konkaver Oberfläche. Mitte und Unten: Die ALOK zweier kleinerer Defekte mit konkaver Oberfläche und der zugehörige Fit.

5.1.4 Rauer Riss senkrecht zur Einschallrichtung

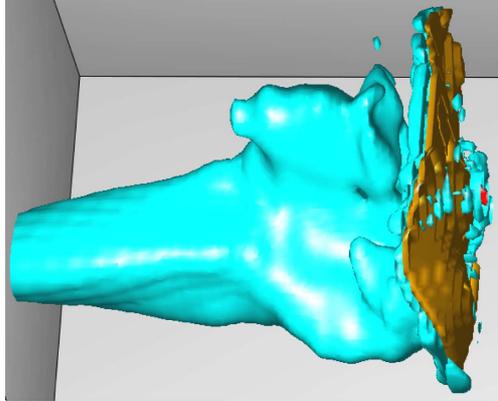


Abbildung 5.11: EFIT3D-Simulation des reflektierten Schallfelds (blau) eines Risses (gelb) mit Oberflächenstruktur. Die Energie des einfallenden Schallfelds wird in verschiedene Richtungen gestreut. Der Sender schallt den Defekt senkrecht an.

In Kapitel 5.1.2 wurde bereits darauf hingewiesen, dass flache Defekte in Realität häufig eine Oberflächenstruktur aufweisen [115]. Ziel dieses Abschnitts ist es, die Einflüsse der Oberflächenstruktur auf die extrahierte ALOK zu untersuchen.

Simulationen mit EFIT2D

Die Größe des Defekts ist r_y . Die Rauigkeit der Rissoberfläche wird durch eine lokale Höhenfunktion, bestehend aus einer Summe von Gauß-Funktionen

$$f(z) = z_0 + \sum_{i=1}^N a_i \exp(-0.5 \cdot ((y - y_i)/\sigma_{y_i})^2), \quad (5.13)$$

modelliert, wobei N die Zahl der Gauß-Funktionen ist und die Punkte y_i äquidistant über die Rissoberfläche verteilt sind. Die Breite der Gauß-Kurven

$$\sigma_{y_i} = r_y/N \cdot (1 + c_i) \quad c_i \in [-0.5, 0.5] \quad (5.14)$$

und deren Amplituden $a_i \in [-a_{max}, a_{max}]$ werden zufällig bestimmt, wobei a_i und c_i statistisch gleichverteilt sind.

Da 600 Simulationen durchgeführt wurden und die Werte für a_i und c_i zufällig gewürfelt wurden, können statistische Aussagen getroffen werden. Diese Herangehensweise wurde wegen der Schwierigkeit, eine Oberflächenrauigkeit zu definieren, gewählt. So haben z.B. Defekte mit $N = 1$ und maximalem a_i eine große Höhendifferenz zwischen einzelnen Punkten auf der

Oberfläche; Defekte mit $N = 5$ und kleinem a_i hohe Gradienten, aber nur kleine Höhendifferenzen zwischen einzelnen Punkten auf der Oberfläche. Die Parameter, die variiert werden, sind die Länge des Risses (zwischen $[0.1 \text{ mm}, 1 \text{ mm}]$), sowie die Anzahl der Gaußfunktionen und die maximale Amplitude, wie sie in Glg. (5.13) verwendet werden.

ALOK In Abb. (5.12) sind die ALOK für die Variation der drei verschiedenen Parameter dargestellt. Die Auswirkungen lassen sich aus den ALOK tendenziell erkennen. Wie in Abb. (5.12) rechts oben zu sehen ist, bleibt augenscheinlich die Korrelation zwischen Defektgröße und dem Integral über die AOK bestehen. Die auftretenden Peaks zeigen, dass sich hier bereits Substrukturen auflösen lassen; für Defekte kleiner als $\approx 400 \mu\text{m}$ äußert sich die Oberflächenbeschaffenheit in einem größeren χ^2 , d.h. die glatte Fit-Funktion lässt sich mit den Daten schlechter anpassen.

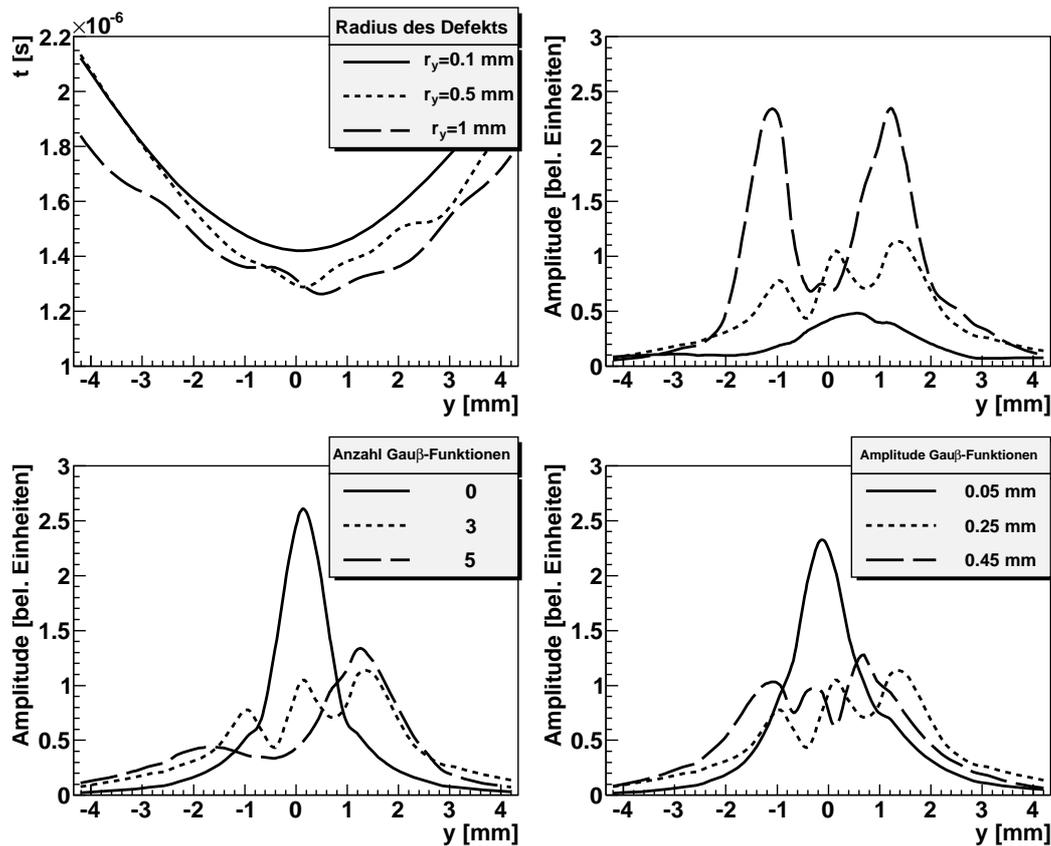


Abbildung 5.12: Dargestellt sind eine LOK (oben links) für drei verschiedene Radien und die AOK (oben rechts und unten) für jeweils drei verschiedene Werte eines Parameters (Radius oben rechts, N unten links, a_i unten rechts), während die anderen Parameter konstant bleiben. Die jeweils konstanten Parameter sind $r_y = 0.5 \text{ mm}$, $N = 3$ und $a_{max} = 0.25 \text{ mm}$.

Merkmale Das Integral über die AOK (Abb. (5.13)), also das Maß für die rückgestreute Schallenergie, korreliert wie erwartet auch in diesem Fall gut mit der Rissgröße r_y , so dass dieses Kriterium zur Bestimmung der Größe auch in diesem Fall seine Gültigkeit behält:

$$r_y = \frac{\int AOK - 7.222}{17777}. \quad (5.15)$$

In Abb. (5.13) ist χ^2 aufgetragen gegen die Zahl der Gauß-Funktionen N für kleine Radien mit $r_y \leq 0.3 \text{ mm}$. Die Güte des Fits (also χ^2) korreliert für kleine Risse, bei denen Substrukturen nicht aufgelöst werden können, mit der Rauigkeit des Risses. Die Größe der Rauigkeit kann zur Prozessentwicklung beitragen, da glatte Delaminationen andere Ursachen haben können als raue Risse.

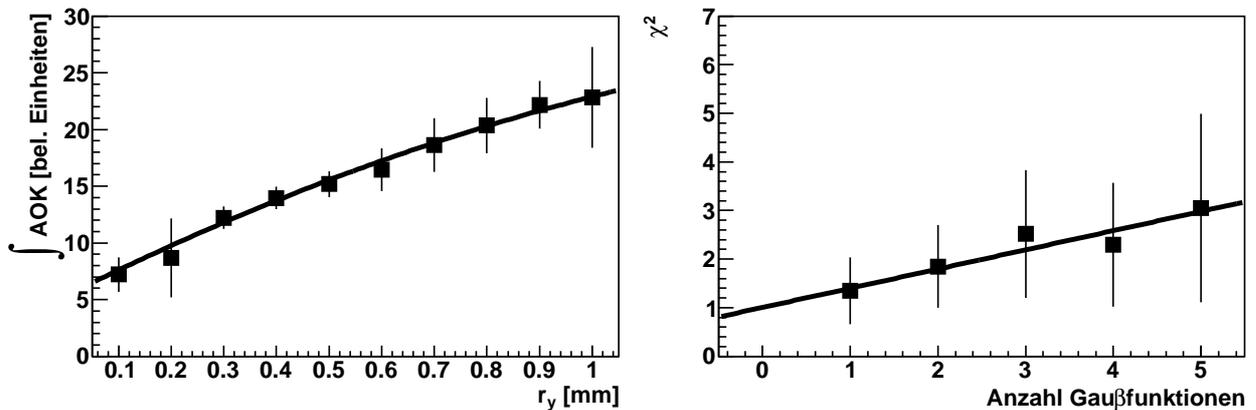


Abbildung 5.13: Aus der ALOK extrahierte Merkmale. Links: Integral über die AOK. Rechts: χ^2 aufgetragen gegen die Zahl N der Gauß-Funktionen, die die Oberfläche definieren für Radien mit $r_y \leq 0.3 \text{ mm}$.

5.1.5 Einfluss der Tiefenlage

Alle bis jetzt hergeleiteten Formeln zur Berechnung der Defektparameter beruhen auf Ultraschalldaten von Defekten in der Mitte des Bauteils. In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich eine Änderung der Defektposition in z-Richtung auf die Berechnung der Defektparameter auswirkt. Dazu werden zwei stärker gekrümmte konvexe, zwei flache und zwei um unterschiedliche Winkel gedrehte flache Defekte in unterschiedlichen Abständen von der Defektoberfläche simuliert. Die Informationen aus diesen Simulationen dienen dazu, die aus den Daten extrahierten Parameter entsprechend ihrer Tiefe zu korrigieren. In dieser Simulation wird keine Dämpfung betrachtet, sondern nur der Einfluss der Prüfkopf- und Defektcharakteristik in verschiedenen Tiefen. Experimentell ergab sich, dass die Dämpfung

in dieser Prüfsituation gering ist.

ALOK Exemplarisch werden einige ALOK für einen der konvexen Defekte in Abb. (5.14) dargestellt. Wie erwartet nimmt das Maximum mit der Entfernung ab, da aufgrund der Charakteristik des unfokussierten Prüfkopfs weniger Schallenergie auf die Defektoberfläche gelangt. Ebenso wird der Winkelbereich, unter dem der Defekt angeschallt wird, kleiner und damit nimmt die Breite der Verteilung zu, d.h. der Parameter Γ wird größer.

Die in Abb. (5.15) zu erkennenden Tendenzen der Parameter $\int AOK$, Γ und Δy sind nachvollziehbar. Eine umfassende Analyse dieser Parameter wird im folgenden Abschnitt Merkmale vorgestellt.

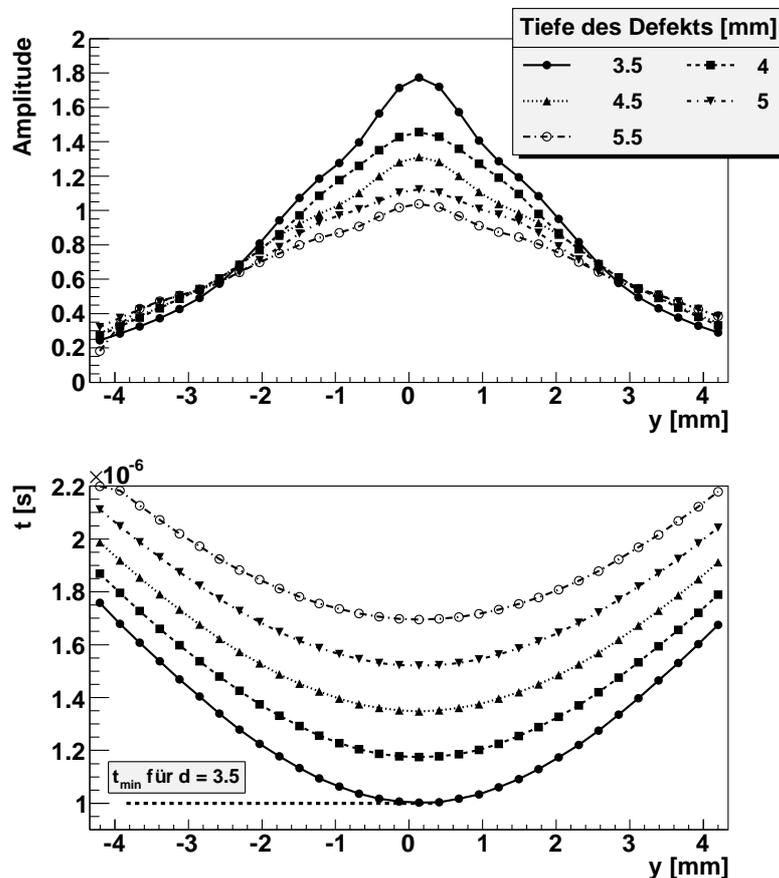


Abbildung 5.14: Die Amplituden-Ortskurven (oben) und die Laufzeit-Ortskurven (unten) für verschiedene Tiefen eines konvexen Defekts.

Merkmale Im Folgenden wird ein Defekt betrachtet, der sich in z -Richtung nicht in der Mitte des Prüfkörpers befindet. Die ALOK des Defekts liegen vor. Alle Daten, die sich auf

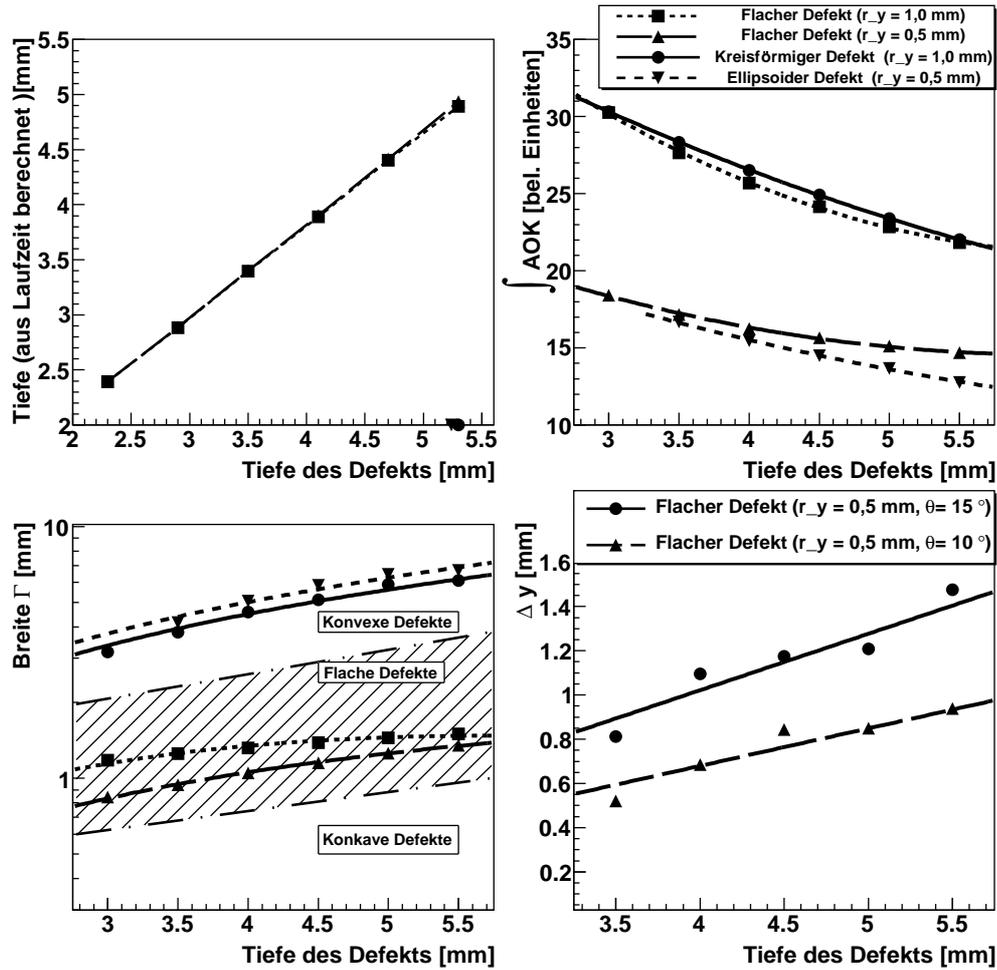


Abbildung 5.15: In allen Abbildungen ist auf der x-Achse die Tiefe des Defekts aufgetragen. Oben links: rekonstruierte Tiefe. Oben rechts: das Integral über die AOK. Unten links: die Breite Γ . Unten rechts: der Parameter Δy .

diese ALOK beziehen, sind mit dem Index M_{ess} versehen. Aus (5.15, rechts oben) werden abhängig von der Form mit Hilfe eines quadratischen Fits die Polynome

$$\left(\int \text{AOK} \right)_{1,Flach}(d) = 52.4 - 9.65 \cdot d + 0.746 \cdot d^2 \quad (5.16)$$

$$\left(\int \text{AOK} \right)_{2,Flach}(d) = 29.1 - 4.72 \cdot d + 0.384 \cdot d^2 \quad (5.17)$$

$$\left(\int \text{AOK} \right)_{1,Konvex}(d) = 45.2 - 5.84 \cdot d + 0.298 \cdot d^2 \quad (5.18)$$

$$\left(\int \text{AOK} \right)_{2,Konvex}(d) = 27.3 - 3.79 \cdot d + 0.208 \cdot d^2 \quad (5.19)$$

bestimmt, wobei die Indizes $_1$, und $_2$ die beiden simulierten Defekt-Größen bezeichnen. Gleiches wird für Γ mit Hilfe von (5.15, links unten) durchgeführt, so dass man die Polynome

$$\Gamma_{1,Flach}(d) = 0.518 \cdot d - 0.0454 \cdot d^2 \quad (5.20)$$

$$\Gamma_{2,Flach}(d) = 0.317 \cdot d - 0.0131 \cdot d^2 \quad (5.21)$$

$$\Gamma_{1,Konvex}(d) = 1.124 \cdot d \quad (5.22)$$

$$\Gamma_{2,Konvex}(d) = 1.253 \cdot d. \quad (5.23)$$

erhält. Um die aus den ALOK extrahierten Parameter $(\int AOK)_{Mess}$, Γ_{Mess} und Δy_{Mess} auf die Referenztiefe $d_{ref} = 3.5$ mm, die Mitte des Prüfkörpers, zu korrigieren, wird nun wie folgt vorgegangen.

1. Bestimmung der Tiefe

Die Tiefe d_{Mess} , in der der Defekt liegt, lässt sich mit Hilfe der Schallgeschwindigkeit c_p aus dem Minimum der LOK gemäß

$$d_{Mess} = \frac{1}{2} c_p \cdot t_{min} \quad (5.24)$$

bestimmen. Wie in Abb. (5.15) links oben zu erkennen ist, stimmt die aus t_{min} berechnete Tiefe nahezu perfekt mit der tatsächlichen Tiefe des Defekts überein.

2. Bestimmung der Defekt-Form

Als nächster Schritt kann aus der Tiefe d_{Mess} und dem ermittelten Wert für Γ_{Mess} aus Abb. (5.15, links unten) die Form des Defekts (flacher Defekt oder stärker gekrümmter konvexer Defekt) bestimmt werden.

3. Korrektur der Parameter $(\int AOK)$ und Γ

Um die Korrektur durchzuführen, werden die Größen $(\int AOK)_i = (\int AOK)_i(d_{Mess})$ und $\Gamma_i = \Gamma_i(d_{Mess})$ für $i = 1, 2$ aus den Gleichungen (5.16)-(5.19) und (5.20)-(5.23) berechnet. Aus den aus den ALOK extrahierten Parametern d_{Mess} , $(\int AOK)_{Mess}$ und Γ_{Mess} lassen sich mit den obigen Polynomen pro Defektart (flach oder konvex) zwei Fit-Faktoren

$$b = \frac{(\int AOK)_{Mess} - (\int AOK)_2}{(\int AOK)_1 + (\int AOK)_2}; \quad c = \frac{\Gamma_{Mess} - \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}, \quad (5.25)$$

definieren. Diese vermitteln eine lineare Interpolation zwischen den gefitteten Funktio-

nen, so dass eine Korrektur auf die Referenztiefe gemäß

$$\left(\int \text{AOK}\right)_{\text{korr}} = b \left(\int \text{AOK}\right)_1(d_{\text{ref}}) + (1-b) \left(\int \text{AOK}\right)_2(d_{\text{ref}}) \quad (5.26)$$

$$\Gamma_{\text{korr}} = c\Gamma_1(d_{\text{ref}}) + (1-c)\Gamma_2(d_{\text{ref}}) \quad (5.27)$$

möglich ist.

4. Korrektur des Parameters Δy

Die letzte notwendige Korrektur ist die des Parameters Δy

$$\Delta y_{\text{korr}} = \Delta y_{\text{Mess}} \cdot \frac{d_{\text{ref}}}{d_{\text{Mess}}}, \quad (5.28)$$

mittels der angegebenen Geradengleichung.

5.1.6 Porennest

Ein Porennest ist eine Region im Bauteil, in der viele sehr kleine Defekte vorhanden sind. Der typische Durchmesser d einer Pore ist sehr viel kleiner als die Wellenlänge λ . Ein solches Porennest wurde hier durch viele zufällig verteilte jeweils gleich große kreisförmige Poren modelliert.

Simulationsergebnisse mit EFIT2D

Variiert wurden die quaderförmige Ausdehnung (in y - und z -Richtung zwischen 0.6 – 4 mm) des Nests, die Porengröße (zwischen 50 – 100 μm) und die Porendichte (zwischen 10 % – 50%). Insgesamt wurden 1600 verschiedene Porennester simuliert. Dabei ist zu beachten, dass die Poren zufällig verteilt wurden und Überlagerungen einzelner Poren möglich sind. Die Zahl der zu simulierenden Poren wurde mittels

$$n_{\text{Poren}} = \rho \frac{y \cdot z}{\pi r^2} \quad (5.29)$$

bestimmt, wobei ρ die Dichte der Poren ist, y die Breite, z die Tiefe des Porennests und r der Radius einer einzelnen Pore. Da sich die Poren aber überlagern können, gilt

$$\rho_{\text{real}} \lesssim \frac{n_{\text{Poren}} \pi r^2}{y \cdot z}. \quad (5.30)$$

B-Scan Für diesen Defekttyp können die Parameter nicht aus der ALOK extrahiert werden, da sich ein B- oder C-Scan aus den ALOK der einzelnen Poren zusammensetzt, welche sich aber nicht voneinander trennen lassen (Abb. (5.16)). Es gibt also keine klar definierte ALOK. Bei dieser Defektform muss also der komplette Scan zur Extraktion sinnvoller Merkmale herangezogen werden.

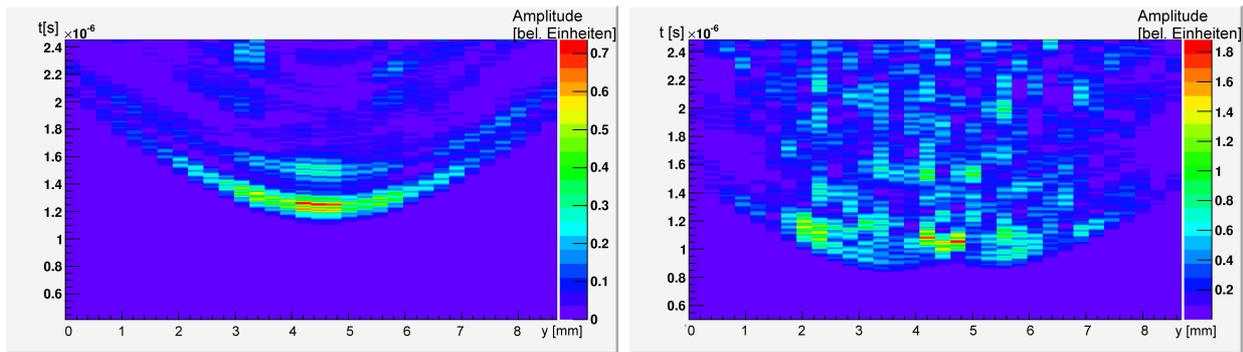


Abbildung 5.16: Links: B-Scan einer einzelnen Pore mit einem Radius von 0,1 mm. Rechts: B-Scan eines ausgedehnten Porenests mit vielen Poren eines Radius von 0,05 mm.

Merkmale Man benötigt hier also eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung der Größe des Nests. Dazu werden zunächst das Einschall- und das Rückwandecho entfernt (siehe Kapitel 4.2.2). Dann werden die B-Scan-Daten (darstellbar als $A(y, t)$) entlang der y - und t -Achse auf 1D-Darstellungen ($A(y)$ und $A(t)$) abgebildet, indem jeweils die Amplitudenwerte entlang der Spalten (also entlang der A-Scans) und der Zeilen des B-Scans addiert werden. Die Summation der Amplitudenwerte der A-Scans ist insofern mit der Echo-Dynamik-Kurve “verwandt”, als das für diese das Maximum des A-Scans bestimmt wird, während hier die Summe gebildet wird. Aus diesen 1D-Darstellungen werden 2 Größen ermittelt.

In der Summation entlang der y -Achse (quer zu den A-Scans, also $A(t)$) wird das erste Maximum gesucht, dessen Höhe einen Schwellwert überschreitet, der durch das Rauschen bestimmt wird. Dieser entspricht der “Front” des Porenests. Die in dieser Front enthaltene Energie korreliert mit der Breite des Nests. Aus der Summation der A-Scans ($A(y)$) ermittelt man mittels eines Fits mit einer Rechteckfunktion die ungefähre Breite des Porenests. Beide Merkmale lassen Rückschlüsse auf die Breite des Porenest zu (Abb. (5.17)).

Die Porenesttiefe kann dann aus der gesamten reflektierten Energie (das Integral über alle Amplitudenwerte in einem Zeitfenster nach dem Vorwandecho und vor dem Rückwandecho) approximiert werden.

Die in Abb. (5.17) angegebenen Fehlerbalken zeigen, dass die Größenbestimmung für Porenester, im Vergleich mit den in den vorangehenden Abschnitten behandelten Defektformen, weniger genau ist.

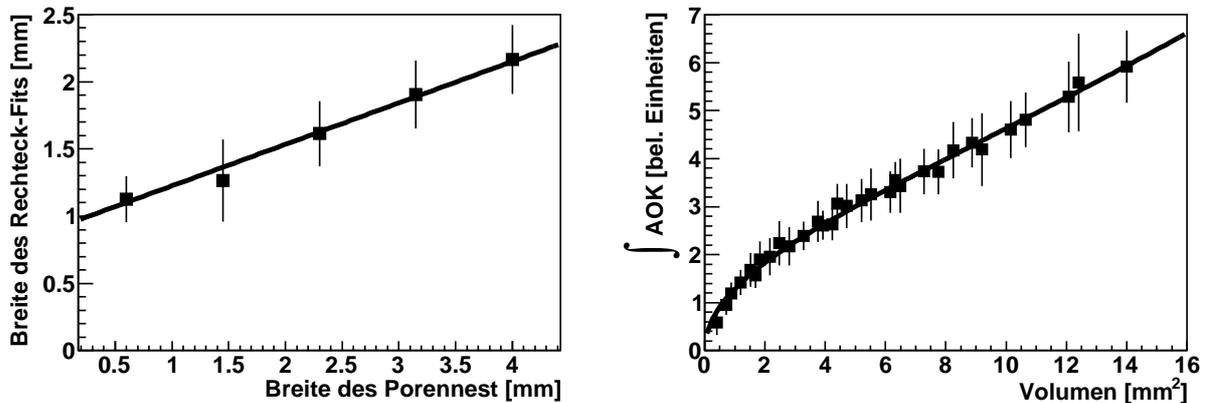


Abbildung 5.17: Links: Breite des Rechteck-Fits aufgetragen gegen die Breite des Porenests. Rechts: Gesamte reflektierte Energie aufgetragen gegen die Fläche des Porenests.

5.2 3D-Defekte

Um die Erkenntnisse aus den 2D-Simulationen zu übertragen, muss man diese zumindest beispielhaft mit echten 3D-Simulationen überprüfen. Dabei soll in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass es möglich ist, die Parameter aus 3D nach 2D umzurechnen und dann die dort angegebenen Korrelationen zu verwenden. Es wird gezeigt, dass der Fehler den man bei der Umrechnung macht tolerierbar ist. Dazu wurde die eingangs beschriebene Prüfsituation für neun verschiedene Defektformen auch in 3D simuliert. Dazu gehören zwei kugelförmige Defekte mit verschiedenen Radien, zwei ellipsoide Defekte mit den Halbradien $(r_x \times r_y \times r_z) = (1 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm})$ und $(0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm})$, sowie ein flacher Defekt in drei verschiedenen Tiefen und in zwei verschiedenen Lagen; einer entlang der Scanrichtung und einer senkrecht dazu.

Dabei ist einsichtig, dass bei der hier gewählten Herangehensweise die Absolut-Werte der AOK zwischen 2D und 3D-Simulation differieren. Jede aktive Zelle (d.h. Zelle an der Oberfläche, die durch den Sender angeregt wird, s. auch Kapitel 3.2.1) sendet einen Puls mit Einheitsamplitude aus; das empfangene Signal wird aus der Summation über die Signale an den Empfängerzellen berechnet. Der konkrete Wert der AOK für die jeweilige Sender-Position ist bei dieser Vorgehensweise an die Zahl der Sender- und Empfängerzellen, also an

die Diskretisierung des Simulationsgebiets, gekoppelt. Die Zahl der Sender- und Empfängerzellen ist in 2D ($= n_y^{2D} \cdot n_z^{2D}$) und in 3D ($= n_x^{3D} \cdot n_y^{3D} \cdot n_z^{3D}$) unterschiedlich.

Während diese Unterscheidung auf technischen Aspekten der Implementierung beruht, ist der zweite Unterschied durch die dritte Dimension gegeben. Im 2D-Fall entspricht die Größe des Defekts dem Defekt-Parameter r_y , im 3D-Fall der Größe der reflektierenden Fläche und damit näherungsweise dem Produkt $r_x \cdot r_y$. Daher werden die Amplituden der AOK von 2D und 3D so normiert werden, dass die Maxima der Kurven einander entsprechen. Der konkrete Faktor ist dabei irrelevant, aber die Unterschiede zwischen den einzelnen Normierungsfaktoren sind wichtig, da sich daraus der Fehler ergibt, den man bei der Verwendung der Erkenntnisse aus 2D macht. Die Ähnlichkeiten und Unterschiede werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

5.2.1 B-Scan

Kugelförmige und ellipsoide Defekte

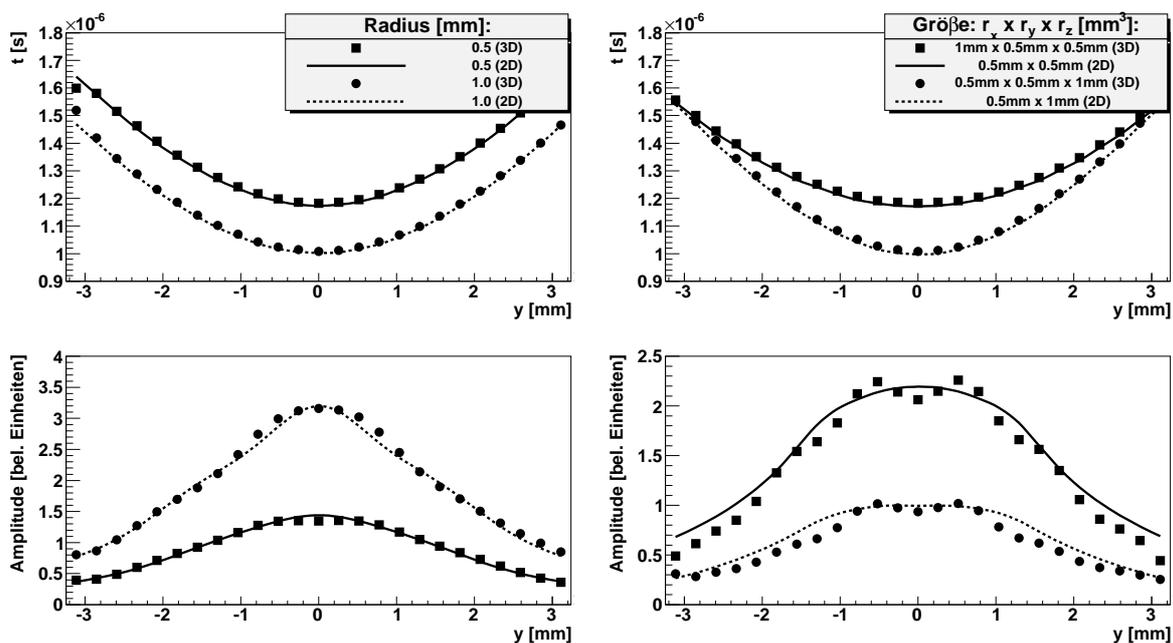


Abbildung 5.18: Vergleich der ALOK aus den 2D- und den 3D-Simulationen. Links: ALOK der kreis- bzw. kugelförmigen Defekte. Rechts: ALOK der ellipsoiden Defekte.

Für die beiden simulierten kugelförmigen Defekte entsprechen die in der Amplitude normierten ALOK der 3D-Simulationen denen der 2D-Simulationen (s. Abb. (5.18) links). Diese Normierung hat jedoch keinen Einfluss auf die Breite Γ , so dass eine Unterscheidung der

Krümmung der Oberfläche weiterhin über Γ möglich ist.

Die beiden simulierten ellipsoiden Defekte haben die Abmessung ($1\text{ mm} \times 0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$) und ($0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm} \times 1\text{ mm}$). Auch hier entsprechen die Ergebnisse der 3D-Simulationen denen aus den 2D-Simulationen (s. Abb. (5.18) rechts). Entsprechend ist auch die Breite der Verteilung (d.h. der Parameter Γ) wie erwartet. Der Unterschied zwischen den einzelnen Normierungsfaktoren ist kleiner als 15 %.

Ebene Defekte

Abschließend werden drei Simulationen mit ebenen Defekten in verschiedener Tiefe in der Bauteilgeometrie durchgeführt. Die ALOK sind in Abb. (5.19) dargestellt. Wie ersichtlich ist, entsprechen die 3D-Simulationen auch hier den 2D-Simulationen, obwohl die Breite der in der 2D-Näherung simulierten ALOK schmäler ist, als die in den realitätsnäheren 3D Simulationen. Allerdings weichen die Werte nur um maximal 20 % ab; eine Unterscheidung der Defektform mit Hilfe der Breite Γ der Fit-Funktion ist also auch hier möglich.

Die Untersuchung der beiden flachen Defekte senkrecht zur Scanrichtung mit ($1\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$) und parallel zur Scanrichtung mit ($0.5\text{ mm} \times 1\text{ mm}$) dient der Klärung der Frage, ob die Drehung in der Ebene einen Einfluss hat. Es ergibt sich ein Einfluss auf den Parameter $\int AOK$, der aber bei $< 20\%$ liegt. Dieser Fehler wurde in dieser Arbeit als akzeptabel angesehen, da die endgültig erreichbare Auflösung in einem vergleichbaren Bereich liegt (siehe Kapitel 6.3).

Zur genaueren Bewertung und Verbesserung der Defektauflösung könnte Γ zusätzlich als Indikator für die Ausdehnung des Defekts in y-Richtung verwendet werden und das Maximum der AOK als Maß für die Ausdehnung in x-Richtung.

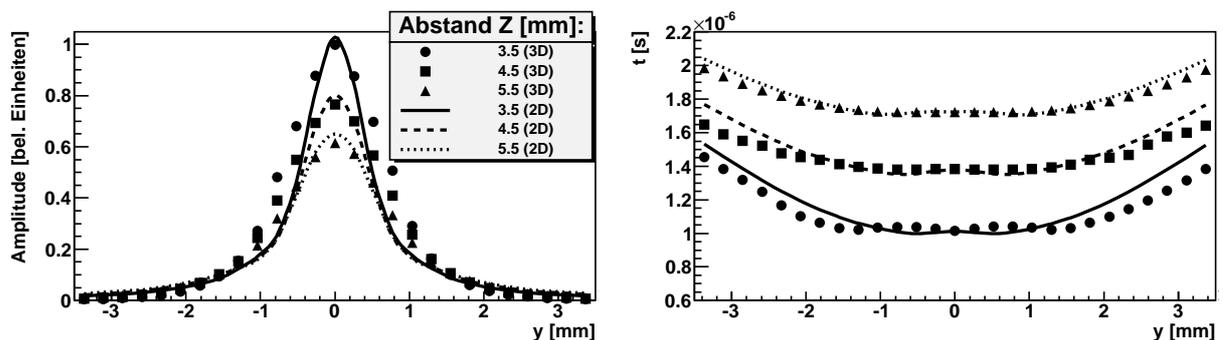


Abbildung 5.19: Vergleich der ALOK aus den 2D- und den 3D-Simulationen eines flachen Defekts in verschiedenen Tiefen.

5.2.2 Vergleich mit experimentellen Daten

Die in Kapitel 4.3.4, Abb. (4.11) ausgewerteten Daten für die Breiten Γ der Flachbodenbohrung ($\Gamma = 0.0018, 0.0021, 0.0023$) und der Zylinderbohrung ($\Gamma = 0.0035$) bestätigen die Ergebnisse der Simulation. Vor allem ist eine Unterscheidung beider Defekttypen möglich. Die Größen der reflektierenden Flächen betragen für die Flachbodenbohrungen $A_{FBH,1} = 0.79 \text{ mm}^2$, $A_{FBH,2} = 0.5 \text{ mm}^2$ und $A_{FBH,3} = 0.28 \text{ mm}^2$ sowie $A_{SDH} = 14 \text{ mm}^2$ für die Zylinderbohrung. Die zugehörigen Werte des Parameters $\int AOK$ sind für die Flachbodenbohrungen $\int AOK = 0.328$, $\int AOK = 0.231$ und $\int AOK = 0.111$ sowie $\int AOK = 6.925$ für die Zylinderbohrung. Die Größenbestimmung mit Hilfe von $\int AOK$ ist wie eingangs beschrieben robust, da die 4 Punkte auf einer Geraden liegen, d.h. die Größenbestimmung mit Hilfe dieser Geraden ist möglich.

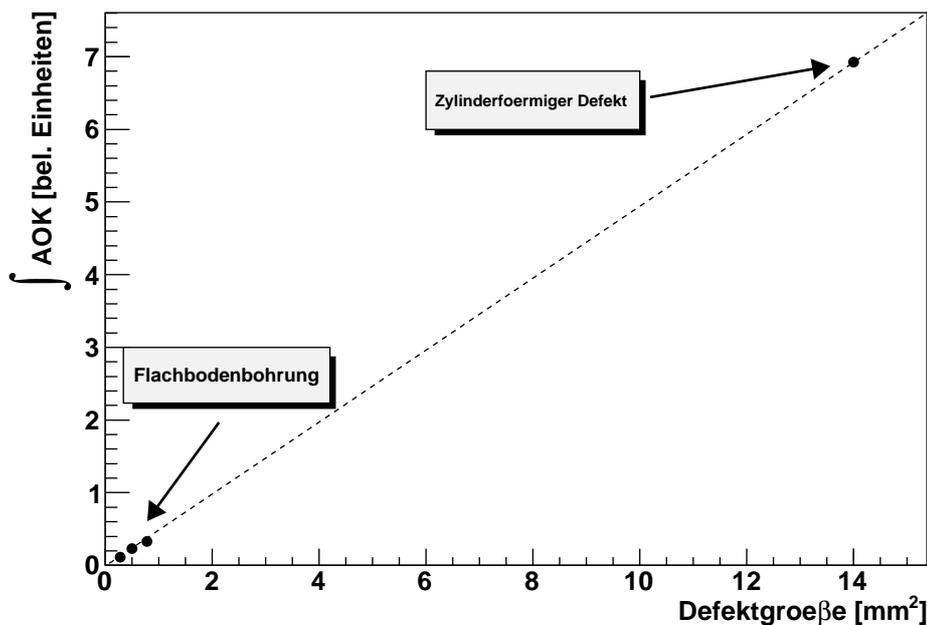


Abbildung 5.20: Das Integral über die AOK in Abhängigkeit von der Größe der experimentellen Defekte.

5.3 Schlussfolgerungen

In der Serienprüfung, insbesondere in der Startphase der Produktion neuer Produkte, ist es möglich, durch die Klassifikation der Defektoberfläche und die statistische Auswertung der Form, Größe und Lage die Produktionsprozesse für das zu prüfende Bauteil zu verbessern.

Dazu werden die Bauteile mit Ultraschall geprüft. Mit dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Verfahren werden dann die ALOK aus den Daten extrahiert. Die ALOK werden mit den in Tab. (5.1) aufgeführten Gleichungen verglichen und mit Hilfe eines Hypothesentests (des χ^2 -Kriteriums) die Funktion identifiziert, die am besten zur ALOK passt. Da die gefundene Funktion die Art der Defektoberfläche (flach, konkav, konvex) nicht in jedem Fall eindeutig identifiziert (z.B. kann die AOK eines konvexen aber auch bestimmter flacher Defekte am besten mit der Funktion aus Glg. 5.2 gefittet werden), wird als weiteres Unterscheidungsmerkmal zwischen flacher, konvexer und konkaver Defektoberfläche der Parameter Γ verwendet (siehe Abb. (5.15)).

Ebenso konnte gezeigt werden, dass das Maximum der AOK gut mit der Defektgröße r_y

Defektform	Fit-Funktion	Γ (tiefenkorrigiert)
Porennest	keine definierte ALOK	-
Konvexer Defekt	Glg. (5.1), Glg. (5.2)	> 2.5
Konkaver Defekt	Glg. (5.1), Glg. (5.9), Glg. (5.10)	< 0.6
Flacher Defekt	Glg. (5.1), Glg. (5.2), Glg. (5.6)	$< 2.5; > 0.6$

Tabelle 5.1: Zusammenfassung Ergebnisse: Identifikation der Defektform

korreliert und damit als Maß für die Defektgröße geeignet ist, aber nur innerhalb *einer* Defektklasse. Wird ein Defekt falsch klassifiziert, so wird die Größe des Defekts falsch bestimmt. Es stellt sich heraus, dass das Integral über die AOK ein in diesem Sinne robusteres Maß für die Größe des Defekts bei konvexen und flachen Defekten darstellt. Trotzdem haben flache und konvexe Defektformen leicht unterschiedliche Charakteristiken. Bei dieser Art von Defekten kann die Auflösung der Größenbestimmung über das Integral noch verbessert werden, wenn man die Form des Defekts (flach, konvex), die sich durch Γ ermitteln lässt, berücksichtigt (s.Tab. (5.2)).

Die Tiefe und die y-Position des Defekts lassen sich unabhängig von der Defektform zuverlässig aus der LOK bestimmen. Da die zur Bestimmung der Defektparameter hergeleiteten Gleichungen aus Tab. (5.2) auf Ultraschalldaten von Defekten in der Mitte des Prüfkörpers beruhen, müssen die Parameter $\int AOK$, Γ und Δy bei Defekten einer anderen Tiefe zunächst korrigiert werden. Diese Korrekturen können anhand der Gleichungen (5.26), (5.27) und (5.28) durchgeführt werden. Mit den korrigierten Werten können dann die Gleichungen aus Tab. (5.2) verwendet werden, um die Defektparameter zuverlässig zu bestimmen.

Die in hier in 2D ermittelten Parameter und Gleichungen lassen sich auf die Prüfsituation in 3D anwenden, wobei die Genauigkeit, mit der die Defekt-Parameter bestimmt werden können, geringer wird (siehe Kapitel 5.2).

Die genauen Parameter und Gleichungen gelten nur für diese Prüfsituation, insbesondere für

Defektform	Größe	Lage	laterale Position	Tiefe
Porennest	s. Text	-	Mitte des Rechteck-Fits	$c_p \cdot t_{min}$
Konvexer Defekt	$\frac{\int AOK-7.252}{21818}$	$\frac{r_y}{1.05 \cdot 10^{-5}} \Delta y$	$y_{t_{min}}$	$c_p \cdot t_{min}$
Konkaver Defekt	$\sqrt{\Delta y^2 + \Delta z^2}$	$\arctan\left(\frac{z_2 - z_1}{y_2 - y_1}\right)$	$y_{t_{min}}$	$c_p \cdot t_{min}$
Flacher Defekt	$\frac{\int AOK-7.222}{17777}$	$\frac{\Delta y}{8.0 \cdot r_y + 2.2}$	$y_{t_{min}}$	$c_p \cdot t_{min}$

Tabelle 5.2: Zusammenfassung Ergebnisse: Bestimmung der Parameter der identifizierten Defektform

den hier eingesetzten Prüfkopf. Dabei handelt es sich, wie in der Einleitung beschrieben, um ein lineares Phased-Array, dessen Elemente 0,21 mm breit und 7 mm lang sind und dessen Mittenfrequenz 10 MHz beträgt. Das Material des Bauteils ist isotrop.

Da sämtliche Untersuchungen dieses Kapitels auf den ALOK beruhen, müssen diese robust aus den Daten extrahiert werden. Diese Extraktion kann gerade bei den ALOK kleiner Defekte oder sich überschneidender ALOK schwierig mit den Standardverfahren [116] sein. Daher wird in dieser Arbeit dazu der im folgenden Kapitel vorgestellte Kalman-Filter eingesetzt. Neben der robusten Extraktion der ALOK hat der Kalman-Filter zudem den Vorteil, dass das SNR-Limit der gerade noch erkennbaren Defekte verbessert werden kann.

Kapitel 6

Klassifizierung der Fehler

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, sind die wesentlichen Merkmale eines Defekts, wie Form, Größe, Position und Lage, aus den ALOK extrahierbar. Um die ALOK, also die charakteristischen Muster aus den B- oder C-Scans zu extrahieren, wird der im Folgenden beschriebene Kalman-Filter verwendet. Der Kalman-Filter erfüllt dabei eine Doppelfunktion. Zum einen extrahiert er aus den Ultraschall-Signalen die Amplituden-Laufzeit-Ortskurven (ALOK), die von Defekten herrühren können, zum anderen liefert er ein Kriterium zur Bewertung der Güte der extrahierten ALOK (χ^2 -Kriterium [36]). Dieses Kriterium wird auf zweifache Weise für die Identifikation der Fehler eingesetzt. Während der Kalman-Filter in den Ultraschall-Daten nach von Defekten herrührenden ALOK sucht, kann es passieren, dass es mehrere ALOK gibt, die von Defekten herrühren könnten. Diese potentiellen ALOK werden mit Hilfe des genannten Gütekriteriums bewertet und nur noch die am besten passenden ALOK weiterverfolgt. D.h. mit Hilfe dieses Gütekriteriums wird die Suche des Kalman-Filters nach der zurückzuliefernden, endgültigen ALOK gesteuert. Das Gütekriterium der endgültigen ALOK wird außerdem für die Defektidentifikation verwendet. Wird das Vorliegen eines Defekts diagnostiziert, werden die Informationen aus der endgültig extrahierten ALOK dann zur Defektklassifikation verwendet (siehe Kapitel 5).

Im Unterschied zum SAFT-Algorithmus, welcher alle Rohdaten auf Bahnen gleicher Laufzeit projiziert und so eine Verbesserung des SNR erreicht, geht in diesem Ansatz das Wissen über die Prüfsituation und mögliche Defekte in den Gesamt-Algorithmus ein und die Rohdaten werden gezielt auf Muster hin untersucht, die von solchen Defekten herrühren.

Dieses Kapitel ist wie folgt aufgebaut. In Kapitel 6.1 werden die konkrete Implementierung des Kalman-Filters als Kernstück eines zweistufigen Verfahrens vorgestellt, sowie die konkreten zugrundeliegenden Gleichungen zusammengefasst. Der Kalman-Filter wird dann in Kapitel 6.2 mit Hilfe synthetischer Monte-Carlo-Simulationen getestet. Damit lassen sich die gefundenen ALOK bezüglich der im selben Kapitel definierten Kriterien der Reinheit und

Vollständigkeit bewerten. Insbesondere wird eine Verbesserung des SNR in Kombination mit den in Kapitel 2.5 beschriebenen MVA-Methoden in einem konkreten Fall mit hohem Rauschpegel bewertet. Abschließend wird die Auflösung der Parameter bewertet, die der Kalman-Filter erreicht. In Kapitel 6.3 wird dann der Kalman-Filter auf alle Simulationsdaten aus Kapitel 5 angewendet und die extrahierten ALOK zur Klassifikation der Defekte gemäß der in Tab. (5.1) und (5.2) aufgelisteten Kriterien verwendet. Die aus den ALOK jeweils bestimmten Defektparameter wie Größe, Position und Lage werden dann mit den tatsächlichen Daten des jeweils simulierten Defekts verglichen und darüber die erreichbare Auflösung der Defektparameter mit diesem Verfahren bewertet.

6.1 Extraktion der ALOK

Im folgenden Kapitel 6.1.1 wird gezeigt, wie der konkrete Ablauf des auf dem Kalman-Filter basierenden Verfahrens ist. Danach werden in Kapitel 6.1.2 dann die konkreten, dem Kalman-Filter zugrunde liegenden Gleichungen, die in Anhang A hergeleitet wurden, zusammengefasst.

6.1.1 Implementierung



Abbildung 6.1: Extraktion einer ALOK mit Hilfe des Kalman-Filters. Ausgehend von einem Anfangszustand versucht der Kalman-Filter sukzessive den bereits gefundenen Teil der ALOK weiter auszubauen. Dabei kann sich die ALOK verzweigen, wenn zwei oder mehrere Peaks zur Vorhersage des Kalman-Filters passen. Diese am Ende übrig gebliebenen ALOK werden zu einer einzigen, endgültigen ALOK verschmolzen.

Die Defektidentifikation und die Extraktion der ALOK werden in einem zweistufigen Verfahren bewerkstelligt (Abb. (6.1)), deren Kern der Kalman-Filter ist. Dazu werden zunächst die Ultraschall-Daten reduziert, d.h. aus den n_{Scans} A-Scans werden jeweils die n_{Peaks} höchsten Peaks extrahiert. Wenn jede Kombination von Peaks auf eine konkrete ALOK mit einem

Fit geprüft werden sollte, müssten $n_{Peaks}^{n_{Scans}}$ -Fits durchgeführt werden, ein zu rechenintensives Verfahren. Durch die Filterung der reduzierten Daten mit Hilfe des Kalman-Filters (siehe Kapitel 2.4) werden nur Muster extrahiert, die einer zu einem Defekt gehörenden ALOK entsprechen und der Aufwand für einen zweiten restriktiveren Fit wird deutlich reduziert. Bevor das Extrahieren der ALOK mit Hilfe des Kalman-Filters gestartet werden kann, müssen zuerst mögliche Anfangszustände identifiziert werden. Dazu werden Mengen von Peak-Paaren untersucht, wobei die Peaks eines Paares zu zwei benachbarter A-Scans gehören. Benachbarte A-Scans bezeichnen in diesem Fall A-Scans, deren zugehörige Sender-Positionen im Aufnahme-Raster nebeneinander liegen. Die beiden Peaks jeden Paares werden daraufhin untersucht, ob sie zu einer ALOK gehören können. Das kann nur dann der Fall sein, wenn der Laufzeitabstand zwischen beiden Peaks kleiner als $\Delta t = \Delta r / c_p$ ist, wobei Δr der Abstand zwischen den beiden Sender-Positionen ist.

Aus jedem Peak-Paar, das diese Bedingung erfüllt, wird je ein Anfangszustand des Kalman-Filters bestimmt. In die Bestimmung des Anfangszustands fließen die Positionen der beiden Sender ein, sowie die Laufzeiten und Amplituden beider Peaks. Für jeden dieser Anfangszustände liefert der Kalman-Filter nach dem im Folgenden beschriebenen Verfahren je eine ALOK zurück.

Zu Beginn des Verfahrens besteht diese nur aus dem Anfangszustand. Die ALOK wird zunächst schrittweise zu ggf. mehreren ALOK erweitert. Bei jedem Schritt wird für alle bis dahin gefundenen Kurven versucht, diese unter Einbeziehung der Peaks des jeweils nächsten benachbarten A-Scans zu erweitern. Dazu werden mit dem in Kapitel 2.4.3 beschriebenen Vorhersage-Mechanismus diejenigen Peaks gesucht, die mit dem Mess-Fehler und dem Vorhersage-Fehler konform sind. Dabei kann es mehrere Peaks geben, die dieses Kriterium erfüllen. Dann werden alle diese Peaks verwendet; die gerade betrachtete ALOK wird also in mehrere "Folge"-ALOK verzweigt. Mit den neuen Peaks wird für jede dieser verzweigten Kurven der χ^2 -Wert aktualisiert. Diese werden dann aufsteigend nach der Größe des χ^2 -Werts sortiert und aus Performance-Gründen nur die ersten $n_{max.ALOK}$ weiterverfolgt, so dass immer nur maximal $n_{max.ALOK}$ ALOK zu jedem Anfangszustand existieren. Dabei kann die Größe $n_{max.ALOK}$ je nach gewünschter Performance eingestellt werden.

Das Verfahren endet wenn kein Peak mehr gefunden werden kann, der mit der Vorhersage des Kalman-Filters konform ist, oder wenn alle Peaks aller A-Scans betrachtet wurden. Dann werden alle verbliebenen Kurven zu einer einzigen ALOK verschmolzen. Dazu wird die ALOK mit dem kleinsten χ^2 -Werts verwendet und für jeden darin verwendeten Peak überprüft, ob ein Peak aus den anderen ALOK zum gleichen Anfangszustand besser zu dieser ALOK passt.

Nachdem zu jedem Anfangszustand nach obigem Verfahren eine ALOK extrahiert wurde,

werden zunächst aus der Menge dieser ALOK die ALOK mit zu großen χ^2 -Wert verworfen. Danach werden die Zustandsvektoren der ALOK miteinander verglichen. Liegen diese innerhalb der weiter hinten bestimmten Auflösungsgrenze, so wurden diese ALOK durch den gleichen Defekt verursacht. Aus allen zu einem Defekt gehörigen ALOK werden wieder wie oben die ALOK mit dem kleinsten χ^2 -Werts verwendet und wie oben beschrieben mit den anderen ALOK verschmolzen.

6.1.2 Beschreibung der Kalman-Filter Gleichungen

Im Folgenden sind die Gleichungen für den in Kapitel 2.4 beschriebenen Kalman-Filter für eine Punktquelle und einen Punktdefekt dargestellt. Die Herleitung findet sich in Anhang A. Der Anfangszustand berechnet sich aus zwei benachbarten A-Scans mit den Senderpositionen $(Y_1, 0)$ und $(Y_2, 0)$. Mit dem Abstand $d_{1,2}$ und dem Winkel $\alpha_{1,2}$

$$d_{1,2} = 0.5t_{1,2}c_p = \sqrt{(Y_{1,2} - Y)^2 + Z^2} \quad (6.1)$$

$$\alpha_{1,2} = \arctan \frac{Y_{1,2} - Y}{Z} \quad (6.2)$$

zwischen der möglichen Defektposition (Y, Z) und Senderposition, ist der Anfangszustand gegeben durch (s. Gleichungen (A.17), (A.18) und (A.20)):

$$\begin{pmatrix} Y(0) \\ Z(0) \\ A(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.5(Y_2 + Y_1) - 0.5 \frac{d_2^2 - d_1^2}{Y_2 - Y_1} \\ \sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2} \\ 0.5(A_1 \frac{\alpha_1}{\sin(\alpha_1)} + A_2 \frac{\alpha_2}{\sin(\alpha_2)}) \end{pmatrix}. \quad (6.3)$$

Ist der Zustandsvektors zum Iterations-Schritt $k - 1$

$$\begin{pmatrix} Y(k-1) \\ Z(k-1) \\ A(k-1) \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

des Kalman-Filters bekannt, dann kann eine Vorhersage getroffen werden, an welcher Stelle innerhalb der Ultraschall-Daten der nächste Peak liegen sollte

$$\begin{pmatrix} t_{\text{Vor}} \\ A_{\text{Vor}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \sqrt{\frac{(Y_{\text{Sender}} - Y(k-1))^2 + Z^2(k-1)}{v}} \\ A(k-1) \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

wobei Y_{Sender} die Senderposition des als nächsten betrachteten A-Scans beschreibt. Die Peaks in diesem A-Scan werden nun mit Hilfe der in Anhang A beschriebenen Fehlermatrizen daraufhin überprüft, ob sie zur obigen Vorhersage passen.

Für die ausgewählten Peaks wird der Zustand des Kalman-Filters aktualisiert. Dazu benötigt man den Gain-Faktor K_{ij} , der sich aus der Jakobi-Matrix H_{ij} und den Fehlerkovarianz-Matrizen P_{ij} (s. Glg. (A.1), (A.2) und (A.14)) und V_{ij} (s. Glg. (A.15)) berechnet

$$K_{ij}(k) = P_{in}^-(k) H_{mn}(k) [H_{mk}(k) P_{kl}^-(k) H_{jl}(k) + V_{mk}(k) R_{kl}(k) V_{jl}(k)]^{-1}. \quad (6.6)$$

Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, dass die Einsteinsche Summenkonvention verwendet wird, d.h. es wird über doppelt vorkommende Indizes addiert. Daher werden die gleichen Matrizen teilweise unterschiedlich indiziert (z.B.: H_{mk}, H_{jl}). Die Jakobi-Matrix H berechnet sich aus der Funktion h , die den Zustands-Vektor des Kalman-Filters mit den Messwerten verknüpft zu

$$\begin{bmatrix} 2 \frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{v \sqrt{(Y_{\text{Sender}} - Y(k-1))^2 + Z^2(k-1)}} & 2 \frac{Z(k-1)}{v \sqrt{(Y_{\text{Sender}} - Y(k-1))^2 + Z^2(k-1)}} & 0 \\ H_{21} & H_{22} & \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \end{bmatrix}, \quad (6.7)$$

wobei die Terme H_{21} bzw. H_{22} in den Gleichungen (A.12) bzw. (A.13) angegeben sind. Mit Hilfe der berechneten Matrix K_{ij} und der Definition des Residuums

$$\begin{pmatrix} \Delta t \\ \Delta A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{\text{meas}} \\ A_{\text{meas}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \frac{2\sqrt{(Y_{\text{Sender}} - Y(k-1))^2 + Z^2(k-1)}}{v} \\ A(k-1) \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

wird der Zustand des Kalman-Filters neu berechnet:

$$\begin{pmatrix} Y(k) \\ Z(k) \\ A(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y(k-1) \\ Z(k-1) \\ A(k-1) \end{pmatrix} + K_{ij}(k-1) \begin{pmatrix} \Delta t \\ \Delta A \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

Der neu berechnete Zustand des Kalman-Filters wird verwendet, um die nächste Vorhersage zu treffen. Für jeden Peak aus dem betrachteten A-Scan wird ein χ^2 -Wert berechnet. Dazu wird die Fehler-Matrix aus Glg. (6.6)

$$M_{nj} = (H_{mk}(k) P_{kl}^-(k) H_{jl}(k) + V_{mk}(k) R_{kl}(k) V_{jl}(k))^{-1} \quad (6.10)$$

verwendet und damit gemäß

$$\chi^2 = (\Delta t, \Delta A) \cdot M_{nj} \cdot \begin{pmatrix} \Delta t \\ \Delta A \end{pmatrix} \quad \text{mit } n, j = 1, 2 \quad (6.11)$$

der χ^2 -Wert berechnet. Der χ^2 -Wert beschreibt einen mit der Fehlerkovarianz-Matrix normierten Abstand zwischen der Vorhersage und dem betrachteten Peak im aktuellen A-Scan. Ist der χ^2 -Wert kleiner als ein konfigurierbarer Schwellwert, so wird der Peak als mit der Vorhersage vereinbar eingestuft und zur Aktualisierung des Zustandsvektors des Kalmanfilters verwendet.

6.2 Defektidentifikation

Nachdem in Kapitel 6.1 die konkrete Implementierung und die verwendeten Kalman-Filter Gleichungen beschrieben wurden, wird in diesem Kapitel die Güte dieses Verfahrens bezüglich der Defektidentifikation untersucht. Dazu wird in Kapitel 6.2.1 ein Ultraschall-Datensatz von B-Scans mit hohem Rausch-Anteil mittels Monte-Carlo Simulation erzeugt.

Dieser wird mit dem Kalman-Filter auf Defekte hin untersucht. Da in einer Monte-Carlo Simulation jeder Peak eindeutig einer Defektreflexion oder dem Rauschen zugeordnet werden kann, lassen sich so die vom Kalman-Filter gefundenen ALOK in Kapitel 6.2.2 bewerten.

Die kompletten Informationen aus dem Kalman-Filter werden zusammen mit der Information über den größten in den Ultraschalldaten vorkommenden Peak in Kapitel 6.2.3 dazu verwendet, die Verbesserung des SNR zu quantifizieren.

In Kapitel 6.2.4 wird dann noch auf die Auflösung des Zustandsvektors des Kalman-Filters im Fall dieser Monte-Carlo Simulation eingegangen. Dadurch gewinnt man die Größenordnung der Ungenauigkeit, die der Kalman-Filter hat, bei gleichzeitig vorhandenem Rauschen.

6.2.1 Monte-Carlo Simulation

Um die Performance des Kalman-Filters bewerten zu können, werden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. D.h. zur Simulation der B-Scans eines Bauteils mit oder ohne Defekt werden nicht die Simulationsverfahren aus Kapitel 3 angewendet, sondern die Daten werden analytisch berechnet und gezielt mit Rauschen versehen. Die mit diesem Verfahren simulierten Defekte sind stets Punktdefekte.

Ob bei einer Simulation die Daten für ein Bauteil mit oder ohne Defekt erzeugt werden sollen, wird zufällig bestimmt. Für Bauteile ohne Defekt werden pro A-Scan lediglich n Peaks mit einer bestimmten Amplitude verteilt (s. Abb. (6.2) unten). Damit wird die Identifikationsrate bestimmt, d.h. ob der Kalman-Filter bzw. die verwendeten MVA-Methoden diesen Fall trotzdem als IO (in Ordnung) diagnostizieren. Wird jedoch ein Defekt simuliert, so wird aus dessen zufällig bestimmter Position und Amplitude die ALOK berechnet. Dazu wird die dem Kalman-Filter zugrunde liegende analytische Formel eines Punktdefekts verwendet. Alle aus dieser Berechnung resultierenden Peaks werden mit der gleichen Rausch-Charakteristik versehen. Zusätzlich werden jedem A-Scan $n - 1$ Peaks Rauschen hinzugefügt (s. Abb. (6.2) oben). In allen Fällen wurde angenommen, dass die Amplitude der Peaks aufgrund von Rauschen einer Gauß-Verteilung mit Mittelwert $\bar{A} = 4$ Amplitudeneinheiten und Breite $\sigma = 1.5$ Amplitudeneinheiten folgen. Es wurden drei verschiedene Signalamplituden simuliert mit je $A_{\text{Signal}} = 6, 8, 10$ Amplitudeneinheiten. Die Amplitude der Peaks in Abhängigkeit von der Sender-Position folgt ebenfalls einer Verteilung mit Mittelwert

$$A_i = A_{\text{Signal}} \left(\frac{\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)} \right)^2 \quad (6.12)$$

und der gleichen Breite wie oben.

Jeder Peak ist eindeutig der ALOK oder dem Rauschen zugeordnet. Daraus lassen sich im folgenden Abschnitt die Vollständigkeit und die Reinheit der mit dem Kalman-Filter gefundenen ALOK definieren.

6.2.2 Güte des Kalman-Filters

Auf die Daten aus obiger Monte-Carlo Simulation wird der Kalman-Filter angewendet. Durch das oben beschriebene Verfahren lassen sich zwei Größen definieren. Dabei sei s die Zahl der vom Kalman-Filter gefundenen Peaks die tatsächlich zur durch den Defekt verursachten ALOK gehören und w die Anzahl aller Peaks, die der Kalman-Filter zur Bestimmung der ALOK ausgewählt hat, von denen er also annimmt, dass sie vom Defekt herrühren. Dann kann man als Maß der Reinheit der vom Kalman-Filter gefundenen ALOK definieren

$$R = \frac{s}{w}. \quad (6.13)$$

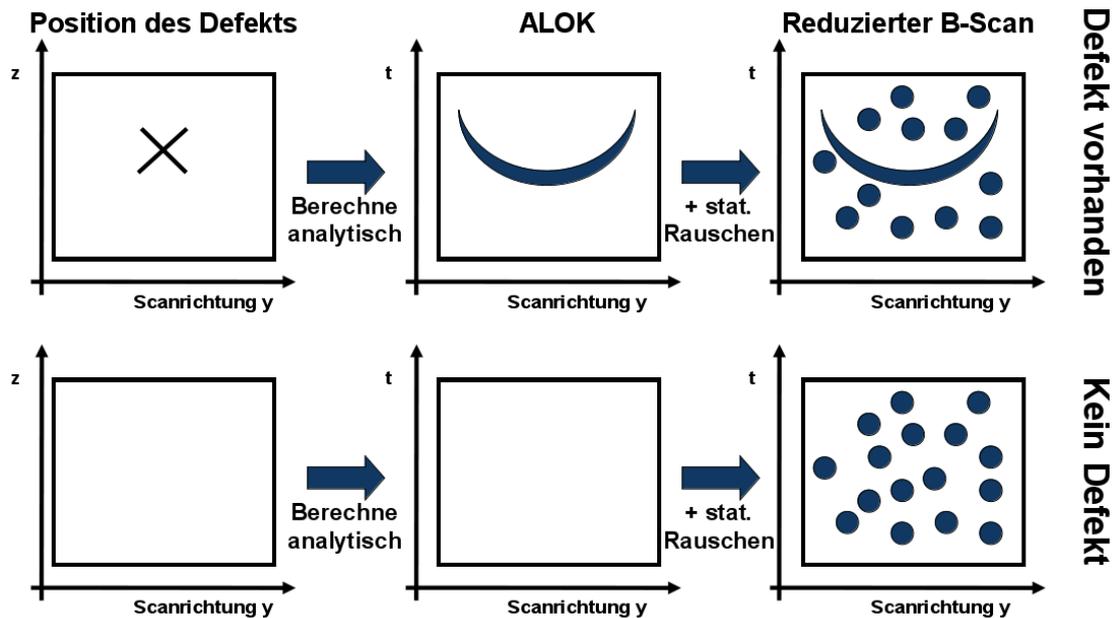


Abbildung 6.2: Vorgehen zur Monte-Carlo Simulation. Ist ein Defekt vorhanden, so wird dessen Position gewürfelt. Dabei werden nur Punktdefekte angenommen. Die zu einem solchen Punktdefekt gehörende ALOK wird analytisch berechnet und anschließend mit Rauschen versehen.

Die Vollständigkeit V lässt sich definieren als

$$V = \frac{s}{a}, \quad (6.14)$$

wobei a die Zahl aller Peaks ist, die zu der ALOK gehören. Beide Größen sind für die verschiedenen Amplituden in Abb. (6.3) aufgetragen. Die Reinheit der jeweils gefundenen ALOK ist in allen Fällen größer als 90 %, d.h. in der gefundenen ALOK finden sich nur wenige (1-2) Peaks, die nicht zur tatsächlichen ALOK gehören. Ein Fit, wie er für die Defektklassifikation konvexer, konkaver und flacher Defekte in Kapitel 6.3 benötigt wird, wird also nur wenig verfälscht.

Die Vollständigkeit dagegen ist umso besser, je größer die Amplitude des mit Monte-Carlo simulierten Defekts ist. Dies ist klar, da für kleines SNR die Peaks schnell im Rausch verschwinden. Auch hier gilt, dass die Aussagen, die aus der vom Kalman-Filter extrahierten ALOK bezüglich der Defektklassifikation und Parameter-Rekonstruktion gewonnen werden können, umso genauer sind, je größer die Amplitude ist.

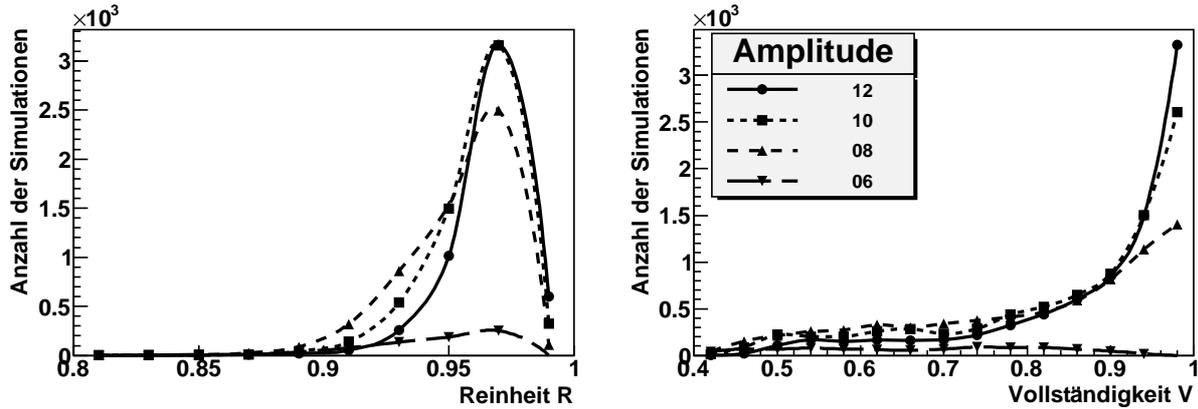


Abbildung 6.3: Links: Reinheit der gefundenen ALOK. Dabei entspricht der Wert der Kurve z.B. an der Stelle $R = 0.9$ die Anzahl der Simulationen, bei der eine Reinheit von 90% erreicht werden konnte. Rechts: Vollständigkeit der gefundenen ALOK.

6.2.3 Güte der Defektidentifikation mit Hilfe von Klassifikationsalgorithmen

Wie bereits in der Einleitung gesagt, ist die erste wichtige Funktion des Kalman-Filters, die Entscheidung zu verbessern, ob ein Defekt vorliegt oder nicht. In der Folge soll diese Verbesserung quantifiziert werden. Dazu wird im Normalfall das SNR bestimmt, in dem die Amplitude A_{Signal} des höchsten Peaks der ALOK und die höchste Amplitude $A_{Rauschen}$ des Rauschsignals zur Berechnung gemäß

$$\text{SNR} [dB] = 20 \log_{10} \frac{A_{Signal}}{A_{Rauschen}} \quad (6.15)$$

herangezogen wird. Dieses Verfahren wird auch auf die mit SAFT rekonstruierten Daten angewendet (siehe Kapitel 4.3).

In dem vorliegenden Fall der Defektidentifikation ist ein solches Verfahren nicht möglich; entweder liegt ein Defekt vor oder nicht. Um trotzdem eine Vergleichbarkeit herzustellen, werden mit Hilfe der Monte-Carlo Simulationen mehrere ALOK simuliert, die ein unterschiedliches SNR aufweisen.

Aus der oben (siehe Kapitel 6.2.1) beschriebenen Signal- und Rauschcharakteristik ergeben sich die in Abb. (6.4) dargestellten Verteilungen der maximalen Amplitude von Signal und Rauschen je Scan. Das SNR wird für jedes Signal gemäß Glg. (6.15) berechnet. Da die maximalen Amplituden von Signal und Rauschen einer Verteilung folgen, hat auch das SNR in den drei Fällen $A_{Signal} = 6, 8, 10$ Amplitudeneinheiten keinen festen Wert, sondern folgt ebenfalls einer Verteilung. Die Mittelwerte für die drei Fälle sind $\text{SNR}(\text{Fall1}) = 0.5 \text{ dB}$,

$\text{SNR}(\text{Fall2}) = 2.3 \text{ dB}$ und $\text{SNR}(\text{Fall3}) = 3.5 \text{ dB}$. Die Verteilungen und die dem Kalman-Filter entnommenen Größen sind in Abb. (6.4) dargestellt.

Zur Identifikation des Fehlers wird neben den Parametern (rekonstruierte Amplitude, w , χ^2) aus dem Kalman-Filter auch die maximale Amplitude im Scan herangezogen. Um all diese Parameter möglichst effektiv in die Entscheidung zwischen IO/NIO einzubeziehen, wurden die in Kapitel 2.5 beschriebenen Klassifikationsalgorithmen auf diese vier Merkmale angewendet und mit dem einfachen Verfahren eines Schwellwerts auf die maximale Amplitude verglichen. Die Defektidentifikation mit Hilfe des Schwellwertes stellt den einfachen Fall dar, in dem das SNR aus A_{Signal} und A_{Rauschen} berechnet werden kann und dient somit als Referenz. Die verwendeten Klassifikationsalgorithmen werden von einer frei erhältlichen und in das Programm ROOT eingebundenen Bibliothek [117] zur Verfügung gestellt.

Alle Klassifikatoren haben Einstellungen, so dass sie restriktiver oder weniger restriktiv sind. Ein einfaches Beispiel ist das Referenz-Verfahren eines Schwellwerts auf die Amplitude. Ein Bauteil wird als fehlerhaft eingestuft, wenn in den Ultraschall-Daten ein Peak mit einer Amplitude größer als der Schwellwert vorkommt. Senkt man diesen Schwellwert, so steigt die Identifikationsrate, da auch kleinere Amplituden als Defekt erkannt werden. Gleichzeitig steigt aber auch die Rate der Bauteile, die aufgrund des Rauschens fälschlicherweise als fehlerhaft eingestuft werden. Diese Rate nennt man Pseudo-Ausschuss. Der Wert von $1 - \text{Pseudo-Ausschuss}$ gegen die Identifikationsrate ist in Abb. (6.5) als sogenannte Receiver Operator Curve (ROC) dargestellt. Je weiter die Kurven die rechte obere Ecke erreichen desto besser ist die Trennung von IO/NIO, da dies eine hohe Identifikationsrate bei geringem Pseudo-Ausschuss bedeutet.

Daran erkennt man auch, dass in allen Fällen die Klassifikatoren besser sind, als die Entscheidung allein aufgrund der maximalen Amplitude. Untereinander gibt es kaum Unterschiede zwischen den einzelnen Klassifikatoren. Für den Fall eines mittleren SNR von 3.5 dB sind bei der gewählten Rauschcharakteristik keine weiteren Zusatzinformationen notwendig. Im Fall von 2.3 dB lassen sich 90% aller Defektteile identifizieren, ohne Pseudo-Ausschuss zu produzieren. Bei der Methode des Schwellwerts sind dies nur 75%. Der Schwellwert dient auch zur Quantifizierung der Verbesserung des SNR im Fall des Signals nahe des Rauschens ($\text{SNR}(\text{Fall1}) = 0.5 \text{ dB}$). Dazu wurde in Abb. (6.5) links eine weitere ROC hinzugefügt. Diese ergibt sich aus der Anwendung der Referenzmethode auf Monte-Carlo Simulationen mit mittlerer Amplitude von $A_{\text{Signal}} = 6,5 \text{ Amplitudeneinheiten}$, welche einem SNR von 1 dB entspricht. Diese ROC folgt dem Verlauf den den Klassifikatoren zugehörigen ROC, die auf die Monte-Carlo Simulationen mit $A_{\text{Signal}} = 6 \text{ Amplitudeneinheiten}$ angewendet wurden. D.h. es lässt sich für Signale nahe des Rauschens eine Verdoppelung des SNR auf 1 dB erreichen.

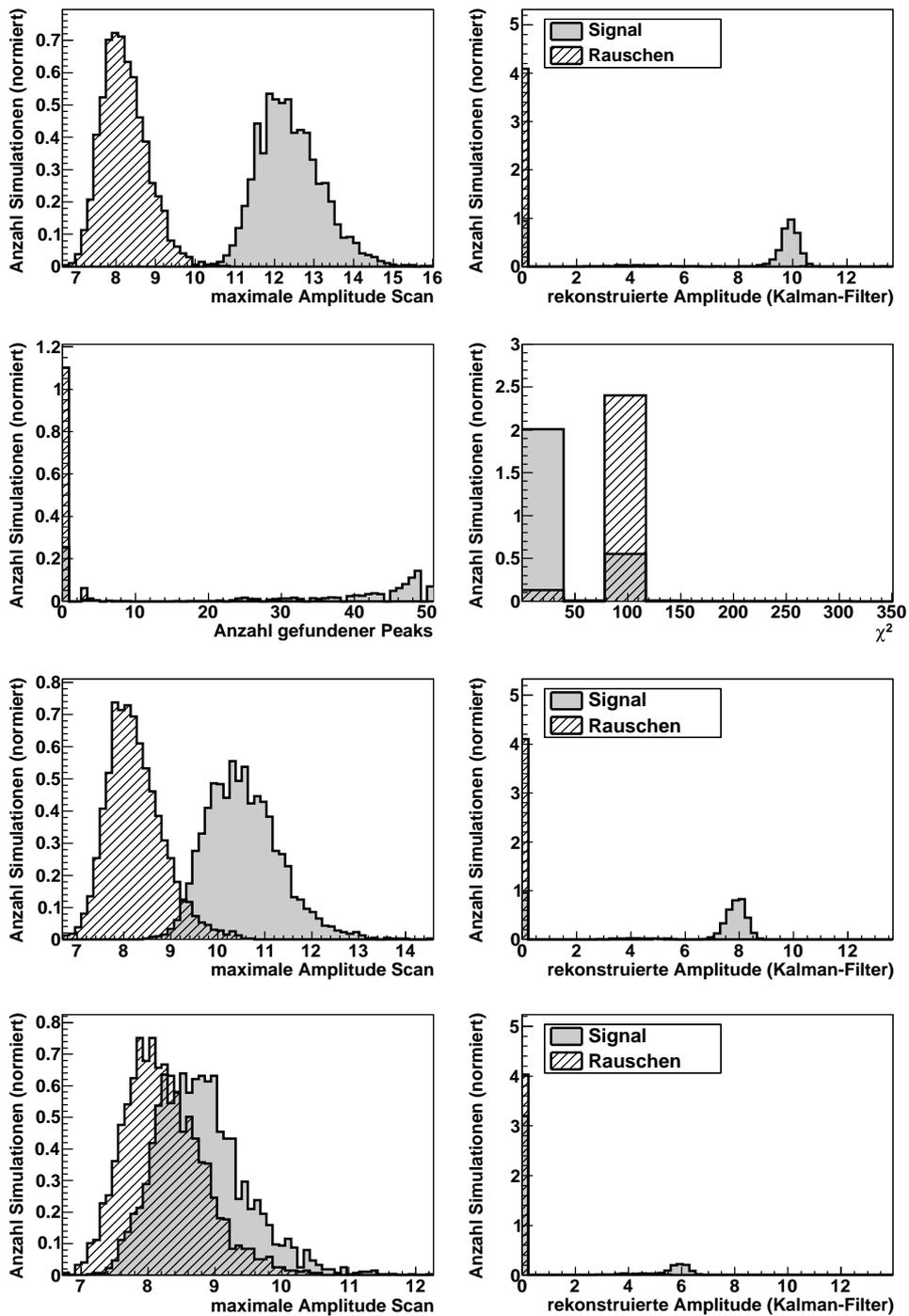


Abbildung 6.4: Obere Hälfte: Aufgetragen sind die vier Merkmale, die in die Klassifikationsalgorithmen eingehen; die maximale Amplitude im Scan (oben links), die vom Kalman-Filter rekonstruierte Amplitude (oben rechts), die Zahl der vom Kalman-Filter gefundenen Peaks (unten links) und den χ^2 -Wert (unten rechts). Untere Hälfte: Die maximale Amplitude pro Scan (links) und die vom Kalman-Filter rekonstruierte Amplitude (rechts) für eine Signalamplitude von $A=8$ (oben) und $A=6$ (unten).

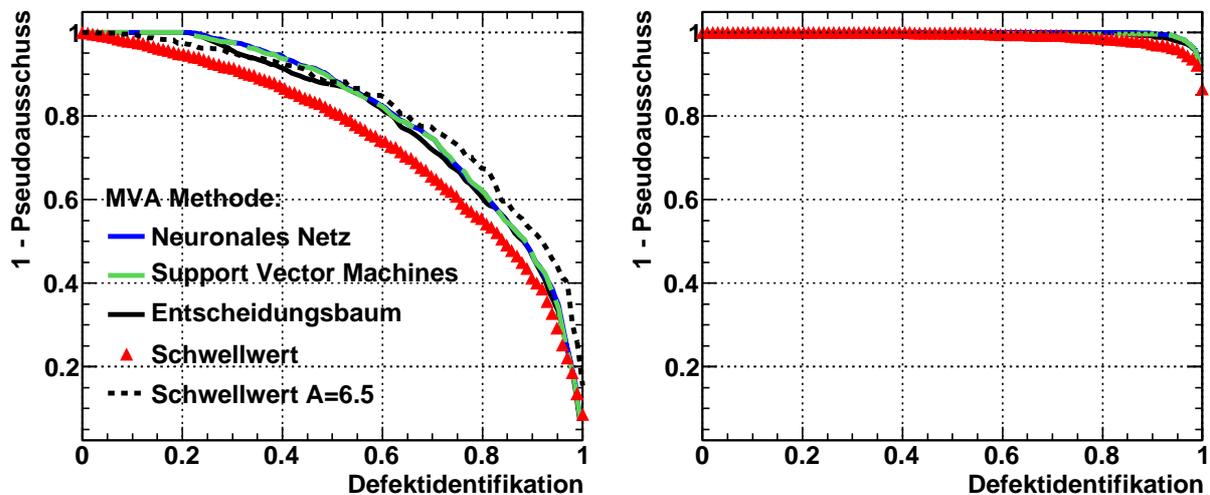


Abbildung 6.5: ROC für die Schwellwert-Methode und drei weitere Klassifikatoren. Links: Signalamplitude $A=6$, Zusätzlich eingetragen ist die ROC beruhend auf einem Schwellwert für die Signalamplitude $A=6.5$. Dies entspricht einem SNR von 1dB. Rechts: Signalamplitude $A=8$.

6.2.4 Auflösung der Defektparameter

Eine weitere wichtige Aussage, die sich aus der Monte-Carlo-Simulation ableiten lässt, ist die Auflösung der mittels des Kalman-Filters "rekonstruierten" Parameter Position und Amplitude. Diese sind in Abb. (6.6) abgebildet. Die Auflösung der Position beträgt etwa $20\mu\text{m}$ und die der Amplitude etwa eine Amplitudeneinheit, wobei das Rauschen auf die Peaks etwa 1.5 Einheiten entspricht.

Diese Aussagen aus dem Kalman-Filter gelten für die Daten, die die Monte-Carlo Simulation erzeugt hat.

Auf diese Weise kann die beste erreichbare Auflösung des Verfahrens bestimmt werden. Diese lässt sich mit den im folgenden Kapitel erreichten Auflösungen vergleichen, die bei der Rekonstruktion von Defekten erreicht werden, deren Ultraschalldaten mit dem Simulationsverfahren aus Kapitel 3 erzeugt werden.

6.3 Klassifizierung und Parameterrekonstruktion

Wird durch die Auswertung der Ultraschalldaten ein Defekt *identifiziert*, ist der nächste Schritt die Defektform zu *klassifizieren*. Dazu wird für die mit Hilfe des Kalman-Filters aus

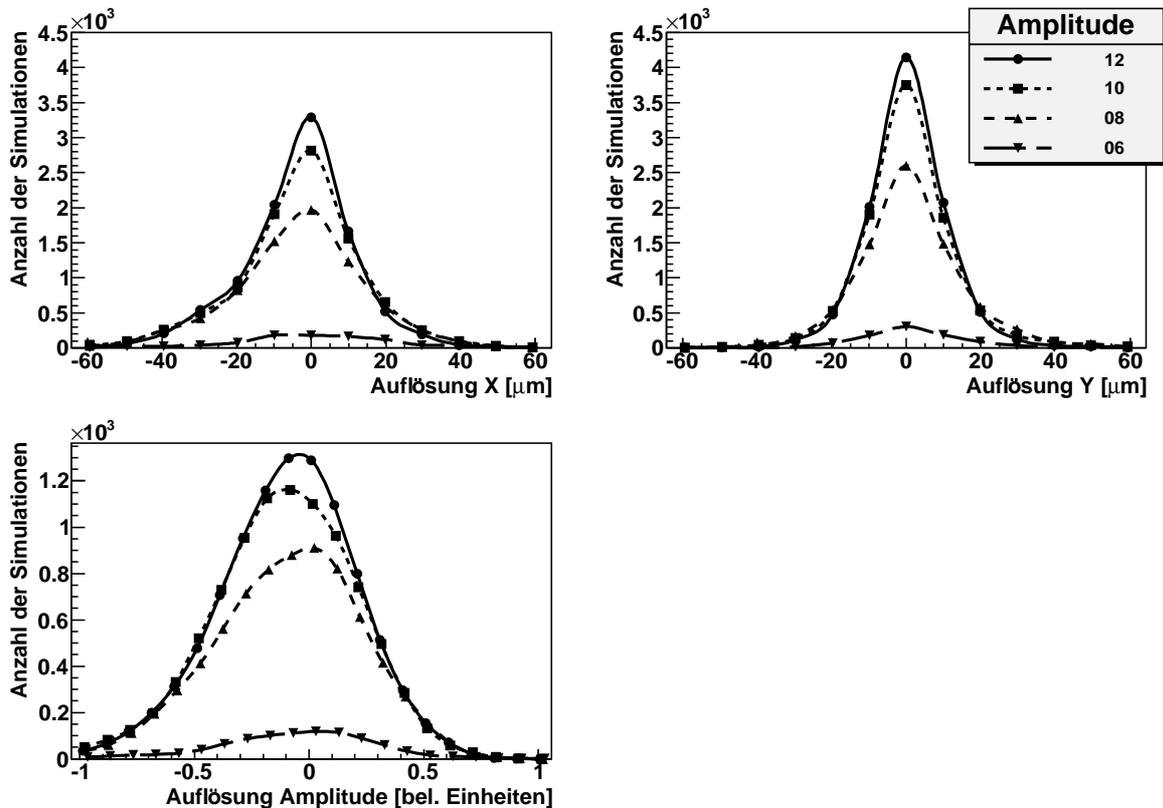


Abbildung 6.6: Auflösung der Position und der Amplitude des mit dem Kalman-Filter rekonstruierten Defekts. Auf der x-Achse ist jeweils die Differenz des simulierten Parameters und des rekonstruierten Parameters aufgetragen, auf der y-Achse ist die Zahl der Defekte aufgetragen, die eine bestimmte Abweichung des rekonstruierten Parameters vom simulierten Parameter hat.

den Ultraschalldaten gewonnene ALOK mit Hilfe des χ^2 -Kriteriums geprüft, welche der in Tab. (5.1) aufgeführten Funktionen am besten zur ALOK passt. Falls es sich aufgrund der am besten passenden Funktion um einen konvexen oder flachen Defekt handelt, wird zusätzlich der tiefenkorrigierte Parameter Γ verwendet, um gemäß Tab. (5.1) zwischen beiden Defektformen zu unterscheiden.

Mit Hilfe der nun bekannten Defektform können aus den Parametern der ALOK mit Hilfe der in Tab. (5.2) angegebenen Zusammenhänge, wie z.B. die Relation zwischen dem Integral über die AOK und der Defektgröße, die Parameter des Defekts ermittelt werden.

Um die Güte dieses Vorgehens beurteilen zu können, werden die Simulationsdaten aus Kapitel 5 verwendet und die Klassifikation, darauf angewendet. Es ergibt sich eine korrekte Klassifikation in 95% der betrachteten Fälle. Um die Genauigkeit der rekonstruierten Parameter zu bewerten, wurden die in den Abb. (6.7) und (6.8) gezeigten Histogramme erzeugt. Dazu

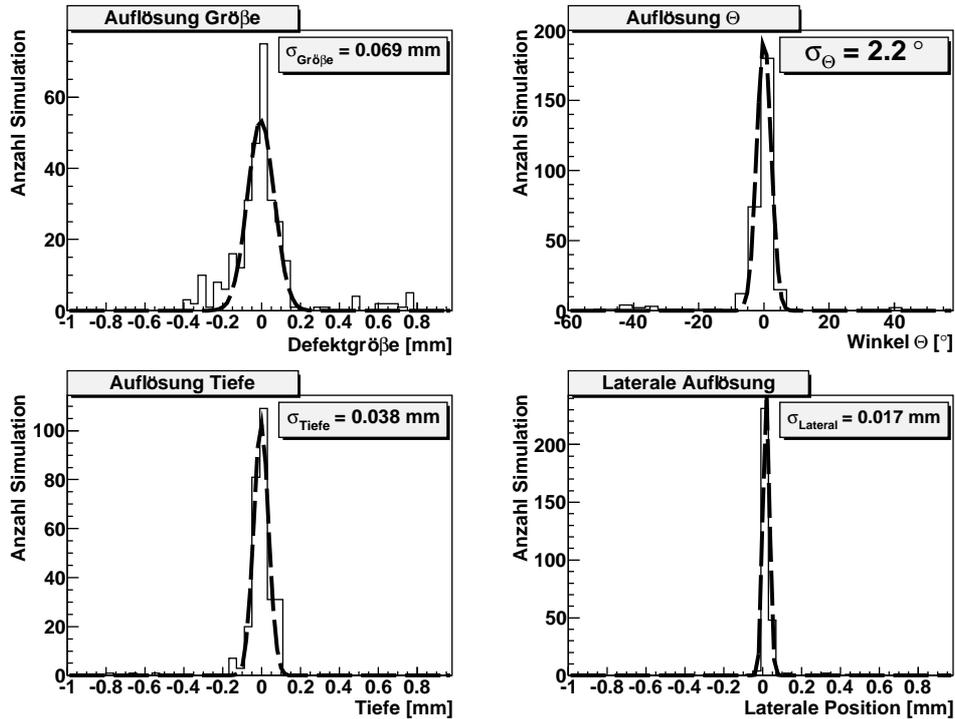


Abbildung 6.7: Auflösung rekonstruierte Parameter für flache, kreisförmige und ellipsoide Defekte

wird auf der x-Achse jeweils die Differenz des simulierten Parameters und des rekonstruierten Parameters aufgetragen, also z.B. die Differenz zwischen simulierter und rekonstruierter Defektgröße

$$\Delta r = r_{sim} - r_{rek}. \quad (6.16)$$

Die Differenz zwischen simulierten und rekonstruierten Parametern wird für alle Defekte bestimmt. Der Wert des Abschnitts, in den diese Differenz fällt, wird um eins erhöht, so dass die y-Achse die Zahl der Defekte beschreibt, die eine bestimmte Abweichung des rekonstruierten Parameters vom simulierten Parameter hat. Ein Fit des so entstandenen Histogramms mit einer Gauß-Funktion ergibt die Varianz als Maß für die Genauigkeit, mit der dieser Parameter rekonstruiert wird. Zur Bestimmung der Genauigkeit wurden die in Kapitel 5 untersuchten Beispiele verwendet, in denen z. B. Defektgrößen von $r_y = 100 \mu m$ bis $r_y = 1 mm$ betrachtet wurden.

Die Genauigkeit (1σ) der Defektparameter Größe und Lage für kreisförmige, ellipsoide und flache gedrehte Defekte aus Kapitel 5 ist in der Abb. (6.7) dargestellt. Die Varianz als Maß für die Genauigkeit der Rekonstruktion der Größe beträgt also $70 \mu m$, die Varianz des Winkels der Stirnfläche $2,2^\circ$. Die Position wird ebenfalls sehr genau aufgelöst; die Varianz der

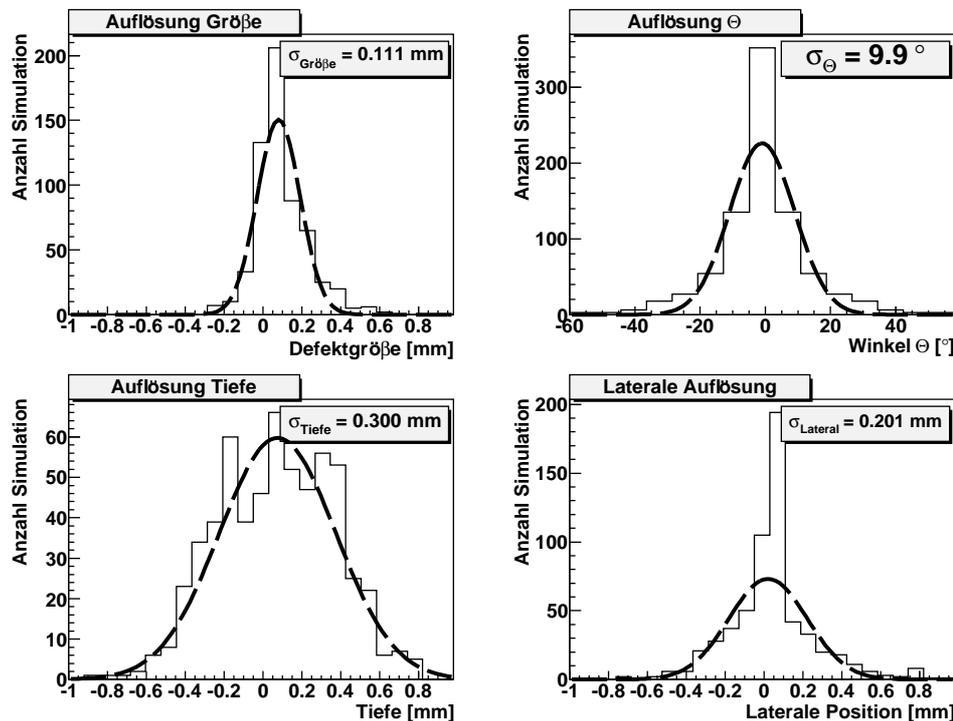


Abbildung 6.8: Auflösung rekonstruierte Parameter eines "rauen Risses"

lateralen Position beträgt $20 \mu\text{m}$ und die der Tiefe $40 \mu\text{m}$.

Man beachte dabei, dass die Wellenlänge in dieser Prüfsituation $400 \mu\text{m}$ beträgt und dass in die Genauigkeit der Defektgröße auch die Größe der gedrehten Stirnfläche des flachen Defekts eingeht. Zusätzlich gehen Fehler des linearen Fits und der Fehlerklassifikation ein. Allerdings sind die Simulationsdaten aus Kapitel 5 nicht mit Rauschen versehen, welches zu einer größeren Ungenauigkeit führt.

Zum weiteren Vergleich wurden die Daten der Simulation eines rauen zwei-dimensionalen Risses mit dem gleichen Verfahren ausgewertet. Die Varianzen der Rekonstruktion der Parameter sind in Abb. (6.8) dargestellt. Die Varianz der lateralen Position beträgt hier $200 \mu\text{m}$, die der Tiefe $300 \mu\text{m}$ und die der Lage 10° . Allerdings wird der Fehler überschätzt, da die Tiefe wegen der "Rauhigkeit" tatsächlich variiert. Gleiches gilt für den effektiven Drehwinkel. Die Größe des Defekts dagegen wird beinahe ebenso gut wie im obigen Fall der Defekte mit glatten Oberflächen bestimmt und zwar mit einer Genauigkeit von $\sigma_{\text{Größe}} = 110 \mu\text{m}$. Dieser Fall kann auch als Referenz für mit Rauschen versehene Daten gelten, da die ALOK unregelmäßiger ist, als die von Defekten mit glatter Oberfläche; eine solche Unregelmäßigkeit kann auch durch Rauschen entstehen.

Es lassen sich also gute Auflösungen von Ort, Größe und Lage des Defekts erreichen. Zusätz-

lich hat dieses Verfahren einen großen Vorteil im industriellen Umfeld, da eine automatische Defektidentifikation mit einer Defektklassifikation verknüpft wird. Daraus lassen sich im Serienanlauf Hinweise auf mögliche Prozessprobleme erkennen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zu den Methoden der zerstörungsfreie Prüfung gehört der große Zweig der Ultraschallprüfung, mit der im Volumen verschiedenster Bauteile nach Defekten gesucht werden kann. Neben der klassischen Ultraschallprüfung mit einzelnen Prüfköpfen werden Bauteile immer häufiger mit Hilfe von Phased-Arrays oder Prüfrobotern, die das Bauteil abscannen, untersucht, so dass Defekte besser lokalisiert werden können.

Neben der Standard-Darstellung, also den A-/B- und C-Scans werden auch bildgebende Verfahren eingesetzt. Zu deren wichtigsten Vertretern gehört der Rekonstruktionsalgorithmus SAFT. Damit wird im Prinzip der erste Schritt von der reinen Defektdetektion (d.h. ob in einem Bauteil ein Defekt vorhanden ist oder nicht) zur Defektklassifizierung bezüglich Form, Lage und Größe des Defekts gemacht. Sofern eine Klassifizierung notwendig ist, wird diese typischerweise durch Auswertung des von SAFT gelieferten Bildes vorgenommen. Soll diese Auswertung automatisiert erfolgen, benötigt man zusätzliche Bilderkennungsalgorithmen.

In dieser Arbeit wurde über dieses konkrete Verfahren hinausgegangen, indem ein Rekonstruktionsverfahren in Form eines allgemeinen Vorgehens entwickelt und anhand einer konkreten Prüfsituation demonstriert wurde. Das Verfahren beschreibt, wie man zu einem konkreten Bauteil auf ALOK basierende Gleichungen und Merkmale finden kann, mit Hilfe derer Defekte in diesem Bauteil automatisch einer Defektklasse zugeordnet und wesentliche Defektparameter wie Größe, Position und Lage eines Defekts automatisch bestimmt werden können. Bei diesem Vorgehen wurden Defekte nach der Form ihrer reflektierenden Oberfläche (konvex, eben/flach, konkav) zu Klassen zusammengefasst (siehe Kapitel 5). Die Informationen, die es erlauben, Defekte den entsprechenden Klassen zuzuordnen, beruhen auf den ALOK. Diese werden mit Hilfe des Kalman-Filters (siehe Kapitel 6) aus den Ultraschall-Daten gewonnen. In der Arbeit wurde gezeigt, dass man einige Defektparameter wie z.B. die Position und Größe des Defekts bereits ohne Kenntnis der Form der Oberfläche schon relativ robust automatisiert aus der ALOK bestimmen kann, dass man aber die Defektparameter

bei Kenntnis der Form mit deutlich größerer Genauigkeit ermitteln kann.

Zum Entwickeln und Testen eines Rekonstruktionsverfahrens eignen sich zum einen effiziente und exakte Simulationsverfahren für komplexe Bauteil-Geometrien und Defektformen, um eine große Datenbasis für die Auswertung zur Verfügung stellen zu können. Zum anderen benötigt man eine flexible Schnittstelle zu Rekonstruktionsalgorithmen, die es erlaubt, ggf. unterschiedliche Rekonstruktionsverfahren anzubinden, diesen einen Zugriff auf die von der Simulation gelieferten Ultraschalldaten zu ermöglichen und ihnen dieselben Informationen über die Prüfsituation zur Verfügung zu stellen, wie der Simulation. Dadurch können Simulation und Rekonstruktion auf eine gemeinsame Definition des Prüfkörpers zurückgreifen und es wird eine Möglichkeit geschaffen, die Ergebnisse unterschiedlicher Rekonstruktionsalgorithmen miteinander zu vergleichen. Diese Schnittstelle wurde hier implementiert.

Im Folgenden werden die wesentlichen Aspekte und Neuerungen dieser Software noch einmal zusammengefasst. Im Anschluss daran wird kurz das Vorgehen bei der Auswertung der simulierten Ultraschalldaten geschildert und eine Zusammenfassung des in dieser Arbeit entwickelten Rekonstruktionsverfahrens gegeben, das die automatisierte Defekt-Erkennung und -Klassifikation beinhaltet.

Simulations- und Rekonstruktions-Software

Diese Software integriert Simulation und Rekonstruktion wie oben unter den Anforderungen beschrieben. Die Definition der Prüfsituation erfolgt in einem eigenen Modul, auf das beide Seiten zugreifen können. Dieses Modul erlaubt die Beschreibung beliebig komplexer Bauteil-Geometrien und Defekte. Die Schnittstelle zwischen Simulation und Rekonstruktion umfasst auch eine Datenstruktur für die Ultraschalldaten. Diese Datenstruktur kann sowohl mit simulierten als auch mit experimentellen Ultraschalldaten gefüllt werden. Diese Ultraschalldaten können Rohdaten sein, oder bereits mit den in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Vorverarbeitungsalgorithmen gefiltert worden sein. Dies erlaubt das Entwickeln und Testen der Datenvorverarbeitung und der Rekonstruktionsverfahren, da mit Hilfe synthetischer Daten die Einflüsse unterschiedlicher Effekte wie z.B. das Auftreten unterschiedlicher Reflexe in den Ultraschalldaten aufgrund von Modenkonzersion oder dem Einfluss von Rauschen gezielt untersucht werden kann.

Neben dem neu entwickelten Rekonstruktionsverfahren auf Basis des Kalman-Filters wurden in Kapitel 4 auch andere Rekonstruktionsverfahren vorgestellt, von denen das bekannteste, nämlich SAFT, auch im Rahmen dieses Softwarepakets implementiert wurde. Dabei wurde eine Implementierung geschaffen, die eine SAFT-Rekonstruktion auch für beliebig komplexe und inhomogene Prüfkörper ermöglicht.

Zur Simulation wurde u.a. EFIT verwendet, da dieses Verfahren in der Lage ist, die gesamten

Wellenphänomene abzubilden. Insbesondere wurde die Bestimmung der Randbedingungen für die EFIT-Simulationen in 3D auf Basis der Geometriedefinition erstmals konkret beschrieben und so automatisiert, dass beliebige Bauteil-Geometrien und Defektformen mit EFIT simuliert werden konnten. Keine der in dieser Arbeit mit diesen Randbedingungen durchgeführten Simulationen zeigte Instabilitäten an den Rändern des Simulationsgebiets. Die Implementierung des Algorithmus wurde in mehreren Schritten mit anderen Simulationsmethoden und experimentellen Daten validiert.

Um eine größere Zahl von 3D-Simulationen durchführen zu können, ist dieser Algorithmus jedoch nicht geeignet, da das Simulationsgebiet schnell mehrere Millionen Zellen umfasst. Um daher die 3D-Simulation zu beschleunigen, aber auf der anderen Seite die Vorteile von EFIT bei der Simulation beliebiger Defektformen beizubehalten, wurde in dieser Arbeit ein Hybrid-Verfahren entwickelt. Dabei wird die Wellenausbreitung von der Prüfkopfoberfläche in das Bauteil mit dem Generalisierten Punktquellen Synthese-Verfahren simuliert. Lediglich in einer kleinen Umgebung um den Defekt wird das rechenintensivere Verfahren EFIT benutzt. Durch die Ausnutzung des Auldschen Theorems müssen beide Simulationsschritte jeweils nur einmal durchgeführt werden; eine Rückpropagation des Ultraschalls ist nicht notwendig. Auch dieses Verfahren wurde in mehreren Schritten validiert (siehe Kapitel 3.5) und man erreicht wegen der Reduktion des mit EFIT zu simulierenden Gebiets für kleine Bauteile eine Beschleunigung um einen Faktor 10. Die Simulation in größeren Bauteilen wird dadurch erst möglich gemacht.

Erzeugung und Auswertung der Simulationsdaten

Diese Simulationsmethode wurde dann angewendet, um für eine konkrete Prüfsituation eine umfangreiche Datenbasis von simulierten 2D Ultraschall-Daten zu den in Kapitel 5 definierten Defekten zu erzeugen. Das Rekonstruktionsverfahren wurde auf Basis dieser 2D-Daten entwickelt und anschließend mit 3D Simulationen und experimentellen Daten geprüft und validiert. Der Prüfkörper und die Anordnung der Sender/Empfänger waren in allen Simulationen identisch. Lediglich die simulierten Defekte variierten in der Form ihrer dem Sender zugewandten Oberfläche (konvex, eben/flach, konkav), ihrer Größe, Tiefe, Lage und Rauigkeit. Dabei wurden die Defekte nach der Form ihrer dem Sender zugewandten Oberfläche in 3 Klassen eingeteilt (siehe Kapitel 5), da abhängig von dieser Form ein unterschiedliches Reflexionsverhalten und damit ALOK mit verschiedenen Charakteristiken zu erwarten waren.

Bei dem entwickelten Rekonstruktionsverfahren handelt es sich um ein zweistufiges Verfahren. In der ersten Stufe wird geprüft, ob ein Defekt vorliegt und die zugehörige ALOK zurückgeliefert, in der zweiten Stufe werden aus dieser ALOK dann die Defektparameter

bestimmt. Dabei enthalten die ALOK die rückgestreute Information über den Defekt für einen Wellentyp (z.B. eine einfallende longitudinale Welle und eine rückgestreute longitudinale Welle). Die Defektidentifikation und Extraktion der ALOK geschieht mit Hilfe des Kalman-Filters (siehe Kapitel 6). Der Kalman-Filter, der auch in anderen Bereichen zur Mustererkennung eingesetzt wird, kann hier die Muster der ALOK in den Ultraschall-Daten erkennen, sofern diesen Mustern eine bestimmte Gesetzmäßigkeit zugrunde liegt. Diese Gesetzmäßigkeiten, d.h. die Gleichungen des Kalman-Filters für diesen Prüffall, in dem der Sender in einer Dimension klein gegenüber der Wellenlänge ist und daher eine Zylinderwelle aussendet, wurden in Anhang A hergeleitet. Der Kalman-Filter ist insbesondere auch imstande, nahe beieinander liegende Defekte voneinander zu trennen. Dieses Verfahren wurde zunächst bezüglich der Performance mit Hilfe von MVA bei der Defektidentifikation getestet, da sich aus dem Kalman-Filter mehrere Merkmale ergeben, die zur Defektidentifikation beitragen können, so dass das Gesamtergebnis der Defektidentifikation mit Hilfe der MVA besser ist, als die Anwendung eines einfachen Schwellwerts auf z.B. den χ^2 -Wert. Es konnte gezeigt werden, dass durch dieses Verfahren auch bei niedrigen SNR eine Verbesserung der Detektions-Rate möglich ist.

Die vom Kalman-Filter aus den Ultraschalldaten extrahierten ALOK wurden dann für die Stufe 2 auf einfache und robuste Eigenschaften hin untersucht, um die simulierten Defekt-Parameter wie die Form etc. aus den ALOK zu bestimmen. Dabei spielt die Bestimmung der Form der Defektoberfläche insofern eine Rolle, als dass die konkreten Gleichungen zur Bestimmung der meisten Defekt-Parameter aus den Parametern der ALOK von der Form abhängt. Außerdem kann die Form relevant für eine adaptive Prozesskontrolle der Produktionsprozesse sein. Zur Identifikation der Form der Defektoberfläche wurden in dieser Arbeit verschiedene parametrisierbare Fit-Funktionen identifiziert. Die am besten zur ALOK eines Defekts passende Fit-Funktion und ggf. weitere Parameter dieser Funktion erlauben es, den Defekt der passenden Defektklasse zuzuordnen (s. Tab. (5.1)). Kennt man die Defektklasse, können die anderen Defektparameter mithilfe der Gleichungen aus Tab. (5.2) zuverlässig und mit großer Genauigkeit bestimmt werden.

Die in den Tabellen (5.1) und (5.2) aufgeführten Parameter wurden aus den ALOK bzw. den zugehörigen Fit-Funktionen extrahiert. Die in Tab. (5.2) angegebenen Gleichungen konnten durch Auswertung der ALOK sehr vieler Defekte einer Defektklasse hergeleitet werden. Um die Güte des entwickelten zweistufigen Verfahrens zu bewerten, wurden die Defektparameter mit Hilfe des oben beschriebenen Rekonstruktionsverfahrens aus den mithilfe des Kalman-Filters extrahierten ALOK bestimmt und mit den tatsächlichen Daten des jeweils simulierten Defekts verglichen. Eine statistische Auswertung lieferte folgende Ergebnisse: Eine korrekte Klassifikation der Form der Oberfläche konnte in 95% der Fälle erreicht werden. Die anderen

Defektparameter wie Größe, Tiefe, Position und Lage konnten mit der folgenden Varianz als Maß für die Genauigkeit bestimmt werden: Größe $\sigma_r = 110 \mu m$, Tiefe $\sigma_z = 40 \mu m$, laterale Position $\sigma_y = 200 \mu m$ und Lage $\sigma_\theta = 10^\circ$.

Ausblick

Zum Abschluss werden hier zwei Vorschläge diskutiert, wie die gewonnen Erkenntnisse geeignet erweitert werden könnten. Dabei sind zwei Bereiche wichtig.

Erstens können die Klassifikationsergebnisse und die Auflösung der Defektparameter noch verbessert werden. Dazu ist ein nächster logischer Schritt, die Aussage aus der Klassifikation mit einer SAFT-Rekonstruktion zu verifizieren. Die Idee dabei ist, die Kantenverläufe innerhalb des SAFT-Bildes dahingehend zu überprüfen, ob dort auch die klassifizierte Defekt-Geometrie liegt. Außerdem kann die Datenbasis mit Hilfe weiterer Wellenphänomene erweitert werden. Zum Beispiel ist die Umwandlung einer auf einen Defekt auftreffenden longitudinalen Welle in eine transversale Welle auch abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit des Defekts. Außerdem lassen sich transversale Wellen aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeit einfach von longitudinalen Wellen trennen, so dass auch auf diese Reflexe in den Ultraschall-Daten ein zweiter Kalman-Filter angewendet werden könnte.

Der zweite wichtige Bereich ist Verbesserung der Klassifikationsmerkmale an sich, um die Auflösung noch weiter zu verbessern. Dazu müssten Simulationen in 3D zu der gewünschten Prüfsituation durchgeführt werden. Um dies zu erreichen, könnte ein Zwischenschritt die weitere Beschleunigung der gekoppelten Simulation durch eine Parallelisierung von EFIT sein.

Anhang A

Kalman-Filter

A.1 Linearisierung des Prozesses

Die Gleichungen des erweiterten Kalman-Filters lauten (siehe Kapitel 2.4):

- **Anfangszustand**

Der Anfangszustand ist durch \hat{x}_0 und P_0 gegeben.

- **Vorhersage**

$$\begin{aligned}\hat{x}^-(k) &= f(\hat{x}(k-1), u(k-1), 0) \\ P^-(k) &= A(k)P(k-1)A(k)^T + W(k)Q(k-1)W(k)^T\end{aligned}\tag{A.1}$$

- **Aktualisierung**

$$\begin{aligned}K(k) &= P^-(k)H(k)^T (H(k)P^-(k)H(k)^T + V(k)R(k)V(k)^T)^{-1} \\ \hat{x}(k) &= \hat{x}^-(k) + K(k)(z(k) - h(\hat{x}^-(k), 0)) \\ P(k) &= (\mathbb{I} - K(k)H(k))P^-(k)\end{aligned}$$

mit den Jakobi-Matrizen

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(\hat{x}(k-1), u(k-1), 0)\tag{A.2}$$

$$W_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial w_j}(\hat{x}(k-1), u(k-1), 0)\tag{A.3}$$

$$H_{ij} = \frac{\partial h_i}{\partial x_j}(\tilde{x}(k), 0) \quad (\text{A.4})$$

$$V_{ij} = \frac{\partial h_i}{\partial v_j}(\tilde{x}(k), 0). \quad (\text{A.5})$$

Die Funktion f zur Vorhersage ist gegeben durch:

$$f = \begin{pmatrix} Y(k) \\ Z(k) \\ A(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y(k-1) \\ Z(k-1) \\ A(k-1) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} w_{Y,(k-1)} \\ w_{Z,(k-1)} \\ w_{A,(k-1)} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Die zugehörige Jakobi-Matrix A ist die Einheitsmatrix, da

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial Y} & \frac{\partial f_1}{\partial Z} & \frac{\partial f_1}{\partial A} \\ \frac{\partial f_2}{\partial Y} & \frac{\partial f_2}{\partial Z} & \frac{\partial f_2}{\partial A} \\ \frac{\partial f_3}{\partial Y} & \frac{\partial f_3}{\partial Z} & \frac{\partial f_3}{\partial A} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Die Funktion h (Messung) ist in diesem Beispiel gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} t_{\text{Pre}} \\ A_{\text{Pre}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2\sqrt{(Y_{\text{Sender}}-Y(k-1))^2+Z(k-1)^2}}{v} \\ A(k-1) \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Zur Linearisierung dieser Funktion benötigt man wiederum die Jakobi-Matrix H . Diese berechnet sich zu:

$$\begin{bmatrix} 2 \frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{v\sqrt{(Y_{\text{Sender}}-Y(k-1))^2+Z(k-1)^2}} & 2 \frac{Z(k-1)}{v\sqrt{(Y_{\text{Sender}}-Y(k-1))^2+Z(k-1)^2}} & 0 \\ H_{21} & H_{22} & \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.9})$$

wobei die Größen H_{21} und H_{22} wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right)^2 \\ &= 2 \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}}-Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned}
&= 2 \left(\frac{\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \left(\frac{-\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan^2\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} + \frac{\cos(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \frac{\partial}{\partial Y} \left(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right) \right) \\
&= 2 \left(\frac{\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \left(\frac{-\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan^2\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} + \frac{\cos(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)} \right) \\
&= 2 \left(\frac{\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \left(\frac{-\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan^2\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} + \frac{\cos(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)^2} \cdot \left(\frac{-1}{Z} \right) \tag{A.11}
\end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned}
H_{21} &= 2 \left(\frac{\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \left(\frac{-\sin(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan^2\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} + \frac{\cos(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right))}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)} \right) \\
&\cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)^2} \cdot \left(\frac{-1}{Z} \right) \tag{A.12}
\end{aligned}$$

sowie analog

$$\begin{aligned}
H_{22} &= 2 \left(\frac{\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right) \\
&\cdot \left(\frac{-\sin(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan^2(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} + \frac{\cos(\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}))}{\arctan(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)})} \right) \\
&\cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)}\right)^2} \cdot \left(-\frac{Y_{\text{Sender}} - Y(k-1)}{Z(k-1)^2} \right)
\end{aligned} \tag{A.13}$$

Damit sind die zwei relevanten Matrizen A_{ij} und H_{ij} berechnet. Als Fehlermatrizen werden jeweils Diagonalmatrizen angenommen. Die Fehler sind also untereinander unabhängig voneinander, d.h. der Fehler auf Y hängt nicht von dem Fehler auf Z und A ab. Als W_{ij} (Prozessrauschen) wird

$$[WQW^T]_{ij} = \begin{bmatrix} (250\mu\text{m})^2 & 0 & 0 \\ 0 & (250\mu\text{m})^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{A.14}$$

gesetzt. Die konkreten Wert wurde empirisch so gesetzt und beschreiben den minimale Fehler auf den Zustandsvektor $(Y, Z, A)^T$. Dadurch werden auch ALOK gefunden, die nicht exakt obiger Gleichung entsprechen. Diese werden dann mit den erwarteten Mustern gefittet und mit dem χ^2 -Test auf die beste Übereinstimmung getestet.

Für V_{ij} werden die erwarteten Mess-Fehler verwendet. Als Fehler auf die Laufzeit-Messung wird die Länge des Ultraschall-Pulses Δt_{Puls} angenommen, als Fehler auf die Amplituden-Messung wird das mittlere Rauschsignal A_{Rauschen} verwendet

$$[VRV^T]_{ij} = \begin{bmatrix} (\Delta t_{\text{Puls}})^2 & 0 \\ 0 & A_{\text{Rauschen}}^2 \end{bmatrix} \tag{A.15}$$

A.2 Berechnung des Anfangszustands

Um den Kalman-Filter anzuwenden, muss ein Anfangszustand vorliegen. Dieser Anfangszustand $(Y_0, Z_0, A_0)^T$ kann aus zwei gefundenen Peaks, die oberhalb des Rauschens liegen berechnet werden. Aus dieser Rechnung ergibt sich auch der Fehler auf den Anfangszustand. Entgegen der Konvention in dieser Arbeit bezeichnen $_1$ und $_2$ die zwei verschiedenen Peaks. Alle vorkommenden Variablen in diesem Abschnitt sind skalare Größen.

Der Abstand des möglichen Defekts ergibt sich aus der einfachen Formel:

$$d_i = 0.5t_i v = \sqrt{(Y_i - Y)^2 + Z^2} \quad (\text{A.16})$$

und damit folgt:

$$Y_0 = 0.5(Y_2 + Y_1) - 0.5 \frac{d_2^2 - d_1^2}{Y_2 - Y_1}. \quad (\text{A.17})$$

Aus obiger Rechnung ergibt sich dann:

$$Z_0 = \sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2} \quad (\text{A.18})$$

Für die Amplitude am Empfänger gilt:

$$A_i = A \frac{\sin(\alpha_i)}{\alpha_i} \quad \Rightarrow \quad A(A_i) = A_i \frac{\alpha_i}{\sin(\alpha_i)} \quad (\text{A.19})$$

Zur Berechnung der Amplitude A ergibt sich mit Hilfe der berechneten Größen Y und Z

$$A_0 = 0.5(A(A_1) + A(A_2)) = 0.5 \left(A_1 \frac{\alpha_1}{\sin(\alpha_1)} + A_2 \frac{\alpha_2}{\sin(\alpha_2)} \right), \quad (\text{A.20})$$

wobei

$$\alpha_i = \arctan \frac{Y_i - Y}{Z} \quad (\text{A.21})$$

ist. Der Fehler auf den Anfangszustand ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} \Delta Y^2 &= \left(\frac{\partial Y}{\partial Y_1} \Delta Y_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial Y_2} \Delta Y_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial t_1} \Delta t_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial t_2} \Delta t_2 \right)^2 \\ &= 0.5 \left(1 + \left(\frac{d_2^2 - d_1^2}{(Y_2 - Y_1)^2} \right)^2 \right) (\Delta Y_1^2 + \Delta Y_2^2) \\ &\quad + 0.5 \left(\frac{d_1 v}{Y_2 - Y_1} \right)^2 \Delta t_1^2 + 0.5 \left(\frac{d_2 v}{Y_2 - Y_1} \right)^2 \Delta t_2^2 \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Mit dem berechneten Fehler ΔY kann man mittels Fehlerfortpflanzung den Fehler auf Z berechnen:

$$\begin{aligned} \Delta Z^2 &= \left(\frac{\partial Z}{\partial Y_1} \Delta Y_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial t_1} \Delta t_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial Y} \Delta Y \right)^2 \\ &= \left(\frac{1}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} 2(Y_1 - Y) \right)^2 \Delta Y_1^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{1}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} d_1 v \right)^2 \Delta t_1^2 \\
& + \left(\frac{1}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} 2(Y_1 - Y) \right)^2 \Delta Y^2 \\
& = \left(\frac{2(Y_1 - Y)}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} \right)^2 (\Delta Y_1^2 + \Delta Y^2) + \left(\frac{d_1 v}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} \right)^2 \Delta t_1^2 \quad (\text{A.23})
\end{aligned}$$

Zur Berechnung des Fehlers auf den Amplitudenstartwert wird ein Zwischenschritt gemacht, in dem erst der Fehler $\Delta\alpha_i$ berechnet wird. Dazu benötigt man die Ableitung

$$\frac{\partial}{\partial z} \arctan(z) = \frac{1}{1 + z^2}, \quad (\text{A.24})$$

so dass sich der Fehler $\Delta\alpha_i$ ergibt:

$$\begin{aligned}
\Delta\alpha_i^2 & = \left(\frac{\partial\alpha_i}{\partial Y_i} \right)^2 \Delta Y_i^2 + \left(\frac{\partial\alpha_i}{\partial Y} \right)^2 \Delta Y^2 + \left(\frac{\partial\alpha_i}{\partial Z} \right)^2 \Delta Z^2 \\
& = \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \frac{\partial}{\partial Y_i} \left(\frac{Y_i - Y}{Z} \right) \right)^2 \Delta Y_i^2 \\
& + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{Y_i - Y}{Z} \right) \right)^2 \Delta Y^2 \\
& + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{Y_i - Y}{Z} \right) \right)^2 \Delta Z^2 \\
& = \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(\frac{1}{Z} \right) \right)^2 \Delta Y_i^2 \\
& + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(\frac{-1}{Z} \right) \right)^2 \Delta Y^2 \\
& + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(-\frac{Y_i - Y}{Z^2} \right) \right)^2 \Delta Z^2 \\
& = \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(\frac{1}{Z} \right) \right)^2 (\Delta Y_i^2 + \Delta Y^2) + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(-\frac{Y_i - Y}{Z^2} \right) \right)^2 \Delta Z^2 \\
& = \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z}\right)^2} \left(\left(\frac{1}{Z} \right)^2 (\Delta Y_i^2 + \Delta Y^2) + \left(\frac{Y_i - Y}{Z^2} \right)^2 \Delta Z^2 \right). \quad (\text{A.25})
\end{aligned}$$

Als letzten Schritt benötigt man die Ableitung

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{Y}{\sin(Y)} \right) = \left(\frac{1}{\sin(Y)} - \frac{Y \cos(Y)}{\sin^2(Y)} \right), \quad (\text{A.26})$$

so dass der Fehler auf A wie folgt berechnet werden kann:

$$\begin{aligned} \Delta A &= \left(\frac{\partial A}{\partial \alpha_1} \right)^2 \Delta \alpha_1 + \left(\frac{\partial A}{\partial \alpha_2} \right)^2 \Delta \alpha_2 + \left(\frac{\partial A}{\partial A_1} \right)^2 \Delta A_1 + \left(\frac{\partial A}{\partial A_2} \right)^2 \Delta A_2 \\ &= A_1 \left(\frac{1}{\sin(\alpha_1)} - \frac{\alpha_1 \cos(\alpha_1)}{\sin^2(\alpha_1)} \right)^2 \Delta \alpha_1 + A_2 \left(\frac{1}{\sin(\alpha_2)} - \frac{\alpha_2 \cos(\alpha_2)}{\sin^2(\alpha_2)} \right)^2 \Delta \alpha_2 \\ &+ \left(\frac{\alpha_1}{\sin(\alpha_1)} \right)^2 \Delta A_1 + \left(\frac{\alpha_2}{\sin(\alpha_2)} \right)^2 \Delta A_2. \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Zusammenfassend ist der Fehler auf den Anfangszustand gegeben durch:

$$\begin{aligned} \Delta Y &= \left(1 + \left(\frac{d_2^2 - d_1^2}{(Y_2 - Y_1)^2} \right)^2 \right) (\Delta Y_T) + 0.5 \frac{d_1 v + d_2 v}{(Y_2 - Y_1)^2} \Delta t \\ \Delta Z &= \left(\frac{2(Y_1 - Y)}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} \right)^2 (\Delta Y_T + \Delta Y) + \left(\frac{d_1 v}{2\sqrt{d_1^2 - (Y_1 - Y)^2}} \right)^2 \Delta t \\ \Delta A &= A_1 \left(\frac{1}{\sin(\alpha_1)} - \frac{\alpha_1 \cos(\alpha_1)}{\sin^2(\alpha_1)} \right)^2 \Delta \alpha_1 + A_2 \left(\frac{1}{\sin(\alpha_2)} - \frac{\alpha_2 \cos(\alpha_2)}{\sin^2(\alpha_2)} \right)^2 \Delta \alpha_2 \\ &+ \left(\frac{\alpha_1}{\sin(\alpha_1)} \right)^2 \Delta A_1 + \left(\frac{\alpha_2}{\sin(\alpha_2)} \right)^2 \Delta A_2, \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

wobei

$$\begin{aligned} \Delta Y_T &= \Delta Y_1 = \Delta Y_2 = \frac{d}{\sqrt{12}} \quad \text{d: Breite des Elements} \\ \Delta t &= \Delta t_1 = \Delta t_2 \\ \Delta \alpha_i &= \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_i - Y}{Z} \right)^2} \left(\left(\frac{1}{Z} \right)^2 (\Delta Y_T + \Delta Y) + \left(\frac{Y_i - Y}{Z^2} \right)^2 \Delta Z \right). \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

A.3 Motivation der Grundgleichungen

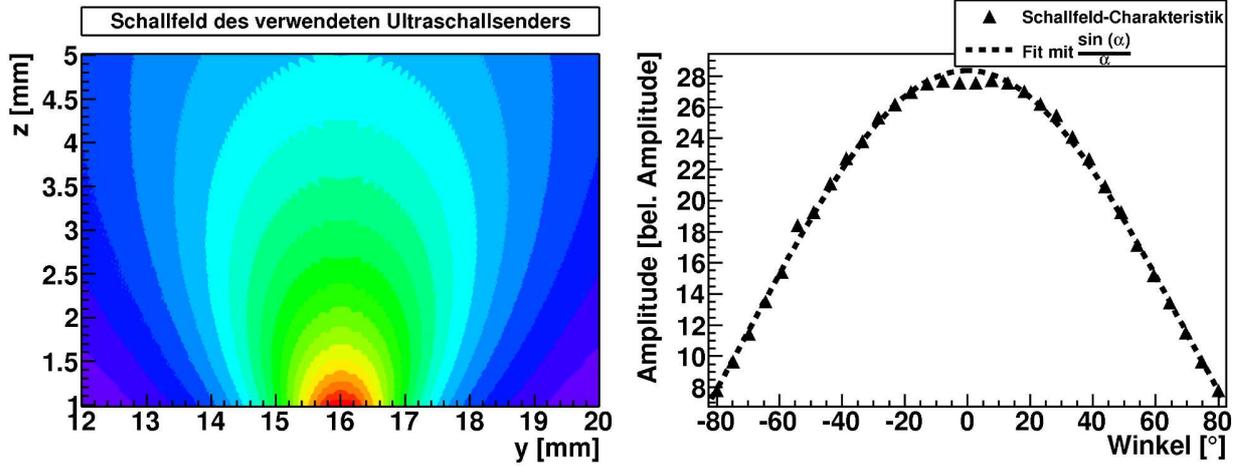


Abbildung A.1: Links: Schallfeld des verwendeten Senders mit Mittenfrequenz 10 MHz und einer Ausdehnung in y -Richtung von 0.21 mm. Rechts: Amplitudenwerte des Schallfelds an Punkten (r, α) für festen Radius r aufgetragen gegen den Winkel α . Winkel größer als 80° werden nicht dargestellt, da die in der Simulation auftretenden Oberflächenwellen in diesem Bereich den Amplitudenwert der Longitudinal-Welle verfälschen. Überlagert ist ein Fit mit der Funktion $\sin(\alpha)/\alpha$.

In Abb. (A.1) ist die Winkelabhängigkeit der Charakteristik des verwendeten Senders dargestellt. Diese ist sowohl Grundlage der Kalman-Filter Gleichung für die Amplitude, als auch für die in Kapitel 5 verwendete Lorentz-Kurve. Um aus der Charakteristik auf die Lorentz-Kurve zu schließen benötigt man einige Approximationen. Da die longitudinale Wellenlänge mit etwa $400 \mu m$ größer ist, als die Ausdehnung des Senders entspricht die Charakteristik des Senders in etwa der einer Beugung an einem Spalt:

$$\frac{\sin\left(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)\right)}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)}. \quad (\text{A.30})$$

Der Term im Zähler kann wie folgt umgewandelt werden

$$\sin\left(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)\right) = \frac{\left(\frac{X_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2}} \quad (\text{A.31})$$

und der Term im Nenner wird durch

$$\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right) \approx \frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}} \quad (\text{A.32})$$

approximiert. Dadurch ergibt sich für die Charakteristik des Senders:

$$\frac{\sin\left(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)\right)}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2}}. \quad (\text{A.33})$$

Die erwartete Charakteristik für einen kleinen Defekt mit ähnlichem Beugungsverhalten, der von diesem Sender angestrahlt wird, ist damit

$$\left(\frac{\sin\left(\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)\right)}{\arctan\left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)}\right)^2 \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2} \quad (\text{A.34})$$

und entspricht damit der Form nach einer Lorentz-Kurve. Ist die Charakteristik eines Defekts gegeben durch einen Term

$$\frac{1}{\left(1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2\right)^y}, \quad (\text{A.35})$$

so kann der Nenner approximiert werden, in dem man diesen bis zur zweiten Ordnung mit Hilfe der Taylorreihe entwickelt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (1 + x^2)^y \Big|_0 &= y (1 + x^2)^{y-1} 2x \Big|_0 = 0 \\ \frac{d^2}{dx^2} (1 + x^2)^y \Big|_0 &= y(y-1) (1 + x^2)^{y-2} 4x^2 + 2y (1 + x^2)^{y-1} \Big|_0 = 2y \\ (1 + x^2)^y &\approx 1 + yx^2. \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

Also ergibt sich wiederum eine Lorentz-Kurve mit veränderter Breite

$$\frac{1}{\left(1 + \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2\right)^y} \approx \frac{1}{\left(1 + y \left(\frac{Y_{\text{Sender}} - Y_{\text{Defekt}}}{Z_{\text{Defekt}}}\right)^2\right)}, \quad (\text{A.37})$$

die zur Unterscheidung der Form dienen kann.

Anhang B

Gleichungen und nützliche Zusammenhänge

B.1 Greensche Funktion

Die Greensche Funktion zu einem Differentialoperator wird mit Hilfe der δ -Funktion definiert durch:

$$\mathcal{D}_r G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (\text{B.1})$$

Mit Hilfe der Greenschen lassen sich Lösungen zu Differentialgleichungen (DGL) folgenden Typs konstruieren:

$$\mathcal{D}_r \Phi(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}). \quad (\text{B.2})$$

Sei Φ_0 Lösung der homogenen DGL und $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ die zu \mathcal{D} gehörige Greensche Funktion. Dann ist

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \quad (\text{B.3})$$

eine Lösung von Glg. (B.2). Der Beweis ist einfach durch Anwendung von \mathcal{D}_r auf Glg. (B.3):

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_r \Phi(\mathbf{r}) &= \mathcal{D}_r \left(\Phi_0(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \right) \\ &= 0 + \mathcal{D}_r \left(\int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \right) \\ &= \int \mathcal{D}_r (G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}') \quad \mathcal{D}_r \text{ und } \int d\mathbf{r}' \text{ kommutieren} \\ &= \int \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \\ &= \rho(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

B.2 Lippmann-Schwinger-Gleichung

Die Lippmann-Schwinger-Gleichung ist eine Integralgleichung, die äquivalent zur Ausgangsdifferentialgleichung ist [94]. Diese sei:

$$\mathcal{D}_r \Phi(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{r}). \quad (\text{B.5})$$

Sei Φ_0 Lösung der homogenen Differentialgleichung und $G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ die zu \mathcal{D} gehörige Greensche Funktion. Dann ist die Lippmann-Schwinger-Integralgleichung

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')\Phi(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \quad (\text{B.6})$$

der Glg. (B.5) äquivalent. Der Beweis verläuft analog zu Kapitel B.1. Im Wesentlichen nutzt die Lippmann-Schwinger Gleichung die Eigenschaften der Green-Funktion zur Lösung des direkten Problems.

B.3 Bornsche Näherung

Als Bornsche Näherung bezeichnet man das sukzessive Lösen der Glg. (B.6) gemäß [95]:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) \quad (\text{B.7})$$

$$+ \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')Q(\mathbf{r}')\Phi_0(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \quad (\text{B.8})$$

$$+ \int \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')Q(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')Q(\mathbf{r}'')\Phi_0(\mathbf{r}'') \, d\mathbf{r}'' \, d\mathbf{r}' \quad (\text{B.9})$$

$$+ \dots \quad (\text{B.10})$$

Dass diese Gleichung sukzessive gelöst werden kann sieht man auch an der folgenden Schreibweise:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_0 + \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')Q(\mathbf{r}')\Phi_0(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' && \text{1.te Born'sche Näherung} \\ \Phi_2 &= \Phi_0 + \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')Q(\mathbf{r}')\Phi_1(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' && \text{2.te Born'sche Näherung} \\ \Phi_3 &= \Phi_0 + \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')Q(\mathbf{r}')\Phi_2(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' && \text{3.te Born'sche Näherung} \\ \Phi_4 &= \dots && \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Diese Methode kann angewendet werden, wenn das Potential $Q(\mathbf{r})$ nur eine kleine Störung darstellt, so dass die Lösung der Differentialgleichung nicht stark von der homogenen Lösung abweicht [95].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Überblick über die Methoden in der ZfP [1]	14
2.1	Prinzip einer Ultraschallprüfung (sog. Pitch-Catch Anordnung) an einem ebenen Bauteil, welches in ein Koppelmedium eingetaucht ist.	37
2.2	Prinzip einer Ultraschallprüfung (Puls-Echo Anordnung) an einem zylindrischen Bauteil in Kontakttechnik, d.h. das Koppelmedium besteht lediglich aus einem dünnen Flüssigkeitsfilm zwischen Prüfkopf und Bauteil.	38
2.3	Zweistufiges Prinzip des Kalman-Filters: Vorhersage \leftrightarrow Aktualisierung mit Messung.	42
2.4	Test des linearen Kalman-Filters für eine Konstante	45
2.5	Filterung mit dem Kalman-Filter. Für jeden Messpunkt k existieren 3 Messwerte, die durch die Kreuze symbolisiert werden. Die Vorhersage aus dem aktuellen Zustandsvektor ist durch die gestrichelte rote Linie und der Fehler auf die Vorhersage durch die grünen Pfeile dargestellt.	48
2.6	Beispiel der Trennung von Signal (Sternchen) und Hintergrund (Kreise) durch zwei Eingangsvariablen mittels verschiedener Klassifikationsalgorithmen. Die roten Linien beschreiben die Grenzen, die durch einfache Schwellwerte gezogen werden. Die blauen Linien beschränken das Gebiet, welches mittels der Methode der "Entscheidungsbäume" ausgewählt werden würde. Der grüne Kreis beschreibt das Gebiet, in dem nach dem k-NN-Verfahren eine Entscheidung getroffen würde.	49
2.7	Vier verschiedene Möglichkeiten, den Aktivierungsteil eines Neurons zu modellieren. Oben links: lineare Reaktion auf den Synapsenteil; oben rechts: sigmoidale Antwort; unten links: Tangens hyperbolicus; unten rechts: radiale Antwort.	52
2.8	Beispielhafter Entscheidungsbaum für Elemente mit zwei Merkmalen. An jedem Knoten wird entschieden, ob das zu klassifizierende Element die Bedingung erfüllt oder nicht.	54

3.1	Geometrie einer Hülse	60
3.2	Rekonstruktionsgeometrie einer Hülse: Approximation durch Voxel	61
3.3	Projektion der Senderoberfläche auf das zu simulierende Bauteil. Diese Approximation vernachlässigt die Ausbildung eines Schallfeldes im Koppelmedium und ist daher nur korrekt in Kontakttechnik, bzw. bei kleinen Abständen des Prüfkopfs von der Testkörperoberfläche.	62
3.4	Prinzip des “Staggered Grid”. Die Kugeln kennzeichnen die Spannungen σ_{ii} , die Kreuze stehen für die Spannungen $\sigma_{ij}, i \neq j$ und die Pfeile für die Geschwindigkeiten v_i . Dabei zeigt die Geschwindigkeit v_x in die x-Richtung; die Spannung σ_{xy} liegt in der xy-Ebene.	66
3.5	Oben: Eine Basiszelle von EFIT3D, aus denen das Simulationsgebiet zusammengesetzt wird (links) und die Unterteilung in 8 Teilwürfel (rechts) Unten: Zwei Zellen, inkonsistente Teilwürfelkonfiguration (unten links) und konsistente Konfiguration (unten rechts)	68
3.6	Die Geschwindigkeitskomponente v_x liegt auf der Körpergrenze. In +x-Richtung sei das Körperinnere, in -x-Richtung das “Vakuum”. Mit dem Bitcode ausgedrückt heißt das, dass das Bit in (-1,-1,-1)-Richtung =0 ist und das Bit in (+1,-1,-1)-Richtung =1 ist.	69
3.7	Visualisierung der Randbedingung für EFIT3D an einem Testkörper. Der Körper besteht aus mehreren hundert EFIT-Zellen, die ebenfalls visualisiert werden. Die sich ergebende Oberfläche zeigt, dass durch den Algorithmus die Oberfläche korrekt approximiert wird und die geometrisch richtige Randbedingung vorliegt.	70
3.8	Profil des mit EFIT3D simulierten Fernfelds einer Punktquelle mit einer Pulsfrequenz von 1 MHz und Fit (engl. für Anpassung) mit der Funktion p_0/r^2 in doppelt-logarithmischer Auftragung.	71
3.9	Versuchssetup und komplettes Bauteil (links), sowie reduziertes Modell (rechts). Die weißen Kreise stellen Defekte in Form von Zylinderbohrungen dar.	73
3.10	Oben: Vergleich zwischen simuliertem und experimentellem A-Scan. Oben links: Signal mit Einschallecho, der rot eingekreiste Bereich ist rechts vergrößert dargestellt. Oben rechts: Man erkennt die Reflexion am Defekt (rot gekennzeichnet) und das Rückwandecho (blau gekennzeichnet). Unten: Zum Vergleich ein A-Scan in dem nur das Rückwandecho auftritt und kein Defektecho.	74
3.11	Zwei Momentaufnahmen der EFIT3D-Simulation eines A-Scans mit dem Phased Array-Prüfkopf	75

3.12 Simulationskonfiguration und Geometrie einer vereinfachten Hülse. Der Sender schallt auf die schräge Ebene unter einem Winkel von 10° ein. 76

3.13 Einschallung von der Seite auf die schräge Fläche. Der türkis-farbene Bereich ist der Bereich der Oberflächenwellen, die nach hinten unter einem 10° Winkel propagieren. Die zwei Momentaufnahmen stellen die Zeitschritte $t \approx 2,5 \mu s$ (links) und $t \approx 4,9 \mu s$ (rechts) dar. Die Geometrie wird aufgrund des sich ausbreitenden numerischen Rauschens sichtbar. 77

3.14 Randbedingung in 2D: Die gestrichelte Linie stellt den Körperrand dar. Die Punkte bezeichnen den Definitionsort der Spannungen σ_{ii} , die Kreuze den Definitionsort von σ_{yz} und die Pfeile den Definitionsort der jeweiligen Geschwindigkeiten.
 Oben links: Randbedingung an den Seiten, d.h. die Körpergrenze geht durch die Mitte der Zelle. Die Geschwindigkeiten, die auf dem Rand liegen, müssen wie im 3D-Fall durch Extrapolation der Spannungen berechnet werden. $\sigma_{yz} = 0$ gilt in allen Fällen, während $\sigma_{ii} \neq 0$, falls der Punkt innerhalb des Körpers liegt, sonst ist $\sigma_{ii} = 0$.
 Oben rechts: Randbedingungen an den konvexen Ecken. Die Ränder in y- und z-Richtung treffen sich im Mittelpunkt der Zelle, d.h. nur 1/4 der Zelle gehört zum simulierten Körper.
 Unten: Randbedingungen an den konkaven Ecken. Die in $\pm y$ - und $\pm z$ -Richtung liegenden Zellen gehören zum Simulationsgebiet, aber eine Zelle in "schräger" Richtung nicht. Hier gehören 3/4 der Zelle zum simulierten Körper. 78

3.15 Fernfeld einer mit EFIT2D simulierten Punktquelle mit einer Puls-Frequenz 2,25 MHz und Fit mit der Funktion p_0/r in doppelt logarithmischer Auftragung. 79

3.16 Vergleich der mit Comsol 3.4 und EFIT2D berechneten Schallfelder bei einer Frequenz von 1 MHz. Die Verläufe stimmen hervorragend überein. Man beachte, dass die Skala linear ist. 80

3.17 Vergleich der mit Comsol 3.4 und EFIT2D berechneten Schallfelder bei einer Frequenz von 2,25 MHz (unten). Die Verläufe stimmen hervorragend überein. Man beachte, dass die Skala linear ist. 81

3.18 Testgeometrie zum Vergleich der EFIT2D Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten. Der grüne Quader ist der Plexiglasvorlaufkeil, der rote der Testkörper mit der Zylinderbohrung. 82

- 3.19 Oben: Vergleich A-Scan EFIT2D-Simulation und Experiment. Oben links: Reflexion zwischen Plexiglasvorlaufkeil und Testkörper (bei $\approx 8 \mu s$), reflektierte Oberflächenwelle zwischen Sender und Plexiglasvorlaufkeil (bei $\approx 10 \mu s$) und Rückwandecho (bei $\approx 11,5 \mu s$). Oben rechts: Reflexion der Longitudinalwelle an der oberen Seite der Plexiglasvorlaufstrecke. Unten: B-Scan Simulationsergebnisse mit EFIT2D (unten links) und experimentelle Daten (unten rechts) 83
- 3.20 Prinzip der Kopplung von GPSS und EFIT 86
- 3.21 Prinzip der Dämpfung mit nach außen ansteigendem Dämpfungsfaktor. 88
- 3.22 Momentaufnahmen einer EFIT2D-Simulation mit absorbierenden Randbedingungen. Die gestrichelte Linie begrenzt das Simulationsgebiet, der Kreis symbolisiert den Defekt. 89
- 3.23 Skizze der Geometrie zur Simulation einer ebenen Welle. Die Welle wird auf der Grenzfläche zwischen Simulationsgebiet und absorbierendem Gebiet vorgegeben, propagiert nach rechts und wird an der spannungsfreien Wand reflektiert. 93
- 3.24 Links: Verlauf der Geschwindigkeit $v^{(2)}$ durch die x-y-Ebene. Rechts: Berechnetes Defektsignal (Verschiebung $u = \int v dt$). Die durchgezogene schwarze Linie stellt die halbanalytische Lösung dar, die roten Kreuze die Ergebnisse aus der EFIT-Simulation. 94
- 3.25 Schallfeld einer ebenen Welle (1 MHz) in einem Kubus mit Seitenlänge 30 mm. Der Impuls mit einer Frequenz von 1 MHz wird auf der Seitenfläche in -z-Richtung vorgegeben und propagiert in +z-Richtung. Links: 2D Darstellung des Schnitts parallel zur y-z-Ebene durch die Mitte des Simulationsgebiets. Rechts: Profile auf der z-Achse. 95
- 3.26 Schallfeld berechnet bei 5 MHz mit GPSS und mit einem Puls mit 5 MHz Zentralfrequenz berechnet mit EFIT-GPSS. Oben links: Profil senkrecht zum Prüfkopf. Restliche Bilder: Profil parallel zum Prüfkopf in verschiedenen Tiefen 96
- 3.27 Vergleich zwischen mit EFIT-GPSS simuliertem und experimentellem A-Scan. Bei der Geometrie handelt es sich um den auch im nicht gekoppelten Fall behandelten quaderförmigen Testkörper mit Flachbodenbohrungen. 97
- 3.28 Zwei Momentaufnahmen der gekoppelten GPSS-EFIT-Simulation, wobei oben die Simulationsdaten in 3D dargestellt sind und unten als 2D-Schnittbild in der x-z-Ebene. Oben links: Vom Prüfkopf ausgesendete Longitudinalwelle. Oben rechts: Die Defektanzeige ist vor dem Rückwandecho deutlich sichtbar. Man beachte, dass weder Transversalwellen noch die Oberflächenwellen simuliert werden. 98

4.1 Prinzip der Rekonstruktion mit SAFT. Der Körper, in dem die Rekonstruktion stattfindet, wird in Voxel unterteilt. Der Eintrag eines Voxels berechnet sich wie dargestellt als Summe über die empfangenen Signale $A_i(t_j)$ zur Zeit t_j . Berücksichtigt werden nur die Sender, in deren Schallkegel das Voxel liegt. Die roten Punkte symbolisieren die Sender-Empfänger-Position und die d_i bezeichnen den Abstand zwischen deren Position und der Voxelmitte. 101

4.2 Inhomogener Körper aus 2 Materialien (links) und Ray-Tracing Simulation (rechts) eines schmalen Bündels von Strahlen, die von unten unter einem Winkel von 45° in die Mitte des Körper einfallen. Durch die Brechung an den Übergängen von einem Material in das andere wird das Strahlenbündel in viele Teil-Strahlen aufgeteilt. 103

4.3 Zur Erstellung der Laufzeitkarte müssen die Laufzeiten von jedem Voxel zur Sende- und Empfangsebene bestimmt werden. Links: Geometrie des simulierten Testkörpers und dessen Unterteilung in Voxel. Mitte: Die Laufzeiten des im linken Bild durch ein Kreuz gekennzeichneten Voxels zur die Sende- und Empfangsebene. Die Simulationen und die Laufzeitkarte sind 2D. Rechts: Simulation des Verlaufs der Strahlen zur Laufzeitbestimmung eines weiteren Voxels, welches sich bei den Koordinaten $(y,z) = (-5 \text{ mm}, 3,5 \text{ mm})$ befindet. 104

4.4 Mitte: Inhomogener Testkörper mit Defekt in Form einer Zylinderbohrung. Links: Rekonstruktion unter Berücksichtigung der korrekten Laufzeiten zwischen Sender \rightarrow Voxel \rightarrow Empfänger, wie in Abb. (4.3) exemplarisch für ein Voxel gezeigt. Rechts: Rekonstruktion, bei der die Laufzeiten aus einer analytische Berechnung mit der Schallgeschwindigkeit der Keramik ohne Berücksichtigung des Übergangs in das zweite Material verwendet werden. 105

4.5 Modularer Aufbau der Rekonstruktionskette mit klar definierten Schnittstellen. 108

4.6 Bestimmung der Amplitude in den ersten zwei Voxeln aus den drei Ultraschallsignalen A_1, A_2 und A_3 . Dabei ist der Eintrag des ersten Voxels $A_1(t_1) + A_2(t_2) + A_3(t_3)$ und des zweiten Voxels $A_1(t'_1) + A_2(t'_2) + A_3(t'_3)$ 111

4.7 Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild mehrerer Flachbodenbohrungen (unten). 113

4.8 Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild einer Zylinderbohrung (unten). 114

4.9 Rohdaten des B-Scans (oben) und gesamtes rekonstruiertes Bild einer Zylinderbohrung in einem zylindrischem Bauteil (unten). 115

4.10 Verbesserung des SNR in Abhängigkeit der Defektform und Aufnahmetechnik. 117

- 4.11 Amplituden-Ortskurve der drei Testfälle. Oben: Ebene Oberfläche mit FBH, Mitte: Ebene Oberfläche mit SDH, Unten: Zylinderförmige Oberfläche mit SDH. Die Breite der Verteilung nimmt von oben nach unten zu. 118
- 5.1 Dargestellt sind die reale Prüfsituation und das 2D-Simulationsgebiet, welches der eingezeichneten y - z -Ebene entspricht. In dieser Abbildung sind der Vollständigkeit halber drei Defekte abgebildet. Von links nach rechts: ein konkaver, ein flacher und ein konvexer Defekt. In jeder Simulation wird jeweils nur ein Defekt im Zentrum des Bauteils simuliert. 121
- 5.2 Untersuchte ellipsoide Defektform mit den Halbradien r_y und r_z . Die Defekte werden von unten angeschallt. Der Winkel θ beschreibt die Drehung des Defekts, wobei θ in 5° -Schritten variiert wird. 123
- 5.3 Die Laufzeit-Ortskurven (oben) und die Amplituden-Ortskurven (unten) für zwei ellipsoide und einen kreisförmigen Defekt. Die Parameter der Fit-Funktionen (5.1) und (5.2) sind so gewählt, dass die Funktionen für alle Argumente y minimale Abweichungen von den entsprechenden simulierten Punkten in der LOK bzw. AOK aufweisen. 124
- 5.4 Das Integral über die AOK (oben links) und die Breite Γ (oben rechts) aufgetragen gegen die Größe r_y der ellipsoiden bzw. kreisförmigen Defekte. Unten links ist die Korrelation zwischen dem in Kapitel 5.1.2 genauer beschriebenen Parameter Δy und dem Drehwinkel θ aufgetragen. 125
- 5.5 Zwei ebene Defekte und deren Lage in Abhängigkeit vom Drehwinkel Θ , welcher in 1° -Schritten variiert wird. Die Defekte werden von unten in $+z$ -Richtung angeschallt. 126
- 5.6 Skizze zur Erklärung des Δy -Kriteriums. Das Minimum in der LOK ergibt sich, wenn sich der Prüfkopf unterhalb der Spitze befindet. Das Maximum der AOK liegt bei dieser Prüfsituation näherungsweise dort, wo die Gerade durch Prüfkopfmittelpunkt und Defektmittelpunkt senkrecht zur reflektierenden Ebene liegt. 127
- 5.7 Ebener Defekt mit $y = 0.55 \text{ mm}$. Abgebildet sind drei LOK (oben) und die drei AOK (unten), die zu den Parametern $\theta = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$ und $\theta = 45^\circ$ gehören. 128
- 5.8 Zwei Parameter aus dem Fit der ALOK aufgetragen gegen den Drehwinkel Θ . Links: Parameter Δy . Rechts: Zugehörige Breite des Fits mit der Lorentzkurve. Aus der Kombination beider Parameter ergibt sich eine eindeutige Zuordnung der Lage Θ . Die Ausreißer werden durch einen fehlerhaften Fit (s. Text weiter unten) verursacht. 129

5.9 Orientierung der zwei verschiedenen simulierten konkaven Defekte in Abhängigkeit vom Winkel Θ . Die Lage des oberen Defekts wurde dabei so definiert, dass für $\Theta = 0^\circ$ bereits eine anfängliche Drehung vorliegt. 132

5.10 Oben: Die drei zusammengehörenden ALOK eines großen Defekts mit konkaver Oberfläche. Mitte und Unten: Die ALOK zweier kleinerer Defekte mit konkaver Oberfläche und der zugehörige Fit. 133

5.11 EFIT3D-Simulation des reflektierten Schallfelds (blau) eines Risses (gelb) mit Oberflächenstruktur. Die Energie des einfallenden Schallfelds wird in verschiedene Richtungen gestreut. Der Sender schallt den Defekt senkrecht an. . . . 134

5.12 Dargestellt sind eine LOK (oben links) für drei verschiedene Radien und die AOK (oben rechts und unten) für jeweils drei verschiedene Werte eines Parameters (Radius oben rechts, N unten links, a_i unten rechts), während die anderen Parameter konstant bleiben. Die jeweils konstanten Parameter sind $r_y = 0.5 \text{ mm}$, $N = 3$ und $a_{max} = 0.25 \text{ mm}$ 135

5.13 Aus der ALOK extrahierte Merkmale. Links: Integral über die AOK. Rechts: χ^2 aufgetragen gegen die Zahl N der Gauß-Funktionen, die die Oberfläche definieren für Radien mit $r_y \leq 0.3 \text{ mm}$ 136

5.14 Die Amplituden-Ortskurven (oben) und die Laufzeit-Ortskurven (unten) für verschiedene Tiefen eines konvexen Defekts. 137

5.15 In allen Abbildungen ist auf der x-Achse die Tiefe des Defekts aufgetragen. Oben links: rekonstruierte Tiefe. Oben rechts: das Integral über die AOK. Unten links: die Breite Γ . Unten rechts: der Parameter Δy 138

5.16 Links: B-Scan einer einzelnen Pore mit einem Radius von $0,1 \text{ mm}$. Rechts: B-Scan eines ausgedehnten Porennests mit vielen Poren eines Radius von $0,05 \text{ mm}$. 141

5.17 Links: Breite des Rechteck-Fits aufgetragen gegen die Breite des Porennests. Rechts: Gesamte reflektierte Energie aufgetragen gegen die Fläche des Porennests. 142

5.18 Vergleich der ALOK aus den 2D- und den 3D-Simulationen. Links: ALOK der kreis- bzw. kugelförmigen Defekte. Rechts: ALOK der ellipsoiden Defekte. 143

5.19 Vergleich der ALOK aus den 2D- und den 3D-Simulationen eines flachen Defekts in verschiedenen Tiefen. 144

5.20 Das Integral über die AOK in Abhängigkeit von der Größe der experimentellen Defekte. 145

- 6.1 Extraktion einer ALOK mit Hilfe des Kalman-Filters. Ausgehend von einem Anfangszustand versucht der Kalman-Filter sukzessive den bereits gefundenen Teil der ALOK weiter auszubauen. Dabei kann sich die ALOK verzweigen, wenn zwei oder mehrere Peaks zur Vorhersage des Kalman-Filters passen. Diese am Ende übrig gebliebenen ALOK werden zu einer einzigen, endgültigen ALOK verschmolzen. 150
- 6.2 Vorgehen zur Monte-Carlo Simulation. Ist ein Defekt vorhanden, so wird dessen Position gewürfelt. Dabei werden nur Punktdefekte angenommen. Die zu einem solchen Punktdefekt gehörende ALOK wird analytisch berechnet und anschließend mit Rauschen versehen. 156
- 6.3 Links: Reinheit der gefundenen ALOK. Dabei entspricht der Wert der Kurve z.B. an der Stelle $R = 0.9$ die Anzahl der Simulationen, bei der eine Reinheit von 90% erreicht werden konnte. Rechts: Vollständigkeit der gefundenen ALOK. 157
- 6.4 Obere Hälfte: Aufgetragen sind die vier Merkmale, die in die Klassifikationsalgorithmen eingehen; die maximale Amplitude im Scan (oben links), die vom Kalman-Filter rekonstruierte Amplitude (oben rechts), die Zahl der vom Kalman-Filter gefundenen Peaks (unten links) und den χ^2 -Wert (unten rechts). Untere Hälfte: Die maximale Amplitude pro Scan (links) und die vom Kalman-Filter rekonstruierte Amplitude (rechts) für eine Signalamplitude von $A=8$ (oben) und $A=6$ (unten). 159
- 6.5 ROC für die Schwellwert-Methode und drei weitere Klassifikatoren. Links: Signalamplitude $A=6$, Zusätzlich eingetragen ist die ROC beruhend auf einem Schwellwert für die Signalamplitude $A=6.5$. Dies entspricht einem SNR von 1dB. Rechts: Signalamplitude $A=8$ 160
- 6.6 Auflösung der Position und der Amplitude des mit dem Kalman-Filter rekonstruierten Defekts. Auf der x-Achse ist jeweils die Differenz des simulierten Parameters und des rekonstruierten Parameters aufgetragen, auf der y-Achse ist die Zahl der Defekte aufgetragen, die eine bestimmte Abweichung des rekonstruierten Parameters vom simulierten Parameter hat. 161
- 6.7 Auflösung rekonstruierte Parameter für flache, kreisförmige und ellipsoide Defekte 162
- 6.8 Auflösung rekonstruierte Parameter eines "rauen Risses" 163

A.1 Links: Schallfeld des verwendeten Senders mit Mittenfrequenz 10 MHz und einer Ausdehnung in y-Richtung von 0.21 mm. Rechts: Amplitudenwerte des Schallfelds an Punkten (r, α) für festen Radius r aufgetragen gegen den Winkel α . Winkel größer als 80° werden nicht dargestellt, da die in der Simulation auftretenden Oberflächenwellen in diesem Bereich den Amplitudenwert der Longitudinal-Welle verfälschen. Überlagert ist ein Fit mit der Funktion $\sin(\alpha)/\alpha$ 178

Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter des 2D-Gauss-Fits	117
5.1	Zusammenfassung Ergebnisse: Identifikation der Defektform	146
5.2	Zusammenfassung Ergebnisse: Bestimmung der Parameter der identifizierten Defektform	147

Literaturverzeichnis

- [1] R.B. Bergmann, F.T. Bessler und W. Bauer. Non-Destructive Testing in the Automotive Supply Industry. *Proceedings of the ECNDT 2006 Conference*, Session Th.1.6.1, 2006.
- [2] J. Radon. Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Berichte Sächsische Akademie der Wissenschaften*, 29:262–277, 1917.
- [3] A. Louis. *Inverse und schlecht gestellte Probleme. (Inverse and ill-posed problems)*. Teubner Studienbücher: Mathematik, 1989.
- [4] M. Godehardt, K. Schladitz und T. Sych. Analysis of Volume Images - a Tool for Understanding the Microstructure of Foams. *Cellular Metals and Polymers*, 159–162, 2004.
- [5] E. Fraizier, M. H. Nadal und R. Oltra. Evaluation of Viscoelastic Constants of Metallic Materials by Laser-Ultrasonics at Elevating Temperature. *Ultrasonics*, 40(1):543–547, 2002.
- [6] P. Burgholzer, C. Hofer, B. Reitingner, A. Mohammed, HP. Degischer, D. Loidl und P. Schulz. Non-Contact Determination of Elastic Moduli of Continuous Fiber Reinforced Metals. *Composites science and technology*, 65(2):301–306, 2005.
- [7] M. Dubois et al. Experimental Verification of the Effects of Optical Wavelength on the Amplitude of Laser Generated Ultrasound in Polymer-Matrix Composites. *Ultrasonics*, 40(1-8):809–812, 2002.
- [8] D. Levesque, A. Blouin, C. Neron, und J.-P. Monchalain. Performance of Laser-Ultrasonic F-SAFT Imaging. *Ultrasonics*, 40(10):1057–1063, 2002.
- [9] S. Boonsang and R. J. Dewhurst. Signal Enhancement in Rayleigh Wave Interactions using a Laser-Ultrasound/EMAT Imaging System. *Ultrasonics*, 43(7):512–523, 2005.

- [10] M. Spies. Simulation of Ultrasonic Testing of Complex-Structured Materials and Components. In *1999 IEEE Ultrasonics Symposium, 1999. Proceedings*, Volume 1, 791–800, 1999.
- [11] L. Magerin, M. Campillo und B. Van Tiggelen. Monte Carlo Simulations of Multiple Scattering of Elastic Waves. *Journal of Geophysical Research*, 105(B4):7873–7892, April 2000.
- [12] R.J. Lytle und K.A. Dines. Iterative Ray Tracing between Boreholes for Underground Image Reconstruction. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 18(3):234–240, 1980.
- [13] Imagine 3D Ultrasonic Simulation Software <http://www.utex.com/>. .
- [14] M. Spies. Transducer Field Modeling in Anisotropic Media by Superposition of Gaussian Base Functions. *Journal of the Acoustical Society of America*, 105(2):633–638, Februar 1999.
- [15] L. W. Schmerr and S. J. Song. *Ultrasonic Nondestructive Evaluation Systems: Models and Measurements*. Springer, 2007.
- [16] Nicolas Gengembre und Alain Lhemery. Pencil Method in Elastodynamics: Application to Ultrasonic Field Computation. *Ultrasonics*, 38(1-8):495 – 499, 2000.
- [17] Nicolas Gengembre. Pencil Method for Ultrasonic Beam Computation. In *Proc. of the 5th World Congress on Ultrasonics*, 1533–1536, 2003.
- [18] CIVA: An Expertise Platform for Simulation and Processing NDT Data. *Ultrasonics*, 44(Supplement 1):975 – 979, 2006.
- [19] M. Spies. Semi-Analytical Elastic Wave-Field Modeling Applied to Arbitrarily Oriented Orthotropic Media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(1):68–79, 2001.
- [20] M. Spies. Efficient Optimization of Single and Multiple Element Transducers for the Inspection of Complex-Shaped Components. *NDT and E International*, 37(6):455–459, 2004.
- [21] J. Hegemann, B. van den Broucke und A. Peiffer. Simulation of Propagating Ultrasonic Waves in Complex Composite Materials. *Proceedings of the ECNDT, Berlin*, Session Mo.2.3.2, 2006.

- [22] T. Bohlen und E.H. Saenger. Accuracy of Heterogeneous Staggered-Grid Finite-Difference Modeling of Rayleigh Waves. *Geophysics*, 71:T109, 2006.
- [23] P. Fellingner. *Ein Verfahren zur numerischen Lösung elastischer Wellenausbreitungsprobleme im Zeitbereich durch direkte Diskretisierung der elastodynamischen Grundgleichungen*. Dissertation, Gesamthochschule Kassel, 1991.
- [24] P. Fellingner, R. Marklein, und K.J. Langenberg. Numerical Modeling of Elastic Wave Propagation and Scattering with EFIT – Elastodynamic Finite Integration Technique. *Wave Motion*, 21:47–66, 1995.
- [25] A. Kirsch. *An Introduction to the Mathematical Theory of Inverse Problems*. Springer, 1996.
- [26] H. Heuser. *Gewöhnliche Differentialgleichungen*. Teubner, 1995.
- [27] G. T. Herman, H. K. Tuy, K. J. Langenberg und P. C. Sabatier. *Basic Methods of Tomography and Inverse Problems*. Adam Hilger, 1987.
- [28] J.D. Achenbach et.al. *Evaluation of Materials and Structures by Quantative Ultrasonics*. Springer, 1993.
- [29] M. Fink. Time Reversal of Ultrasonic Fields. I Basic Principles. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39(5):555–566, September 1992.
- [30] T. Goursolle, S. Dos Santos, O. Bou Matar, und S. Calle. Non-Linear Based Time Reversal Acoustic Applied to Crack Detection: Simulations and Experiments. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 43(3):170–177, 2008.
- [31] B. Milmann, M. Krause, F. Mielentz und K. Mayer. Method for Detection and Classification of Imperfections in Components by Means of Ultrasound, Patentanmeldung WO 2007/141015 A1, 2007.
- [32] C. Holmes, B.W. Drinkwater und P.D. Wilcox. Advanced Post-Processing for Scanned Ultrasonic Arrays: Application to Defect Detection and Classification in Non-Destructive Evaluation. *Ultrasonics*, 48(6-7):636–642, 2008.
- [33] F. Bettayeb, T. Rachedi und H. Benbartaoui. An Improved Automated Ultrasonic NDE System by Wavelet and Neuron Networks. *Ultrasonics*, 42(1-9):853–858, 2004.
- [34] Kalman R. E. A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems. *Transaction of the ASME - Journal of Basic Engineering*, 35–45, März 1960.

- [35] G. Csapo und J. Just. Anforderungen bei der wiederkehrenden Ultraschallprüfung von Reaktorkomponenten mittels blendenfreier Prüfsysteme. *NDTNet*, 3, 1998.
- [36] J. F. Kenney und E. S. Keeping. *Mathematics of Statistics Part One*. D. Van Nostrand, New York, 1954.
- [37] F. Schubert. Numerical Time-Domain Modeling of Linear and Nonlinear Ultrasonic Wave Propagation Using Finite Integration Techniques - Theory and Applications. *Ultrasonics*, 42:221–229, April 2004.
- [38] B. A. Auld. General Electromechanical Reciprocity Relations Applied to the Calculation of Elastic Wave Scattering Coefficients. *Wave Motion*, 1(1):3–10, 1979.
- [39] N. Gengembre, A. Lhemery, R. Omote, T. Fouquet, und A. Schumm. A Semi-Analytic-FEM Hybrid Model for Simulating UT Configurations Involving Complicated Interactions of Waves with Defects. In *Review of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 700, 74–80, AIP 2004.
- [40] COMSOL-Multiphysics <http://www.femlab.de/>. .
- [41] L. D. Landau und E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik VII: Elastizitätstheorie*. Akademie-Verlag, 1966.
- [42] G. B. Arfken und H. J. Weber. *Mathematical Methods for Physicists*. Academic press New York, 1985.
- [43] A. Sommerfeld. *Partial Differential Equations in Physics: Lecture on Theoretical Physics*. Academic Press, 1949.
- [44] Y.-H. Pao and V. Varatharajulu. Huygens' Principle, Radiation Conditions, and Integral Formulas for the Scattering of Elastic Waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 59(6):1361–1371, 1976.
- [45] D. L. Colton und R. Kress. *Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory*. Springer, 1992.
- [46] R. Bracewell und P. B. Kahn. The Fourier Transform and its Applications. *American Journal of Physics*, 34:712, 1966.
- [47] L. W. Schmerr. *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation - a Modelling Approach*. Plenum Press, 1998.

- [48] K.E. Rudd, K.R. Leonard, J.P. Bingham und M.K. Hinders. Simulation of Guided Waves in Complex Piping Geometries Using the Elastodynamic Finite Integration Technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121:1449, 2007.
- [49] R. Courant, K. Friedrichs und H. Lewy. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100(1):32–74, 1928.
- [50] S. Shoval, I. Zeitoun und E. Lenz. Implementation of a Kalman Filter in Positioning for Autonomous Vehicles and its Sensitivity to the Process Parameters. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 13(10):738–746, 1997.
- [51] H. Qi und J.B. Moore. Direct Kalman Filtering Approach for GPS/INS Integration. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 38(2):687–693, 2002.
- [52] Frühwirth R. Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 262:444–450, Dezember 1987.
- [53] P. Billoir und S. Qian. Simultaneous Pattern Recognition and Track Fitting by the Kalman Filtering Method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 294:219–228, September 1990.
- [54] H.W. Sorenson. *Kalman Filtering: Theory and Application*. IEEE press New York, 1985.
- [55] J. Uhlmann. Algorithms for Multiple-Target Tracking. *American Scientist*, 80(2):128–141, 1992.
- [56] M. Spies. Quantitative Evaluation of Defects in Anisotropic Media Using the Far-Field Radiation Characteristics of Vibrating Sources. In *Proceedings of the Annual Reviews of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 615, 107–114. AIP, 2002.
- [57] G. Welsh und G. Bishop. An Introduction to the Kalman Filter. *Design*, 7(1):1–16, 2001.
- [58] Y. Hochberg und A.C. Tamhane. *Multiple Comparison Procedures*. Wiley Online Library, 1987.
- [59] P. Maybeck. *Stochastic Models, Estimation and Control*. Academic Press, 1982.
- [60] J. Friedmann, T. Hastie und R. Tibshirani. *The Elements of Statistical Learning*. Springer Series in Statistics, 2001.

- [61] J. L. Bentley. Multidimensional Binary Search Trees Used for Associative Searching. *Commun. ACM*, 18(9):509–517, 1975.
- [62] J. L. Bentley. Multidimensional Binary Search Trees in Database Applications. *IEEE Transactions on Software Engineering*, (4):333–340, 1979.
- [63] M. H. Stone. The Generalized Weierstrass Approximation Theorem. *Mathematics Magazine*, 21(5):237–254, 1948.
- [64] N. E. Cotter. The Stone-Weierstrass Theorem and its Application to Neural Networks. *IEEE Transactions on Neural Networks*, 1(4):290–295, 1990.
- [65] V. Vapnik und A. Lerner. Pattern Recognition Using Generalized Portrait Method. *Automation and Remote Control*, 24(6):774–780, 1963.
- [66] C. Cortes und V. Vapnik. Support-Vector Networks. *Machine learning*, 20(3):273–297, 1995.
- [67] V. Vapnik. *The Nature of Statistical Learning Theory*. Springer Verlag, 2000.
- [68] R.E. Schapire. The Strength of Weak Learnability. *Machine learning*, 5(2):197–227, 1990.
- [69] Y. Freund. Boosting a Weak Learning Algorithm by Majority. *Information and computation*, 121(2):256–285, 1995.
- [70] F. Esposito, D. Malerba und G. Semeraro. A Comparative Analysis of Methods for Pruning Decision Trees. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 19(5):476–491, 1997.
- [71] CIVA <http://www-civa.cea.fr> .
- [72] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A*, 389:81–86, 1997.
- [73] R. Marklein. Ultrasonic Wave and Transducer Modeling with the Finite Integration Technique (FIT). In *Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE*, Volume 1, 563–566. IEEE, 2002.
- [74] R. Marklein, K. J. Langenberg und K. Mayer. EFIT Simulations for Ultrasonic NDE. *Journal of Nondestructive Testing*, 8(3):1–6, 2003.

- [75] R. Marklein, R. Baermann und K.J. Langenberg. The Ultrasonic Modeling Code EFIT as Applied to Inhomogeneous Dissipative Isotropic and Anisotropic Media. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 14:251–251, 1995.
- [76] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, und B. P. Flannery. *Numerical Recipes In C*. Cambridge University Press, 2002.
- [77] R. Wahl. Finite-Element-Simulation der Ausbreitung von Schallwellen in porösen Medien im Hinblick auf das CASSE Experiment. Diplomarbeit, Universität des Saarlandes, Fachbereich 8.4, 2006.
- [78] M. Spies und R.A. Roberts. Modeling of transducer fields in weld material: A comparison of three generically different approaches. In *Review of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 509, page 961–968, AIP, 2000.
- [79] M. Spies, G. Hübschen, N.K. Batra, K.E. Simmonds und R.B. Mignogna. Numerical Simulation of 3D SH-Wave Fields Generated in Anisotropic Materials. In *1996 IEEE Ultrasonics Symposium, 1996. Proceedings.*, Volume 1, 753–756, 1996.
- [80] M. Spies. Computationally Efficient SH-Wave Modeling in Transversely Isotropic Media. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 19(2):43–54, 2000.
- [81] J. Bamberg und M. Spies. Optimal Probe Arrangement for Ultrasonic Inspection of Spin Test Disks. In *Review of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 975, 1543–1550, 2008.
- [82] M. Spies und J. Bamberg. Advanced Ultrasonic NDT of Aero Engine Components Using Standard Transducers and Optimized Mirrors. In *Proceedings of the ECNDT 2006 Conference*, Session We.2.1.4, 2006
- [83] H. Nyquist. Certain Topics in Telegraph Transmission Theory. *Proceedings of the IEEE*, 90(2):280–305, 2002.
- [84] C.E. Shannon. Communication in the Presence of Noise. *Proceedings of the IEEE*, 86(2):447–457, 1998.
- [85] J.P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of computational physics*, 114(2):185–200, 1994.
- [86] F.D. Hastings, J.B. Schneider und S.L. Broschat. Application of the Perfectly Matched Layer (PML) Absorbing Boundary Condition to Elastic Wave Propagation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 100(5):3061–3069, 1996.

- [87] F.H. Drossaert und A. Giannopoulos. Complex Frequency Shifted Convolution PML For FDTD Modelling of Elastic Waves. *Wave Motion*, 44(7-8):593–604, 2007.
- [88] R.L. Higdon. Radiation Boundary Conditions for Elastic Wave Propagation. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 27(4):831–869, 1990.
- [89] R.L. Higdon. Radiation Boundary Conditions for Dispersive Waves. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 31(1):64–100, 1994.
- [90] D. Givoli und B. Neta. High-Order Non-Reflecting Boundary Scheme for Time-Dependent Waves. *Journal of Computational Physics*, 186:24–46, 2003.
- [91] W. C. Chew und Q. H. Liu. Perfectly Matched Layers for Elastodynamics: A new Absorbing Boundary Condition. *Journal of Computational Acoustics*, 4(4):341–359, 1996.
- [92] W.B. Davenport und W.L. Root. *An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise*. McGraw-Hill New York, 1958.
- [93] W.K. Pratt. Generalized Wiener Filtering Computation Techniques. *IEEE Trans. Computers*, 21(7):636–641, 1972.
- [94] B.A. Lippmann und J. Schwinger. Variational Principles for Scattering Processes. I. *Physical Review*, 79(3):469–480, 1950.
- [95] M. Born, W. Heisenberg und P. Jordan. Zur Quantenmechanik. II. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 35(8):557–615, 1926.
- [96] L. Van Hove. Correlations in Space and Time and Born Approximation Scattering in Systems of Interacting Particles. *Physical Review*, 95(1):249–262, 1954.
- [97] R. Marklein, K. J. Langenberg, K. Mayer und A. Shlivinski. Inverse Scattering in Nondestructive Testing: Recent Applications and Advances. In *Review of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 760, 775–782, AIP, 2005.
- [98] H. Abdullah. *Anwendung der approximativen Inversen zur Herleitung einer Rekonstruktionsformel für ein zweidimensionales inverses Streuproblem*. Dissertation, Universität des Saarlandes, 1998.
- [99] R. Marklein, K. Mayer, R. Hannemann, T. Krylow, K. Balasubramanian, K. J. Langenberg, und V. Schmitz. Linear and Nonlinear Inversion Algorithms Applied in Non-destructive Evaluation. *Inverse Problems*, 18(6):1733–1759, 2002.

- [100] R. Marklein, K. Balasubramanian, A. Qing und K. J. Langenberg. Linear and Nonlinear Iterative Scalar Inversion of Multi-Frequency Multi-Bistatic Experimental Electromagnetic Scattering Data. *Inverse Problems*, 17:1597–1610, 2001.
- [101] B. J. Kooij und P. M. van den Berg. Nonlinear Inversion in TE Scattering. *IEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(11):1704–1712, November 1998.
- [102] R. E. Kleinmann und P. M. van den Berg. A Modified Gradient Method for Two-Dimensional Problems in Tomography. *Journal of Comp. and Appl. Math.*, 42:17–35, 1992.
- [103] R. E. Kleinmann und P. M. van den Berg. An Extended Range Modified Gradient Technique For Profile Inversion. *Radio Science*, 28:877–884, 1993.
- [104] R. E. Kleinmann und P. M. van den Berg. Two Dimensional Location And Shape Reconstruction. *Radio Science*, 29:1157–1169, 1994.
- [105] P. M. van den Berg und R. E. Kleinman. A contrast source inversion method. *Inverse Problems*, 13(6):1607–1620, 1997.
- [106] P. M. van den Berg, A.L. van Broekhoven und A Abubakar. Extended contrast source inversion. *Inverse Problems*, 15(5):1325–1344, 1999.
- [107] FFTW3 <http://www.fftw.org> .
- [108] P. P. C. Tsui und O. A. Basir. Wavelet Basis Selection and Feature Extraction for Shift Invariant Ultrasound Foreign Body Classification. *Ultrasonics*, 45:1–14, 2006.
- [109] C. Boor. A Practical Guide to Splines. *Berlin and New York: Springer-Verlag*, 1978.
- [110] O. Keitmann-Curdes, K. Hensel, P. Knoll, H. Meier und H. Ermert. 3D Ultrasonic Imaging and Contour Detection in Sheet Metal Hydroforming. In *2004 IEEE Ultrasonics Symposium*, Volume 1, 697–700, 2004.
- [111] G. Breit und E. Wigner. Capture of slow neutrons. *Physical Review*, 49(7):519–531, April 1936.
- [112] J. Krautkramer. Determination of the size of defects by the ultrasonic impulse echo method. *British Journal of Applied Physics*, 10(6):240–245, 1959.

- [113] D. Tschardtke. *Fehlerdiagnose in der Ultraschallprüfung durch iterative Modellierung*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2002.
- [114] A. Velichko und P.D. Wilcox. Reversible back-propagation imaging algorithm for post-processing of ultrasonic array data. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 56(11):2492 – 2503, November 2009.
- [115] M. Spies, W. Satzger und J. Bamberg. Evaluation of Ultrasonic Scattering at LCF Cracks Including Optically Measured, Real Roughness Profiles. In *Review of Progress in QNDE, AIP Conference Proceedings*, Volume 894, 1823–1830, AIP, 2007.
- [116] B. Grohs. Theoretische Ermittlung von Laufzeit-Ortskurven für Ultraschall-Impulsecho-Prüfungen-ALOK. *Materialprüfung*, 25(3):63–66, 1983.
- [117] P. Speckmayer, A. Höcker, J. Stelzer und H. Voss. The Toolkit for Multivariate Data Analysis, TMVA 4. In *Journal of Physics: Conference Series*, Volume 219, page 032057. IOP Publishing, 2010.

Danksagungen

Als ich diese Arbeit vor fast genau fünf Jahren angefangen habe, hätte ich nie gedacht, dass ich jetzt in den ersten Zeilen der Danksagungen zwei kleinen Wesen danken möchte, die mein Leben seit fünf Monaten mit ihrem zahnlosen Lachen bereichern.

Allerdings konnten die beiden nicht Wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beitragen, ganz im Gegenteil zu vielen Anderen, bei denen ich mich im Folgenden bedanken möchte.

Mein erster Dank geht an Priv. Doz. Dr. habil Martin Spies und Herrn Rieder, die diese Arbeit auf akademischer Seite begleitet und mit wertvollen Hinweisen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Außerdem möchte ich Prof. Dr. Arnold für die Bereitschaft danken, das Zweitgutachten zu übernehmen und für seine schnellen Rückmeldungen.

Weiterhin und ganz besonders danke ich der Firma Bosch, die diese Arbeit finanziert hat und insbesondere den Herren Dr. Volker Wehn und Dr. Martin Fischer für die Möglichkeit diese Dissertation in der Abteilung CR/ARH durchzuführen. Zusätzlich möchte ich den Herren Dr. Siegbert Götz und Günter Gerlach für ihre umfassende Unterstützung in allen fachlichen und formellen Aspekten der Dissertation bei Bosch danken. Es hat viel Spaß gemacht, neben der Vertiefung in mein eigenes Thema auch den Einblick in ganz andere Forschungsfelder zu erhalten.

Weiterhin möchte ich meiner Mutter Frau Prof. Ursula Scheben danken, deren ausführlichen Korrekturen die akademische Qualität in Bezug auf die Stringentheit der Formulierungen dieser Arbeit deutlich verbessert haben.

Schließlich möchte ich meiner gesamten Familie danken, insbesondere meiner lieben Frau Pilar, für ihre Unterstützung und ihre Geduld auch und gerade in den schwierigeren Momenten dieser Arbeit.