



Forschungsberichte
aus
dem Institut
für Höchstfrequenztechnik
und Elektronik (IHE)
der
Universität Karlsruhe (TH)

Herausgeber:
Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Dr.-Ing. E.h.
W. Wiesbeck

Thomas Dreyer

**Systemmodellierung piezoelektri-
scher Sender zur Erzeugung
hochintensiver Ultraschallimpulse
für die medizinische Therapie**

Band 49

Copyright: Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE),
Universität Karlsruhe (TH), 2006
alle Rechte vorbehalten

Druck: Offsetdruckerei Gunter Dünnbier, 02779 Großschönau,
Tel. 035841-36757

ISSN: 0942-2935

Vorwort des Herausgebers

Geräte und Instrumente der Ultraschalltechnik sind multidisziplinäre Systeme. Dies gilt in besonderem Maße für piezoelektrische Ultraschallwandler. Die Ansteuerung erfolgt auf elektrischer Basis entweder resonant oder mit kurzen Pulsen. In den piezoelektrischen Wandlern wird durch die elektrische Ansteuerung eine dreidimensionale mechanische Bewegung erzeugt. Diese Bewegung wird auf ein weiteres Medium, z.B. Flüssigkeiten oder so genannte metallische Transducer übertragen. Diese wiederum führen die vom Piezoelement erzeugte Ultraschallwelle in das zu untersuchende bzw. zu behandelnde Medium. Ziel ist es dann, durch das Ultraschallsignal entweder mechanische oder elektrische Änderungen hervorzurufen bzw. die an Objekten reflektierten Signale zu detektieren.

Mit dieser umständlichen Beschreibung können z.B. Ultraschallbohrgeräte, Ultraschallbender oder Ultraschallortungsgeräte für die Medizin beschrieben werden. Allen diesen Anwendungen ist gemein, dass letztlich die Erzeugung der Wirkung über eine lange Wirkungskette erreicht wird. Nur wenn diese Wirkungskette im Detail mit ihren gegenseitigen Interaktionen bekannt ist, kann diese optimiert werden.

Die vorliegende Dissertation behandelt die Beschreibung und Simulation derartiger Wirkungsketten in der Ultraschalltechnik, sowohl theoretisch als auch experimentell. Die Wirkungsmechanismen werden explizit dargestellt, mathematisch beschrieben und experimentell verifiziert. Die Arbeit leistet damit einen wesentlichen Beitrag für das zukünftige Verständnis der Anwendung von Ultraschall. Diese Anwendungen werden sicherlich in Zukunft weiter stark zunehmen sowohl in der Medizintechnik als auch im industriellen Einsatz.

Ich wünsche Herrn Dr. Dreyer für die Zukunft alles Gute und viel Erfolg bei der technischen Anwendung seiner Forschungsergebnisse.

Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Dr.-Ing. E.h. Werner Wiesbeck
- Institutsleiter -

Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe (TH)

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Dr.-Ing. E.h. Werner Wiesbeck

- Band 1 Daniel Kähny
Modellierung und meßtechnische Verifikation polarimetrischer, mono- und bistatischer Radarsignaturen und deren Klassifizierung
- Band 2 Eberhardt Heidrich
Theoretische und experimentelle Charakterisierung der polarimetrischen Strahlungs- und Streueigenschaften von Antennen
- Band 3 Thomas Kürner
Charakterisierung digitaler Funksysteme mit einem breitbandigen Wellenausbreitungsmodell
- Band 4 Jürgen Kehrbeck
Mikrowellen-Doppler-Sensor zur Geschwindigkeits- und Wegmessung - System-Modellierung und Verifikation
- Band 5 Christian Bornkessel
Analyse und Optimierung der elektrodynamischen Eigenschaften von EMV-Absorberkammern durch numerische Feldberechnung
- Band 6 Rainer Speck
Hochempfindliche Impedanzmessungen an Supraleiter / Festelektrolyt-Kontakten
- Band 7 Edward Pillai
Derivation of Equivalent Circuits for Multilayer PCB and Chip Package Discontinuities Using Full Wave Models
- Band 8 Dieter J. Cichon
Strahlenoptische Modellierung der Wellenausbreitung in urbanen Mikro- und Pikofunkzellen
- Band 9 Gerd Gottwald
Numerische Analyse konformer Streifenleitungsantennen in mehrlagigen Zylindern mittels der Spektralbereichsmethode
- Band 10 Norbert Geng
Modellierung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Funksystemen durch Lösung der parabolischen Approximation der Helmholtz-Gleichung

Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe (TH)

- Band 11 Torsten C. Becker
Verfahren und Kriterien zur Planung von Gleichwellennetzen für den Digitalen Hörrundfunk DAB (Digital Audio Broadcasting)
- Band 12 Friedhelm Rostan
Dual polarisierte Microstrip-Patch-Arrays für zukünftige satellitengestützte SAR-Systeme
- Band 13 Marcus Demmler
Vektorkorrigiertes Großsignal-Meßsystem zur nichtlinearen Charakterisierung von Mikrowellentransistoren
- Band 14 Andreas Froese
Elektrochemisches Phasengrenzverhalten von Supraleitern
- Band 15 Jürgen v. Hagen
Wide Band Electromagnetic Aperture Coupling to a Cavity: An Integral Representation Based Model
- Band 16 Ralf Pötzschke
Nanostrukturierung von Festkörperflächen durch elektrochemische Metallphasenbildung
- Band 17 Jean Parlebas
Numerische Berechnung mehrlageriger dualer planarer Antennen mit koplanarer Speisung
- Band 18 Frank Demmerle
Bikonische Antenne mit mehrmodiger Anregung für den räumlichen Mehrfachzugriff (SDMA)
- Band 19 Eckard Steiger
Modellierung der Ausbreitung in extrakorporalen Therapien eingesetzter Ultraschallimpulse hoher Intensität
- Band 20 Frederik Küchen
Auf Wellenausbreitungsmodellen basierende Planung terrestrischer COFDM-Gleichwellennetze für den mobilen Empfang
- Band 21 Klaus Schmitt
Dreidimensionale, interferometrische Radarverfahren im Nahbereich und ihre meßtechnische Verifikation

**Forschungsberichte aus dem
Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE)
der Universität Karlsruhe (TH)**

- Band 22 Frederik Küchen, Torsten C. Becker, Werner Wiesbeck
Grundlagen und Anwendungen von Planungswerkzeugen für den digitalen terrestrischen Rundfunk
- Band 23 Thomas Zwick
Die Modellierung von richtungsaufgelösten Mehrwegegebäudefunkkanälen durch markierte Poisson-Prozesse
- Band 24 Dirk Didascalou
Ray-Optical Wave Propagation Modelling in Arbitrarily Shaped Tunnels
- Band 25 Hans Rudolf
Increase of Information by Polarimetric Radar Systems
- Band 26 Martin Döttling
Strahlenoptisches Wellenausbreitungsmodell und Systemstudien für den Satellitenmobilfunk
- Band 27 Jens Haala
Analyse von Mikrowellenheizprozessen mittels selbstkonsistenter finiter Integrationsverfahren
- Band 28 Eberhard Gschwendtner
Breitbandige Multifunktionsantennen für den konformen Einbau in Kraftfahrzeuge
- Band 29 Dietmar Löffler
Breitbandige, zylinderkonforme Streifenleitungsantennen für den Einsatz in Kommunikation und Sensorik
- Band 30 Xuemin Huang
Automatic Cell Planning for Mobile Network Design: Optimization Models and Algorithms
- Band 31 Martin Fritzsche
Anwendung von Verfahren der Mustererkennung zur Detektion von Landminen mit Georadaren
- Band 32 Siegfried Ginter
Selbstkonsistente Modellierung der Erhitzung von biologischem Gewebe durch hochintensiven Ultraschall
- Band 33 Young Jin Park
Applications of Photonic Bandgap Structures with Arbitrary Surface Impedance to Luneburg Lenses for Automotive Radar

Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe (TH)

- Band 34 Alexander Herschlein
Entwicklung numerischer Verfahren zur Feldberechnung konformer Antennen auf Oberflächen höherer Ordnung
- Band 35 Ralph Schertlen
Mikrowellenprozessierung nanotechnologischer Strukturen am Beispiel von Zeolithen
- Band 36 Jürgen von Hagen
Numerical Algorithms for the Solution of Linear Systems of Equations Arising in Computational Electromagnetics
- Band 37 Ying Zhang
Artificial Perfect Magnetic Conductor and its Application to Antennas
- Band 38 Thomas M. Schäfer
Experimentelle und simulative Analyse der Funkwellenausbreitung in Kliniken
- Band 39 Christian Fischer
Multistatisches Radar zur Lokalisierung von Objekten im Boden
- Band 40 Yan C. Venot
Entwicklung und Integration eines Nahbereichsradarsensorsystems bei 76,5 GHz
- Band 41 Christian Waldschmidt
Systemtheoretische und experimentelle Charakterisierung integrierbarer Antennenarrays
- Band 42 Marwan Younis
Digital Beam-Forming for high Resolution Wide Swath Real and Synthetic Aperture Radar
- Band 43 Jürgen Maurer
Strahlenoptisches Kanalmodell für die Fahrzeug-Fahrzeug-Funkkommunikation
- Band 44 Florian Pivit
Multiband-Aperturantennen für Basisstationsanwendungen in rekonfigurierbaren Mobilfunksystemen
- Band 45 Sergey Sevskiy
Multidirektionale logarithmisch-periodische Indoor-Basisstationsantennen

**Forschungsberichte aus dem
Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE)
der Universität Karlsruhe (TH)**

- Band 46 Martin Fritz
Entwurf einer breitbandigen Leistungsstufe für den Mobilfunk in Low Temperature Cofired Ceramic
- Band 47 Christiane Kuhnert
Systemanalyse von Mehrantennen-Frontends (MIMO)
- Band 48 Marko Liebler
Modellierung der dynamischen Wechselwirkung von hochintensiven Ultraschallfeldern mit Kavitationsblasen
- Band 49 Thomas Dreyer
Systemmodellierung piezoelektrischer Sender zur Erzeugung hochintensiver Ultraschallimpulse für die medizinische Therapie

Systemmodellierung piezoelektrischer Sender zur Erzeugung hochintensiver Ultraschallimpulse für die medizinische Therapie

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Thomas Dreyer

aus Aurich

Tag der mündlichen Prüfung:

9. Oktober 2006

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Dr.-Ing. E.h. Werner Wiesbeck

Koreferent:

Prof. Dr. rer. nat. Olaf Dössel

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe.

Mein Dank gilt dem Leiter des Instituts Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Dr.-Ing. E.h. Werner Wiesbeck für das Ermöglichen dieser Arbeit. und die Übernahme des Hauptreferats. Danken möchte ich weiterhin Herrn Prof. Dr. rer. nat. Olaf Dössel für sein Interesse an dieser Arbeit und die spontane Übernahme des Koreferats.

Das angenehme und kollegiale Umfeld am Institut hat entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen, wofür allen Mitarbeitern hiermit gedankt sei.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr.-Ing. Rainer Riedlinger, der mit seinen früheren Arbeiten die Grundlagen für diese Arbeit gelegt hat und in meiner langjährigen Tätigkeit immer als Ansprech- und Diskussionspartner nicht nur in fachlichen Dingen zur Verfügung stand. Weiterhin bedanke ich bei meinen weiteren Kollegen am Fachgebiet Akustik, Herrn Dr.-Ing Marko Liebler und Herrn Dipl.-Ing. Thomas Emter, für die sehr gute Zusammenarbeit und die vielen Diskussionen und Hilfestellungen.

Auch den Studenten, die im Rahmen von Diplom- und Studienarbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskräfte zum erfolgreichen Gelingen beigetragen haben sei hiermit gedankt. Der Umfang der Arbeit wäre ohne sie nicht denkbar gewesen.

Teile dieser Arbeit wurden von der Richard Wolf GmbH in Knittlingen unterstützt. Für die angenehme Zusammenarbeit bedanke ich mich bei meinem ehemaligen Kollegen am IHE, Herrn Dr.-Ing. Siegfried Ginter, sowie bei Herrn Dipl.-Ing. (FH) Werner Krauss und Herrn Ewald Bauer.

Schließlich gilt mein ganz besonderer Dank meiner Lebensgefährtin Birgit und unserer Tochter Paula, die während der letzten Jahre durch Ihr Verständnis und Ihre Gegenwart ein steter Rückhalt waren.

Karlsruhe, im Oktober 2006

Thomas Dreyer

Inhaltsverzeichnis

INHALTSVERZEICHNIS	I
LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN	V
Abkürzungen	v
Symbole	vi
Nomenklatur	vi
Griechische Buchstaben	vi
Lateinische Buchstaben	vii
1. EINLEITUNG	1
1.1. Ultraschall in der medizinischen Therapie	1
1.1.1. Extrakorporale Stoßwellenlithotripsie (ESWL)	2
1.1.2. Extrakorporale Stosswellentherapie (ESWT)	5
1.1.3. Weitere Therapieformen	6
1.2. Stand der Forschung	7
1.3. Aufgabenstellung	11
1.4. Lösungsansatz und Gliederung der Arbeit	12
2. FOKUSSIERENDE PIEZOELEKTRISCHE SENDER ZUR ERZEUGUNG TRANSIENTER SCHALLPULSE	15
2.1. Fokussierende Sender für die Therapie	16
2.1.1. Sender mit mehreren piezoelektrischen Schichten	18
2.1.2. Messtechnische Charakterisierung	19
2.1.3. Analytische Beschreibung der Fokussierung	24

3.	GRUNDLAGEN PIEZOELEKTRISCHER SENDER	27
3.1.	Elektromechanische Gleichungen piezoelektrischer Medien	27
3.1.1.	Wellenausbreitung in Festkörpern	30
3.1.2.	Gleichungen in Zylinderkoordinaten	31
3.2.	Analytische Modelle für piezoelektrische Sender	33
3.2.1.	Eindimensionale Modelle	33
3.2.2.	Mehrdimensionale Modelle	42
3.3.	Piezoelektrische Kompositsender	44
3.3.1.	Funktionsprinzip	44
3.3.2.	Modellbildung	45
3.4.	Beurteilung vorhandener Modelle	47
4.	NUMERISCHE SIMULATION PIEZOELEKTRISCHER SENDER IM ZEITBEREICH	49
4.1.	Grundlagen der Finite Elemente Methode für piezoelektrische Sender	50
4.2.	Modellierung realer Senderstrukturen	53
4.2.1.	Bestimmung der Simulationsparameter	53
4.2.2.	Zweidimensionale Simulationen	59
4.2.3.	Dreidimensionale Simulationen	67
4.2.4.	Messtechnische Verifikation der 3-D Simulationen	76
4.3.	Sender mit geschichteten Keramikstrukturen	79
4.3.1.	3-dimensionale Simulationen	80
4.3.2.	Messtechnische Verifikation	84
4.3.3.	Einfluss der Elementplatzierung	88
5.	BERÜCKSICHTIGUNG DER ELEKTRISCHEN ANSTEUERUNG	97
5.1.	Modellierung der elektrischen Ansteuerung	97
5.1.1.	Ansteuerung für einlagige Senderkonfigurationen	98
5.1.2.	Ansteuerung für mehrlagige Senderkonfigurationen	106
5.2.	Simulationsergebnisse an realen Senderstrukturen	109

5.2.1.	Einlagige Sender	109
5.2.2.	Zweilagige Sender	111
5.2.3.	Einfluss nichtidealer Bauelemente	114
6.	DARSTELLUNG UND ANALYSE DES GESAMTSYSTEMS	119
6.1.	Systemtheoretische Betrachtung	119
6.1.1.	Darstellung des Gesamtsystems	120
6.1.2.	Methoden der Systemidentifikation	120
6.2.	Identifikation der elektro-akustischen Impulsantwort	124
6.2.1.	Impulsantwort einlagiger Sender	124
6.2.2.	Impulsantwort mehrlagiger Sender	129
6.3.	Einflussgrößen auf das Drucksignal im Fokus	135
6.3.1.	Geometrie der Piezoelemente	135
6.3.2.	Änderung der elektrischen Ansteuerung	147
6.3.3.	Auswirkung der nichtlinearen Ausbreitung	156
7.	ZUSAMMENFASSUNG	161
	LITERATURVERZEICHNIS	165
	ANHANG	177
A.1	Piezoelektrische Grundgleichungen	177
A.2	Materialdaten	178
A.3	Bauelementwerte der Schaltungen in Kapitel 6.3.1	180

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

Abkürzungen

AKF	Autokorrelationsfunktion
ED	Energiedichte
ESWL	<i>Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy</i> (Extrakorporale Stoßwellenlithotripsie)
ESWT	<i>Extracorporeal Shock Wave Therapy</i> (Extrakorporale Stoßwellentherapie)
FDTD	<i>Finite Differences in Time Domain</i> (FD im Zeitbereich)
FEM	<i>Finite Element Method</i> (Finite Elemente Methode)
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> (Schnelle Fouriertransformation)
FOPH	<i>Fiber Optic Probe Hydrophone</i> (optisches Glasfaserhydrofon)
HEPUS	<i>High Energy Pulsed Ultrasound</i> (Hochenergetischer gepulster Ultraschall)
HIFU	<i>High Intensity Focused Ultrasound</i> (Hochintensiver fokussierter Ultraschall)
KZK	(Gleichung nach) Khoklov Zabolotskaya Kuznetsov
PRBS	<i>Pseudo Random Binary Sequence</i> (Binäre Pseudo-Zufallssequenz)
PVDF	Polyvinylidenfluorid (piezoelektrisches Polymermaterial)
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat (piezoelektrische Keramik)
US	Ultraschall
a.u	<i>arbitrary unit</i> (beliebige Einheit in der Größendarstellung)

Symbole

Nomenklatur

\underline{A}	Unterstrichene Großbuchst. Komplexe Größen
\vec{a}	Vektor
\mathbf{A}	Fette Großbuchstaben Matrix
\mathbf{A}^{-1}	inverse Matrix
\mathbf{A}^t	transponierte Matrix

Griechische Buchstaben

α	Dämpfungskoeffizient
α_0	Dämpfungskonstante
β	reziproke Dielektrizitätszahl $\beta = 1/\epsilon$
ϵ	Dielektrizitätszahl
$\epsilon^{S,T}$	Dielektrizitätszahl bei konstanter mechanischer Spannung (T) oder konstanter mechanischer Dehnung (S)
Δt	Zeitschritt im FEM-Verfahren
Δx	Maschenweite des den Raum diskretisierenden Rechengitters
φ	Elektrisches Potential, Korrelation
λ	Wellenlänge
π	Kreiszahl
ρ_0	Massendichte des ungestörten Mediums

σ	Poissonzahl
τ	Zeitkonstante
ω	Kreisfrequenz
Γ	Berandung
Φ	Korrelationsmatrix
Ψ	Akustisches Schnellepotential

Lateinische Buchstaben

a	Aperturradius, Koeffizient der Rayleighdämpfung, Amplitudenfaktor
A	Fläche
b	frequenzproportionaler Koeffizient der Rayleighdämpfung
B/A	akustischer Nichtlinearitätsparameter
$c_{ik}^{E,D}$	Elastizitätskonstante bei konstantem elektrischen Feld (E) oder konstanter dielektrischer Verschiebung (D)
C	Kapazität
d	Piezoelektrische Ladungskonstante, Dicke
D	Dielektrische Verschiebung
E	Energie, elektrisches Feld
f	Frequenz
F	Kraft
g	Impulsantwort, piezoelektrische Spannungskonstante
G	Übertragungsfunktion im Frequenzbereich
h	Piezoelektrische Konstante

i	Zählindex
I	elektrischer Strom
j	imaginäre Einheit
J	Besselfunktion
k	Piezoelektrischer Kopplungsfaktor
l	Zählindex
L	Induktivität
m	Zählindex
n	Zählindex
\bar{n}	Normaleneinheitsvektor
p	akustischer Druck
p_{\max}	akustischer Maximaldruck
q	Elektrische Ladung
r	Radius
s	Parameter der Laplace-Transformation, Komponenten des Dehnungstensors
$s_{ik}^{E,D}$	Nachgiebigkeitskonstante bei konstantem elektrischen Feld (E) oder konstanter dielektrischer Verschiebung (D)
\mathbf{S}	Dehnungstensor
t	Zeit, Komponenten des Spannungstensors
\mathbf{T}	Spannungstensor
T	Transmissionskoeffizient

u	Mechanische Auslenkung
U	elektrische Spannung
v_0	Schallgeschwindigkeit bei infinitesimal kleinen Amplituden
v	Schallgeschwindigkeit
v	Volumenanteil der Polymerfraktion
V	Volumen
\vec{x}	Ortsvektor
y	Exponent im Frequenz-Potenzgesetz
Z	elektrische oder mechanische Impedanz
$^\circ$	Winkelgrad

1. Einleitung

1.1. Ultraschall in der medizinischen Therapie

Die Anwendung von Ultraschall zur Behandlung diverser Krankheiten hat in den vergangenen zwei Dekaden zunehmend an Bedeutung gewonnen. Die physikalischen Eigenschaften von Ultraschallwellen bieten die attraktive Möglichkeit durch Fokussierung ein wohl definiertes Wirkungsareal in den Körper zu legen, während ihre Erzeugung außerhalb stattfindet. Zu Beginn der achtziger Jahre setzte eine rasante Entwicklung verschiedener Anwendungen ein, die das Spektrum der Therapiemöglichkeiten erweitert oder sogar die Therapie bestimmter Erkrankungen erst ermöglicht hat. Von besonderem Interesse ist dabei die Möglichkeit einer nicht- oder nur minimal-invasiven Technik. Das Funktionsprinzip aller extrakorporalen Anwendungen lässt sich an Abbildung 1.1 veranschaulichen. Hierbei strahlt ein fokussierender Ultraschallsender ein Schallsignal über eine Wasservorlaufstrecke aus in den menschlichen Körper ein.

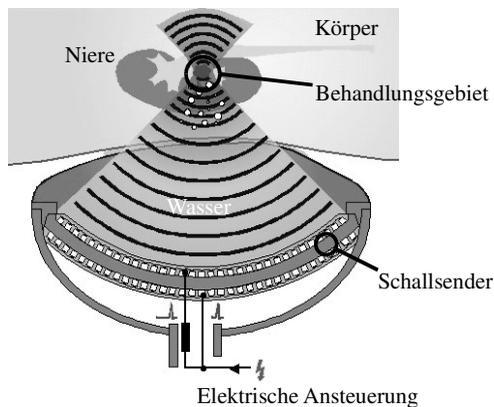


Abbildung 1.1 Schematische Darstellung der Therapie mit fokussiertem Ultraschall

Der Sender wird mit Hilfe eines bildgebenden Verfahrens, in der Regel Ultraschall oder Röntgen, so positioniert, dass das zu behandelnde Gebiet mit der Fokusregion des

Senders möglichst übereinstimmt. Idealerweise treten biologische Wirkungen durch die Fokussierung der Schallenergie nur in einem eng begrenzten Gebiet auf, während Regionen vor und hinter dem Fokus unbeeinträchtigt bleiben. Im Folgenden werden wichtige derzeit gängige Therapiearten vorgestellt.

1.1.1. Extrakorporale Stoßwellenlithotripsie (ESWL)

Die erste erfolgreiche extrakorporale Anwendung von Ultraschall ist zweifelsohne die Stoßwellenlithotripsie zur Behandlung von Steinleiden [CBS80]. Dabei wird im allgemeinen Fall ein Ultraschallimpuls hoher Amplitude (ca. 30-120 MPa) und kurzer Dauer ($<5 \mu\text{s}$) außerhalb des Körpers erzeugt und durch geeignete Maßnahmen fokussiert. Der in der Fokusregion erzeugte Schallimpuls ist dabei nichtlinear aufgesteilt mit Anstiegszeiten von unter 10 ns, wofür die Bezeichnung „Stoßwelle“ gängig ist. Im Idealfall wird der im Fokus gelegene Stein durch die Applikation von typischerweise 1500-2500 Einzelpulsen in kleine abgangsfähige Fragmente zertrümmert. Mittlerweile werden weit über 80% aller Nierensteinpatienten [Del94] auf diese Art und Weise erfolgreich und nebenwirkungsarm behandelt. Vor 1980 war eine Entfernung des Steines in der Regel nur durch einen offenen chirurgischen Eingriff mit den damit verbundenen Risiken möglich. Hier fand ein dramatischer Wandel in der Therapie statt. Weitere Anwendungsgebiete sind die Gallensteinlithotripsie und die Lithotripsie von Speichelsteinen [SDS+88], [ISF+92].

Die Schallsendertechnologie beruht im Wesentlichen auf drei verschiedene Erzeugungsprinzipien [CS93]:

- *Elektrohydraulisches Prinzip:* In einem Wasserbad wird durch Funkenentladung eine Stoßwelle erzeugt, die durch einen Reflektor gebündelt wird. Als Reflektor dient ein angeschnittener Rotationsellipsoid, in dessen Brennpunkt die Funkenstrecke platziert ist und sich das zu behandelnde Gebiet außerhalb des Reflektors im zweiten Brennpunkt der berandenden Ellipse befindet. Bei diesem Erzeugungsprinzip wird von der Quelle eine Stoßwelle erzeugt, die dann refokussiert wird [Mül90].
- *Elektromagnetisches Prinzip:* Eine Flachspule wird mit einer dünnen isolierten Metallmembran belegt. Wird die Spule mit einem Stromimpuls beaufschlagt, so werden Wirbelströme in der Membran erzeugt, die eine abstoßende Kraft auf die Membran hervorrufen [Eis59]. Die Fokussierung erfolgt entweder durch eine akustische Linse oder durch eine Kugelkalottenform der Membran [RN86], [Sta91]. Durch eine Ausführung als zylindrische Flachspule ist die Fokussierung durch einen Paraboloid-Reflektor möglich [MWK90].

- *Piezoelektrisches Prinzip:* Mehrere tausend kleine piezokeramische Elemente bilden eine Kugelkalotte. Mit einem Hochspannungsimpuls wird über den inversen piezoelektrischen Effekt ein Ultraschallimpuls erzeugt. Die Fokussierung erfolgt direkt über die Form des Senders [RUW+86]. Derartige Sender sind Gegenstand dieser Arbeit und werden daher in den folgenden Kapiteln eingehend behandelt.

Im Gegensatz zu den elektrohydraulischen Systemen wird bei elektro-magnetischen und piezoelektrischen Sendern an der Senderoberfläche ein Impuls mit nur moderater Amplitude erzeugt. Durch die nachfolgende Fokussierung und damit einhergehende nichtlineare Ausbreitungseffekte tritt dann ein Anwachsen der Pulsamplitude auf die genannten Werte ein. Basierend auf diesen drei Erzeugungsprinzipien sind mittlerweile mehr als 15 verschiedene Typen von Therapiegeräten für die Lithotripsie auf dem Markt, was auch die ökonomische Bedeutung unterstreicht.

Obwohl sich die ESWL bereits lange in der klinischen Praxis als nebenwirkungsarme Therapie äußerst erfolgreich etabliert hat, besteht durchaus noch Bedarf an Verbesserungen. Als „ultimatives“ Ziel gilt nach wie vor eine effiziente Behandlung unter Ausschluss möglichst aller Nebenwirkungen. Die Effizienz wird an einer möglichst kurzen Behandlungszeit mit geringer Rate an wiederholten Behandlungen bewertet. Häufigste Nebenwirkungen sind meist Hämatome und Einblutungen im umliegenden Nierengewebe, die zwar meist nur temporärer Natur sind aber im Interesse einer Patientenschonenden Behandlung vermieden werden sollten [Del94].

Im Zusammenhang mit diesen klinischen Beobachtungen sind die physikalischen Effekte, die mit der Ausbreitung von Schallimpulsen finiter Amplitude einhergehen, Gegenstand aktueller Forschung. Weiterhin werden vor allem in neuerer Zeit die Mechanismen der Steinertrümmerung untersucht.

Von großer Bedeutung ist das Auftreten transientscher Kavitation im Schallfeld von Lithotripsiesendern [Chu89]. Mit Kavitation werden das Entstehen und die Dynamik von gasgefüllten Hohlräumen in Flüssigkeiten unter Zugspannung verstanden; denn die erzeugten Schallpulse besitzen neben den hohen positiven Druckamplituden von 40-140 MPa auch Zugamplituden in der Größenordnung von -5 bis -20 MPa. Im Ausbreitungspfad der Schallwelle entstehen dadurch kurzzeitig Gebiete, in denen Kavitationsereignisse stattfinden. Die durch den Unterdruck entstandenen Gasblasen erreichen Durchmesser von typischerweise 0,1–1 mm und kollabieren nach Durchgang des Schallpulses unter Aussendung sphärisch divergierender Stoßwellen. An Grenzflächen kommt es zu asymmetrischen Blaskollapsen mit der Ausbildung von Flüssigkeitsjets, die etwa mit Schallgeschwindigkeit auf die Grenzfläche treffen. Es gilt als gesichert, dass die Kavitation die dominierende Ursache für Gewebsschädigungen ist

[Del94]. Sowohl bei in vitro Versuchen mit Zellkulturen, als auch in vivo ist der schädigende Einfluss nachgewiesen [Del02]. Als Mechanismus ist einerseits die direkte mechanische Zerstörung von einzelnen Zellen, andererseits das Auftreten von Gefäßrupturen in Folge von Kavitationsblasenkollapsen belegt [ZZ01], [ZZZ01]. Andererseits konnte in Steinfragmentierungsexperimenten im Wasserbad eine positive Wirkung gezeigt werden. In Folge von Kavitationseignissen an der Oberfläche von Modellsteinen tritt eine Erosion des Materials auf, die zur Fragmentierung wesentlich beiträgt [Cru88]. Das Auftreten und die Dynamik transienter Kavitation werden dabei maßgeblich durch den zeitlichen Verlauf und die Amplitude des Schallimpulses beeinflusst [Chu89].

Ein weiteres wesentliches Gebiet in der Grundlagenforschung zur Lithotripsie ist die Fragestellung nach dem dominierenden Mechanismus der eigentlichen Zertrümmerung. In Zertrümmerungsexperimenten ist ein Zusammenhang zwischen dem Energieinhalt des Schallfeldes in der Fokusregion und der Anzahl der benötigten Schallpulse empirisch ermittelt worden [GK92], [DRS98b]. Ein Zusammenhang mit weiteren Parametern des Schallpulses wie der Maximalamplitude oder der Anstiegszeit des Pulses konnte dagegen nicht belegt werden. Neben dem bereits genannten Beitrag der Kavitation werden derzeit drei weitere physikalische Mechanismen diskutiert:

- *Hopkinson Effekt*: Die in den Stein einlaufende Schallwelle wird an der dem Sender abgewandten Seite schallweich reflektiert. Der nun invertierte Puls überlagert sich der noch einlaufenden Welle. Die dadurch auftretenden Zugspannungen überschreiten die dynamische Festigkeit des Materials was zu einem Abplatzen des Materials an der abgewandten Seite führt.
- *Kegelförmiger Abtrag*: Bei einer starken Bündelung des Schallfeldes treten Spannungsgradienten im Steinmaterial auf, die durch eine inhomogene Druckverteilung im Steinmaterial verursacht werden. Dies verursacht einen kegelförmigen Abtrag. Voraussetzung dabei ist, dass der Sender genügend stark fokussiert oder dass die Abmessungen des Steins entsprechend groß sind.
- *Quetscheffekt*, „*Squeezing*“: Dieser Effekt beruht auf einem nur schwach fokussierten Schallfeld, bei dem außerhalb des Steins ein Druckgradient auftritt [Eis03]. Durch die höhere Schallgeschwindigkeit im Steinmaterial entsteht so an den lateralen Oberflächen des Steins eine nach innen gerichtete Kraft. Diese „quetscht“ den Stein zusammen, so dass vorhandene Mikrorisse im Innern des Materials verstärkt werden und schließlich zum Auseinanderbrechen führen. Erste klinische Resultate mit einem auf diesem Prinzip basierenden Gerät zeigen vergleichbare Effizienz mit stärker fokussierenden Geräten [EDT+02].

Der Beitrag aller dieser Mechanismen ist in Laborexperimenten mit unterschiedlichen Senderprinzipien experimentell untersucht worden, ohne das bis dato ein dominierender Effekt identifiziert werden konnte. Auch in jüngerer Zeit durchgeführte numerische Simulationen der Schallausbreitung im Steinmaterial liefern noch kein eindeutiges Bild, lassen aber weitere Erkenntnisse in der Zukunft erwarten [XZ01], [CT04], [CS05], [Gro05].

Derzeitige Trends in der Gerätetechnik weisen in die Richtung zunehmend kompaktere Geräte zu entwickeln, die als modulare Einheiten in bereits vorhandene Einrichtungen integriert werden können. Diese Entwicklung erfolgt nicht zuletzt vor dem Hintergrund steigender Kosten im Gesundheitswesen und dem damit verbundenen Kostendruck auf die Hersteller [RBG+05].

1.1.2. Extrakorporale Stoßwellentherapie (ESWT)

Ausgehend von der extrakorporalen Stoßwellenlithotripsie erfolgte in den letzten 10 Jahren eine Erweiterung der Anwendung auf orthopädische Erkrankungen. Typische Anwendungsgebiete sind dabei die Behandlung von Pseudarthrosen, die bei mangelhafter Heilung von Knochenbrüchen auftreten, die Schmerzbehandlung beim Tennisarm (Epicondylitis radialis), Behandlung des Fersensporn (Kalkaneussporn), sowie Verkalkungen im Schultergelenk (Tendinosis calcarea) [SB97]. Zunächst wurden für die ersten Studien Geräte zur Stoßwellenlithotripsie verwendet. Mittlerweile sind auch hier an die Therapie angepasste Geräte auf dem Markt, die sich im Wesentlichen dadurch auszeichnen, dass sie kompakter aufgebaut sind. Die Anpassung der Geräte an die Erfordernisse besteht darin, dass die benötigten Eindringtiefen deutlich geringer sind. Dadurch ist es möglich kleinere Senderaperturen zu verwenden. Die Parameter der erzeugten Schallpulse entsprechen im Wesentlichen denen der ESWL, wobei die Maximalamplituden bei einigen Geräten niedriger sind [SDM98]. Mittlerweile hat sich die extrakorporale Stoßwellentherapie der Pseudarthrose insoweit etabliert, dass die ersten Bauartzulassungen für diese Geräte erteilt wurden. Die anderen erwähnten Therapien befinden sich in klinischer Erprobung. Vorliegende Studien zeigen hier unterschiedliche Therapieerfolge [ADS+04].

In den klinischen Studien wird als beinahe einziger physikalischer Parameter des Schallfeldes der Energieinhalt des Schallpulses oder die Gesamtenergie pro einzelner Puls als Parameter für die Dosis und damit für den Therapieerfolg oder –misserfolg berücksichtigt. Diese energetischen Größen werden durch zeitliche und räumliche Integration aus gemessenen Schallpulsen berechnet, wodurch einige Charakteristika der einzelnen Pulse unberücksichtigt bleiben. Eine weitergehende Differenzierung

nach weiteren Parametern, wie beispielsweise dem maximalen Zuganteil findet derzeit nicht statt [TGM05]. Dadurch werden unter Umständen wichtige Effekte wie das Auftreten von Kavitation vernachlässigt. So ist es denkbar oder gar wahrscheinlich, dass die von zwei unterschiedlichen Geräten generierten Signale zwar die gleiche Energie besitzen aber unterschiedliche biologische Wirkungen hervorrufen. Dies könnte dann der Fall sein, wenn ein Schallpuls einen deutlich höheren Zuganteil aber weniger Druckanteil aufweist. Bisher ist dieser Aspekt in der ESWT beinahe unbeachtet.

Die Grundlagenforschung zu Effekten auf zellulärer Ebene bei der Therapie orthopädischer Erkrankungen ist bei der Behandlung der Pseudarthrose am weitesten fortgeschritten. Neuere Untersuchungen zeigen einen klaren Zusammenhang zwischen der Stosswellenapplikation und der Aktivierung spezifischer Proteine auf zellulärer Ebene die zur Neubildung von Knochengewebe führt [TMZ+04].

Bei den anderen Therapiearten bietet die Grundlagenforschung bisher kein einheitliches Bild, nicht zuletzt auf Grund sich widersprechender Ergebnisse klinischer Studien. Derzeit werden eine Vielzahl möglicher Effekte auf zellulärer Ebene untersucht und diskutiert, ohne dass ein Konsens bezüglich der Behandlungsprotokolle oder gar optimaler Schallfeldparameter besteht [ADS+04].

1.1.3. Weitere Therapieformen

Neben den bereits genannten sind noch weitere Therapiearten in der Erprobung oder Anwendung, die auf der Anwendung hochenergetischen Ultraschalls basieren. Im Folgenden soll dabei eine Auswahl kurz vorgestellt werden.

Unmittelbar nach der Etablierung der ESWL wurden Versuche zum Zellschädigenden Potential hochenergetischer Schallpulse mit dem Ziel einer Tumortherapie unternommen (Übersicht in [Del02]). Besonders mit gegenüber der ESWL veränderten Pulsformen des Schallsignals konnte eine nahezu vollständige Zerstörung von Zellen sowohl in vitro als auch in vivo erreicht werden [FVI+96], [IVW+98], [ZWD+99]. Dabei wurden sinusoidale Burst-Signale verwendet (*HEPUS*, High Energy Pulsed Ultrasound) die das Auftreten von Kavitation in der Fokusregion begünstigen und dadurch eine mechanische Zerstörung des Gewebes und der Zellen verursachen [RUZ88], [DRL+01]. Trotz der viel versprechenden Ergebnisse ist diese Therapie nicht weiter verfolgt worden, da die Frage zu einem erhöhten Risiko der Metastasierung nicht abschließend geklärt wurde. Die prinzipielle Möglichkeit, Gewebe mit Hilfe von Kavi-

tation gezielt zu zerstören, wurde allerdings in jüngster Zeit wieder aufgegriffen [PCA+06].

Unter dem Begriff *HIFU* (High Intensity Focused Ultrasound) werden alle Therapiearten zusammengefasst, die kontinuierliche und in der Regel monofrequente fokussierte Ultraschallsignale hoher Amplitude verwenden. Durch Absorption der Ultraschallwelle wird das Gewebe in der Fokusregion lokal erwärmt. Dabei werden Temperaturen über 60°C erreicht, die zu einer thermischen Koagulation führen [BtHR+94], [Gin02]. Erste klinische Anwendungen zur Behandlung des humanen Prostatakarzinoms zeigen viel versprechende Resultate, die zu einer breiten Anwendung führen können [TC05]. Auch zur Behandlung anderer Tumoren ist HIFU in der klinischen Evaluation weit fortgeschritten [WCB+01] und erste Geräte sind am Markt erhältlich.

Weitere Anwendungen in der experimentellen Erprobung sind das Verschließen von Gefäßrupturen zur Behandlung innere Blutungen und das Einbringen von Molekülen in Zellen durch eine ultraschallinduzierte Veränderung der Zellmembranpermeabilität [BKS+03].

1.2. Stand der Forschung

Trotz der zum Großteil erfolgreichen Anwendung von Ultraschallpulsen hoher Amplitude sind noch einige Fragestellungen ungeklärt oder Gegenstand aktueller Forschung. Die zum Teil kontroversen Ergebnisse zu den physikalischen Mechanismen der Steinertrümmerung liefern ein gutes Beispiel. Während einerseits relativ niedrige Fokusdruckamplituden als effizienter Mechanismus favorisiert werden, wird andererseits die Rolle die Wirkung der Kavitation in den Vordergrund gestellt. Beide Mechanismen erfordern unterschiedliche Signalformen in der Fokusregion des Senders. Eine möglichst nebenwirkungsarme Therapie ist generell als wünschenswert anzusehen. Da das Auftreten transientscher Kavitation auch maßgeblich für Gewebsschädigungen ist, kollidiert dieses Ziel zumindest teilweise mit der Forderung nach Effizienz.

In der orthopädischen Therapie stellt sich die Situation noch unschärfer dar. Im Gegensatz zur ESWL ist das Therapieziel weniger eindeutig. Bei der Schmerztherapie beruht die Beurteilung in der Regel auf dem subjektiven Empfinden des Patienten. Einzig in der Behandlung der Pseudarthrose ist ein Erfolg durch die Wiederherstellung des Knochengewebes klar definiert und mit den physikalischen Parametern des Schallfeldes in Verbindung zu bringen. Die derzeitige Praxis, als einzige Größe die aus dem Schallfeld abgeleiteten energetischen Charakteristika als Parameter für alle Therapiearten zu verwenden, muss kritisch beurteilt werden. Durch die in der Anwendung

befindlichen unterschiedlichen Gerätetypen wird versucht unterschiedliche Signalförmungen durch eine integrale Größe zu vergleichen. Es ist noch weitgehend ungeklärt, welche Parameter des Schallfeldes oder welche Pulsform für eine erfolgreiche Therapie notwendig sind.

Einige der mit diesen Aspekten verbundenen physikalischen und biologischen Mechanismen sind Bestandteil publizierter Arbeiten, wobei nur hier relevante kurz vorgestellt werden.

Zur nichtlinearen Ausbreitung von Schallpulsen finiter Amplitude sind verschiedene numerische Modelle vorhanden. Weit verbreitet ist die Berechnung fokussierender Sender basierend auf der KZK-Gleichung, die eine parabolische Approximation der nichtlinearen Wellengleichung darstellt. Mit diesem Verfahren sind Schallfelder in elektrohydraulischen Sendern berechnet worden [AC99]. Weiterhin existieren nichtlineare Ausbreitungsmodelle basierend auf der Umsetzung nichtlinearer Wellengleichungen mit der Methode der Finiten Elemente im Zeit- und Frequenzbereich. Die Umsetzung der hydrodynamischen Grundgleichungen in ein Finite Differenzen Modell im Zeitbereich durch Steiger liefert ein Modell, das die nichtlineare Ausbreitung von Schallpulsen in idealen Fluiden exakt bis zur zweiten Ordnung beschreibt [Ste98], [GLS+02]. Weiterhin sind in diesem Modell weitere Effekte wie Streuung, Brechung und Reflexion enthalten.

Für die Ausbreitung in biologischen Medien sind alle genannten Modelle erweitert worden. Entscheidend ist dabei eine Berücksichtigung der frequenzabhängigen Ausbreitungsdämpfung durch das Gewebe, die einem allgemeinen Frequenz-Potenzgesetz folgt. Bei einem Berechnungsverfahren im Frequenzbereich ist die Berücksichtigung hier einfach möglich. Im Zeitbereich erfordert die Berücksichtigung der Dämpfung die Berechnung oder Approximation eines Faltungsintegrals. Eine numerisch effiziente und genaue Umsetzung ist in [Gin02], [LGD+04] beschrieben, die auf dem bereits erwähnten Finite Differenzen Modell beruht.

Alle numerischen Modellen zur Schallausbreitung benötigen entsprechende Anfangsbedingungen für die Schallausbreitung. Üblicherweise werden diese Randbedingungen aus Messungen übernommen oder im Falle elektrohydraulischer Sender theoretisch vorhergesagt. Bei der Verwendung der Finite Elemente Methode ist es möglich piezoelektrische und elektromagnetische Sender direkt in die Simulation zu integrieren, sofern die nichtlineare Ausbreitung im Fluid berücksichtigt wird. Bisher bekannte Implementierungen haben entweder den Nachteil, dass die Nichtlinearitäten nur approximativ umgesetzt sind [WML+95] oder mit sehr hohem Rechenaufwand verbunden sind [Hof03]. Besonders bei komplexeren Senderstrukturen oder räumlich großer

Ausdehnung der Sender sind die Einsatzmöglichkeiten bei der letztgenannten Methode eingeschränkt.

Neben den numerischen Modellen zur Beschreibung der nichtlinearen Ausbreitung sind einige vorwiegend experimentelle Arbeiten bekannt, die eine Effizienzsteigerung oder eine Verminderung von Nebenwirkungen der ESWL zum Ziel haben.

An elektrohydraulischen Systemen sind mehrere Experimente zur Beeinflussung der Kavitation in der Fokusregion unternommen worden. Durch Einsatz eines schallweichen Ellipsoidreflektors, der die Pulsform invertiert, so dass das Signal im Fokus zuerst einen negativen Puls aufweist, wurde eine verminderte Kavitationsaktivität im Vergleich zu dem üblichen schallharten Reflektor nachgewiesen [BBC+98], [BBC+99]. Die Anwendung zweier elektrohydraulischer Quellen mit koinzidenten Foki und simultaner Triggerung führt zu einer räumlichen Verkleinerung und Intensivierung der Kavitation in der Fokusregion [SBC01]. Die Wirksamkeit einer modifizierten Ellipsoidreflektorgeometrie mit dem Ziel der Verminderung des Zuganteils, ohne die Zertrümmerung zu beeinflussen, konnte *in vitro* nachgewiesen werden [ZZ01]. Weiterhin ist ein kombiniertes piezoelektrisches und elektrohydraulisches System realisiert worden, bei dem ein fokussierendes ringförmiges Array aus piezoelektrischen Sendern koaxial und konfokal zum Reflektor angeordnet ist. Durch entsprechende zeitversetzte Triggerung des Piezoarrays zum eigentlichen Lithotripterpuls entsteht ein Drucksignal im Fokus, bei dem der Zuganteil und damit die Kavitation gezielt beeinflusst werden kann [XZ00]. Auch hier ist eine Zunahme der Fragmentierungsleistung beobachtet worden. Zur Beeinflussung des Zuganteils ist auch eine so genannte *akustische Diode* experimentell untersucht worden [ZDL+04]. Die akustische Diode ist aus zwei geschichteten dünnen (ca. 100 μm) Polymerfolien aufgebaut, die eine dünne Luftschicht einschließen. Durchläuft ein Schallsignal diese Anordnung wird ein Überdruck unverändert übertragen, da die Folien in direkten Kontakt kommen. Ein Unterdruck führt jedoch zu einer Separation der beiden Folien wodurch theoretisch keine Schallausbreitung möglich ist. Wird nun dieses Bauteil in den Ausbreitungspfad eines Lithotripsiesenders eingebracht ergibt sich eine Reduktion des Zuganteils.

Alle bis hier beschriebenen Experimente basieren auf der Modifikation bestehender Geräte, während die eigentliche Schallpulserzeugung unverändert bleibt. Auch hat bislang keine dieser Modifikationen, trotz der teilweisen positiven Resultate, Einzug in eine Geräteentwicklung oder in die klinische Anwendung gefunden.

Neben den in dieser Arbeit behandelten sind weitere piezoelektrische Sender in der Literatur bekannt. In [CB94], [CBN+95] wird ein fokussierender piezoelektrischer

Sender vorgestellt, der als sphärisches Array mit 274 Einzelsendern aufgebaut ist. Hier bietet sich die Möglichkeit einer elektronischen Fokussierung mit variablem Ort der maximalen Schalldruckamplitude. An einem vergleichbar aufgebauten Sender mit 121 Einzelsendern sind Untersuchungen zum Einfluss der Pulsform auf die Kavitation und die Steinertrümmerung durchgeführt worden [CTB+98]. Durch eine entsprechende elektrische Ansteuerung konnten Druckpulse mit unterschiedlicher Polarität erzeugt werden. In ersten Fall besteht der Druckpuls im Fokus aus einem negativen Puls mit darauf folgendem, nichtlinear aufgesteiltten positiven Puls, im zweiten Fall ist die Polarität umgekehrt, so dass zuerst ein aufgesteilter positiver Puls mit nachfolgendem Zuganteil erzeugt wird. Als experimentelles Ergebnis zeigt sich für die erste Pulsform sowohl eine effizientere Fragmentation, als auch eine erhöhte Gewebsschädigung *in vitro*. Das Konzept eines sphärischen Arrays ist auf den ersten Blick sehr attraktiv, hat aber den großen Nachteil, dass die elektrische Ansteuerung nur sehr aufwändig realisierbar ist. Es wird nämlich für jeden Einzelsender eine individuelle Hochspannungsimpulsansteuerung mit elektronisch steuerbarer und zeitlich exakter Triggerung benötigt. Dieser Aufwand hat bislang eine Realisierung zu einem kommerziellen Gerät verhindert.

Zur Erhöhung der von piezoelektrischen Sendern abgestrahlten Druckamplitude sind Sender mit mehreren piezoelektrischen Schichten untersucht worden [SBC00]. Der Aufbau besteht aus zwei direkt verbundenen Lagen piezokeramischer Elemente, die zeitversetzt angesteuert werden. Mit diesen Sendern konnten nicht fokussierte Druckpulse mit einer Amplitude von ca. 6 MPa und einer Lebensdauer von mehreren Millionen Pulsen erzeugt werden [SBC+02]. Über einen fokussierten Sender mit diesem Aufbau ist bislang nichts bekannt. Mit einer speziellen elektrischen Ansteuerung ist es ebenfalls möglich, die Pulsamplitude zu erhöhen [BGC02]. Dabei wird der Sender in Polarisationsrichtung des Materials elektrisch quasistatisch vorgespannt, wodurch sich eine mechanische Vorspannung des Materials ergibt. Eine nachfolgende schnelle Umladung des elektrischen Feldes auf den gleichen Betrag umgekehrter Polarität führt zu einer gegenüber dem unipolaren Fall um etwa 20% erhöhten Pulsamplitude [BGC04]. Die Beeinflussung der Kavitation durch die Signalform des Druckpulses im Fokus eines in dieser Arbeit behandelten piezoelektrischen Senders ist in [AOL04] beschrieben.

Eine piezoelektrische Stosswellenquelle mit variabler Pulsform ist in [Kno91] beschrieben. Darin wird ein ebener piezoelektrischer Sender mit Linsenfokussierung verwendet. Um Druckpulse mit unterschiedlichem zeitlichem Verlauf zu erzeugen, wird der Sender mit einem arbiträren Funktionsgenerator und nachgeschalteten HF-Leistungsverstärker betrieben. Um die Amplitude der ansteuernden Spannung zu erhö-

hen, wird dabei das Verfahren der Pulskompression verwendet, so dass zusätzlich noch ein Allpassfilter zwischen Verstärker und Sender notwendig ist. Mit diesem Aufbau gelang es, sinusoidale Burst- Impulse mit zwei ausgeprägten Maxima zu erzeugen. Die Variationsmöglichkeiten der Pulsform sind aufgrund der begrenzten Bandbreite des Senders aus Vollkeramik begrenzt. Zudem ist der Schaltungsaufwand erheblich, verglichen mit einer üblichen Impulsansteuerung durch eine Kondensator-entladung. Bei allen vorstehend genannten Arbeiten wird der piezoelektrische Sender nur durch eindimensionale analytische Modelle beschrieben.

1.3. Aufgabenstellung

Unter den diversen Sendern zur Stoßwellenerzeugung zeichnen sich piezoelektrische Systeme prinzipiell durch ihre hohe Flexibilität in Bezug auf die Eigenschaften der Schallpulse aus. Es ist daher möglich durch entsprechendes Design des Senders in Verbindung mit einer angepassten elektrischen Ansteuerung eine Vielfalt unterschiedlicher Schallpulse zu erzeugen. Hieraus ergibt sich die Aufgabenstellung dieser Arbeit. Es existieren nur wenige Arbeiten, die sich mit der Modellbildung piezoelektrischer Sender zur Erzeugung von Schallpulsen hoher Amplitude befassen, wie sie in den erwähnten therapeutischen Anwendungen eingesetzt werden. Die bisherige Entwicklung beruht zumeist auf einfachen analytischen Modellen und der sukzessiven Verbesserung nach Messungen an Prototypen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, erstmals ein möglichst realitätsnahes Modell piezoelektrischer Sender für therapeutische Anwendungen zu entwickeln zusammen mit einer Beschreibung der notwendigen elektrischen Ansteuerung. Dabei kommt nur eine numerische Simulation des Senders in Frage. Das angestrebte Ergebnis ist eine vollständige Beschreibung des Gesamtsystems, um eine lineare Abschätzung des erzeugten Schallpulses im Fokus des Senders zu ermöglichen. Diese wird zunächst als ausreichend erachtet, muss aber anhand eines vorhandenen nichtlinearen Ausbreitungsmodells überprüft werden. Eine Untersuchung der Einflüsse unterschiedlicher Senderdesigns und elektrischer Ansteuerungen auf die erzeugten Schallsignale ist ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit. Das Ziel ist die Entwicklung einer Methodik, die die wesentlichen Eigenschaften eines Stoßwellentherapieystems realitätsnah simuliert. Ein optimales Design kann sich nur an den therapeutischen Anwendungen orientieren. Dabei sind die Anforderungen an das Drucksignal und das Schallfeld bislang leider nur in Ansätzen bekannt. Daher ist das in dieser Arbeit anzustrebende Ergebnis die Bereitstellung eines Werkzeuges für ein erfolgreichen Entwurf optimierter Geräte.

1.4. Lösungsansatz und Gliederung der Arbeit

Im folgenden Abschnitt werden die angewandte Methodik und die Gliederung der Arbeit kurz umrissen.

Kapitel 1 gab einen Überblick über den Hintergrund der Aufgabenstellung und enthielt eine Beschreibung derzeit angewandter US-Therapieformen mit den zu Grunde liegenden physikalischen und biologischen Mechanismen. Dabei wurden ungelöste und in der derzeitigen Forschung behandelte Themengebiete aufgezeigt. Die Motivation zu dieser Arbeit wurde anhand offener Fragestellungen und fehlender Modelle dargestellt.

Kapitel 2 stellt die in dieser Arbeit zu simulierenden Sender mit ihren grundlegenden Eigenschaften vor, insbesondere Sender mit einem mehrlagigen Aufbau. Es folgt eine allgemeine Beschreibung des mechanischen Aufbaus und eine Übersicht der verwendeten Druckmesstechnik. Die lineare Fokussierung von Schallpulsen wird dargestellt.

Kapitel 3 bietet eine Einführung der Grundlagen piezoelektrischer Sender, die zum tieferen Verständnis ihrer Funktionsweise notwendig ist. Anhand einfacher analytischer Darstellungen wird die prinzipielle Funktionsweise von piezoelektrischen Sendern zur Erzeugung transientser Pulse verdeutlicht. Die Eignung bekannter analytischer Modelle wird untersucht und ein kurzer Überblick über US-Kompositensender gegeben. Diese sind in ihrem mechanischen Aufbau mit den hier betrachteten Sendern eng verwandt.

Kapitel 4 beschreibt die numerische Simulation piezoelektrischer Sender mit der Finite-Elemente Methode im Zeitbereich als einen Schwerpunkt dieser Arbeit. Hierbei werden erstmalig Sender zur Erzeugung transientser Pulse hoher Amplitude realitätsnah simuliert. Sowohl das Schwingungsverhalten des Senders, als auch die Abstrahlung des Drucksignals in Wasser sind für die Charakterisierung notwendig. Die Simulationsergebnisse werden anhand von Messungen verifiziert.

Kapitel 5 analysiert die elektrische Ansteuerung von Pulsschallsendern. Das Ziel ist eine realitätsnahe Simulation der elektrischen Eingangssignale sowohl einlagiger als auch mehrlagiger Sender. Dabei wird auf Ergebnisse aus den Simulationsrechnungen zurückgegriffen, da die elektrischen Eigenschaften des Senders in die Berechnung eingehen.

Kapitel 6 beschreibt das Gesamtsystem basierend auf den Ergebnissen der beiden vorangegangenen Kapitel. Ein Schwerpunkt bildet die Identifikation einer Systemfunktion, welche den elektrischen Eingang des Senders mit dem erzeugten Drucksig-

nal verknüpft. Eine Parameterstudie zum Einfluss des mechanischen Aufbaus und der elektrischen Beschaltung auf die erzeugten Drucksignale zeigt die Variationsmöglichkeiten auf das Drucksignal auf.

Kapitel 7 fasst die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammen.

2. Fokussierende piezoelektrische Sender zur Erzeugung transienter Schallpulse

Für eine lokalisierte Anwendung in der Therapie ist eine Bündelung des Schallfeldes auf ein gewünschtes Behandlungsareal notwendig. Dieses kann mit piezoelektrischen Sendern prinzipiell durch verschiedene Maßnahmen erreicht werden:

- Fokussierung durch eine akustische Linse
- Fokussierung durch eine Reflektoranordnung
- Geometrische Fokussierung durch eine gekrümmte Sendergeometrie
- Fokussierung durch ein Array mit zeitversetzter Ansteuerung der Einzelsender

Im ersten Fall ist ein ebener piezoelektrischer Sender an eine Festkörper- oder Flüssigkeitslinse angekoppelt. Ein Beispiel ist in [Kno91] dargestellt. Der Vorteil liegt in der einfachen mechanischen Konstruktion des Senders. Für gute Fokussierungseigenschaften sind die akustischen Materialparameter des Linsenmaterials entscheidend. Eine gute Anpassung an die akustische Impedanz von Wasser sollte vorhanden sein, um Reflexionen an der Grenzfläche zu minimieren. Zugleich sollte der akustische Brechungsindex hinreichend groß sein, um die Dicke und den Krümmungsradius der Linse gering zu halten. Aus diesen Forderungen wird deutlich, dass nur eine Kompromisslösung gefunden werden kann. Linsenfokussierte Systeme sind auch in ihrem Aperturdurchmesser begrenzt, da die Dicke an den Rändern nur endlich sein kann.

Eine Fokussierung durch eine Reflektoranordnung ist in [MWK90], [Ste98] beschrieben. Eine Quelle mit zylindrischer Geometrie strahlt einen radialsymmetrischen Schallpuls aus, der an einem Rotationsparabol reflektiert und fokussiert wird. Der Schallsender arbeitet in den bekannten Ausführungen [MWK90] nach dem elektromagnetischen Erzeugungsprinzip [Sta91]. Prinzipiell kann auch ein piezoelektrischer Sender eingesetzt werden, über eine technische Realisierung ist bislang nichts bekannt geworden.

Die dritte Möglichkeit der geometrischen Fokussierung durch eine gekrümmte Sendergeometrie wird bei den in dieser Arbeit behandelten Sendern eingesetzt und soll eingehender betrachtet werden. Der Sender ist als Kugelkalotte ausgeführt, wodurch

idealer Weise bei orts- und zeitgleicher Anregung der Senderfläche alle Signale im geometrischen Fokus koinzidieren. Für diese Sender wird im Folgenden die Bezeichnung „selbst fokussierend“ verwendet. Der zeitliche Verlauf des Schalldrucks im geometrischen Fokus, abhängig von einem an der Senderoberfläche eingepprägten Anfangssignal, ist die hier interessierende Schallfeldgröße.

2.1. Fokussierende Sender für die Therapie

Die grundlegende Idee piezoelektrische Sender zur Erzeugung hochenergetischer Ultraschallimpulse zur Extrakorporalen Lithotripsie einzusetzen stammt von G. Kurtz und R. Riedlinger [Rie86]. Erste Versuche wurden mit monolithischen, fokussierenden piezoelektrischen Kalotten durchgeführt, die mit einem Hochspannungsimpuls angesteuert wurden. Aufgrund der benötigten hohen elektrischen Feldstärke führten die im Material erzeugten mechanischen Spannungen in allen Fällen zum Bruch der Keramik. Als Konsequenz aus diesen Fehlversuchen erfolgte die Entwicklung grossaperturiger Sender, die aus vielen kleinen Einzelementen bestehen, die in ein nicht piezoelektrisches Polymer eingebettet sind, so dass auch hier eine Kompositstruktur vorliegt [Rie86], [Rie88]. Es wurde davon ausgegangen, dass ein reiner Dickenschwinger vorliegt. Die ersten Prototypen waren beidseitig schallweich abgeschlossen, woraus sich durch Mehrfachreflexionen eine abklingende Folge von Einzelpulsen als Drucksignal ergibt. Diese Signalform eignet sich zwar zur Steinertrümmerung, doch wird durch die auftretenden hohen Zugamplituden das Entstehen von Gewebsschädigender Kavitation begünstigt. Als Lösung dieser Problematik bietet sich eine einseitige Anpassung an die akustische Impedanz der Keramik an, wodurch zumindest theoretisch ein unipolarer Druckpuls an der Senderoberfläche erzeugt werden kann (Abbildung 3.6), unter der Voraussetzung einer elektrischen Anregung mit einem idealen Spannungssprung [Red60]. Diese Überlegungen führten zu einem Senderdesign, bei dem die einzelnen Keramikelemente auf eine Kalotte aus Messing mit einer irregulär gestalteten Rückseite aufgebracht werden. Messing besitzt die nahezu identische akustische Impedanz wie die verwendete Keramik, so dass die Forderung nach einem angepassten Backing für reine Dichtewellen hier sehr gut erfüllt wird. Die diffus reflektierende Rückseite verhindert eine Refokussierung des in das Backing abgestrahlten Pulses, der an der Grenzfläche Backing-Luft reflektiert wird. Durch diese Maßnahme werden die unerwünschten Oszillationen im Drucksignal an der Oberfläche erfolgreich unterdrückt. In den technisch realisierten Ausführungen dieser Sender wird jedoch Aluminium als Backingmaterial verwendet. Die Anpassung an die akustische Impedanz der Keramik ist zwar für den Fall der Dichtewelle aufgrund der um ca. 30% niedrigeren Impedanz schlechter, doch wird dies wegen der Gewichtsvorteile und der

leichteren Bearbeitbarkeit in Kauf genommen. Zudem liegt der Wert der akustischen Impedanz des Piezomaterials für die Dehnwelle sehr nahe an dem von Aluminium. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 2.1 gezeigt, die praktische Umsetzung in Abbildung 2.2. Es wird dabei davon ausgegangen, dass die einzelnen Elemente nicht im reinen Dickenmode schwingen, wodurch sich ein auch in der Praxis auftretender Vorteil zugunsten von Aluminium herausstellt.

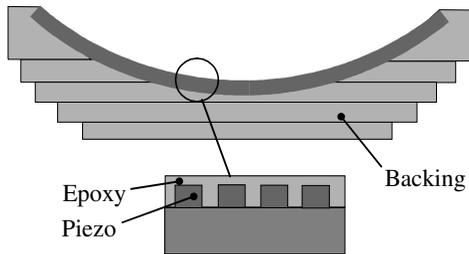


Abbildung 2.1 Prinzipieller Aufbau eines Senders mit diffusem Backing

Nach diesem Prinzip aufgebaute Sender werden erfolgreich in der extrakorporalen Stoßwellenlithotripsie eingesetzt. Die Abmessungen sind bei dieser Ausführung 500 mm Öffnungsdurchmesser und 354 mm Fokusdistanz (Radius der Kugelkalotte). Abbildung 2.2 zeigt ein Beispiel für einen Sender dieser Bauart.

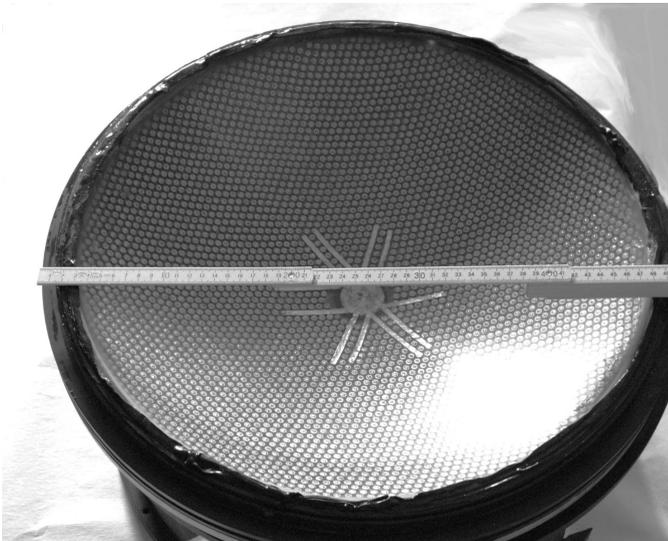


Abbildung 2.2 Piezoelektrischer Sender für die Lithotripsie

Vorteile dieser Senderkonstruktion sind die große Aperturöffnung und ein langer Laufweg des Schallpulses. Die in den zu behandelnden Körper eintretende Schallenergie verteilt sich auf eine, verglichen mit anderen Systemen, größere Fläche, was zu einer nahezu schmerzfreien Therapie führt.

2.1.1. Sender mit mehreren piezoelektrischen Schichten

Die Erweiterung der Anwendung von Stoßwellen auf orthopädische Erkrankungen verlangte nach einer Entwicklung von an die veränderte Therapiesituation angepasste Geräte. Weil die zu behandelnden Regionen in der Regel nahe an der Hautoberfläche liegen, ist die erforderliche Eindringtiefe deutlich kleiner als bei der Lithotripsie. Ökonomische Aspekte fordern ebenfalls die Entwicklung kostengünstiger und kompakter Geräte. Daher werden Sender mit deutlich kleineren Abmessungen, aber vergleichbarer Leistungsfähigkeit benötigt. Eine lineare Abwärtsskalierung des im vorigen Abschnitt vorgestellten Senderkonzeptes hätte zur Folge, dass bei gleich bleibenden übrigen Eigenschaften die Amplitudenverstärkung durch die Fokussierung verkleinert wird. Eine entsprechende Erhöhung der Druckpulsamplitude an der Senderoberfläche wäre notwendig. Dies ist mit den verwendeten Materialien nur sehr eingeschränkt möglich, da in den Piezokeramiken bereits elektrische Feldstärken in der Größenordnung von 1-1,3 kV/mm auftreten. Als nahe liegender Ausweg aus diesem Dilemma bietet sich die Verwendung mehrerer piezoelektrischer Schichten an [Sit67], [HA93], [OPP+97], [SBC00], [DKB+00].

Das Funktionsprinzip beruht darauf, dass sich die von jeder piezoelektrischen Lage erzeugten Schallpulse an der Grenze zu dem Medium in das der Puls abgestrahlt werden soll konstruktiv überlagern. Eine Senderstruktur, die das ermöglicht, ist in Abbildung 2.3 dargestellt [DKB+00]. Hier sind zwei Lagen piezoelektrischer Zylinder beiderseits eines Aluminiumträgers aufgebracht und in Epoxidharz vergossen. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der Funktion des Aluminiumträgers als gemeinsame Elektrode und in der mechanischen Entkopplung der Keramikelemente. Denkbar wären auch eine direkte Schichtung der piezoelektrischen Elemente und die Montage auf einem angepassten und diffusen Backing [SBC00]. Der Nachteil der direkten Schichtung liegt aber in der aufwändigeren elektrischen Ansteuerung und Kontaktierung, sowie in der hohen mechanischen Belastung an den Verbindungsstellen zwischen den einzelnen Elementen [SBC+02].

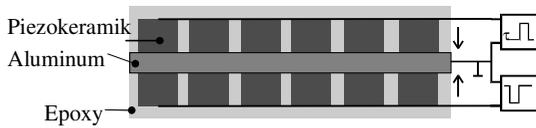


Abbildung 2.3 Funktionsprinzip eines mehrlagigen Senders

Um an der Senderoberfläche eine maximale Druckamplitude zu erreichen, müssen die Ansteuerimpulse zeitlich versetzt auf die jeweiligen piezoelektrischen Schichten aufgeschaltet werden. Der zeitliche Versatz der Ansteuerimpulse bemisst sich nach der Laufzeit des von der Unterseite erzeugten Schallpulses zur Oberseite. Bei dieser Anordnung wird auf ein angepasstes Backing verzichtet, was sich auf die Pulsform des erzeugten Schallpulses auswirkt.

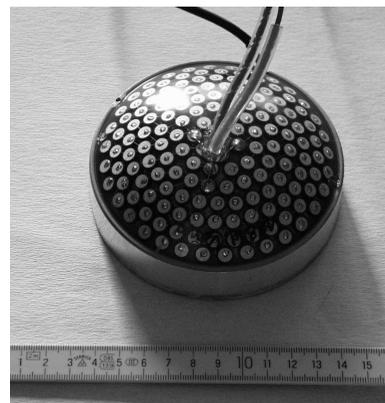
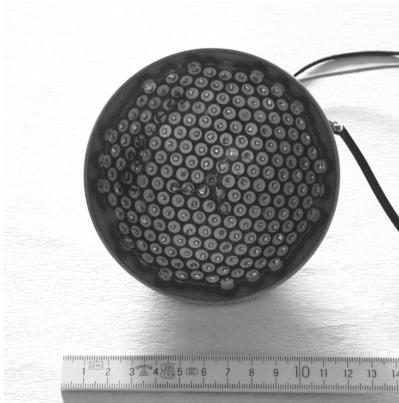


Abbildung 2.4 Praktische Ausführung eines fokussierenden Senders mit zwei piezoelektrischen Lagen

2.1.2. Messtechnische Charakterisierung

Die Messung der erzeugten Schallpulse von Sendern für therapeutische Anwendungen stellt hohe Anforderungen an die verwendeten Hydrofone. Durch die nichtlineare Schallausbreitung werden im Fokus sehr hohe Schalldrücke erzeugt, die die Gefahr der Zerstörung des Hydrofons durch direkte Druckeinwirkung beinhalten. Zudem wird eine hohe Bandbreite von mindestens 0,2 bis 20 MHz gefordert [IEC98], [Har92]. Bei der Vermessung von Schallfeldern an Lithotriptoren zeigte sich, dass die untere Fre-

quenzgrenze weiter nach unten korrigiert werden müsste [Har95], was aber noch keinen Niederschlag in entsprechenden Normen gefunden hat. Ein weiteres Zerstörungspotential liegt im Auftreten transientser Kavitation am Ort der Messung. Blasenkollapse können das Hydrofon mechanisch zerstören. Für die Vermessung von Schallfeldern in Lithotriptoren hat sich das Membranhydrofon aus Polyvinylidenfluorid (PVDF) als Standard etabliert [LSG89], welches die oben genannten Eigenschaften mit Einschränkungen vereint. So gilt als nachgewiesen, dass PVDF-Hydrofone nur begrenzt in der Lage sind starke negative Druckamplituden aufzunehmen, da die geringe Adhäsion an der Grenzfläche Wasser-PVDF hier der limitierende Faktor ist. PVDF-Hydrofone werden relativ schnell durch Kavitationseinwirkung zerstört.

In letzter Zeit hat sich das faseroptische Sondenhydrofon als weiterer Standard etabliert, der die Nachteile von PVDF basierten Hydrofonen vermeidet [Sta91], [SE93], [Koc96]. Das Funktionsprinzip beruht auf der Detektion der Änderung des optischen Brechungsindex einer Flüssigkeit durch die auf Schalleinwirkung zurückzuführende Änderung der Ruhedichte, wie schematisch in Abbildung 2.5 gezeigt. Monochromatisches Laserlicht wird in eine optische Multimode-Glasfaser eingeleitet, deren planes Ende in die Flüssigkeit eintaucht. Durch den Unterschied der optischen Brechungsindizes von Glas und Flüssigkeit wird ein definierter Prozentsatz des Lichtes an der Grenzfläche reflektiert und zur nachfolgenden Detektion ausgekoppelt. Weil die Beziehung zwischen rückreflektiertem Anteil des Laserlichts und Schalldruck eindeutig bekannt ist und nur durch hinreichend genau bekannte Materialparameter beschrieben wird, ist das Hydrofon selbstkalibriert. Die nutzbare Bandbreite beträgt 35 MHz, die räumliche Auflösung entspricht dem Durchmesser der Glasfaser von 0,1 mm.

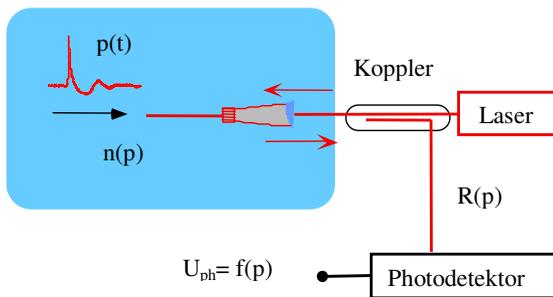


Abbildung 2.5 Schema des Faseroptischen Hydrofons

Mit diesem Hydrofon wurden die Schallfelder der in Tabelle 2.1 aufgeführten Sender vermessen. Bei diesen Schallsendern handelt es sich um einlagige Sender für die

ESWL nach Abbildung 2.2 (F50), sowie um zwei unterschiedliche Prototypen für die ESWT und ESWL mit verschiedenen Abmessungen (FB10 und FB27).

Tabelle 2.1 Vergleich der Geometrien ein- und zweilagiger Sender

Sender	F50	FB10	FB27
Fokusbereich / Radius R (mm)	354	55	194
Durchmesser $2a$ (mm)	500	104	260
Öffnungswinkel 2α (°)	90	114	80
Piezoelektrische Lagen	1	2	2

Im akustischen Fokus ergeben sich die in Abbildung 2.6 dargestellten zeitliche Verläufe des Schalldruckes. Hierbei sind die Sender FB10 und FB27 mit einem Hochspannungsimpuls von 5 kV_S angesteuert, der Sender F50 mit 3 kV_S . Die niedrigere Ansteuerungsspannung für den einlagigen Sender wurde hier so gewählt, dass eine dem Sender FB27 vergleichbare positive Maximalamplitude des Schalldruckes erreicht wird. An den dargestellten Druckpulsen lassen sich hier bereits einige globale Charakteristika darstellen, die für Fokusdrucksignale in der Stoßwellentherapie typisch sind. Alle in Abbildung 2.6 gezeigten Druckpulse besitzen einen durch nichtlineare Ausbreitung stark aufgesteilten positiven Puls, dem mindestens ein negativer Puls folgt. Obwohl die globale Charakteristik der hier verglichenen Pulse übereinstimmt, lassen sich bei näherer Betrachtung einige Unterschiede herauslesen. So besteht die Unterdruckphase des Senders FB27 nur aus einem deutlich ausgeprägten Puls, während die Signale des FB10 und des F50 Senders mehrere lokale Minima aufweisen. Der Unterschied zwischen den beiden zweilagigen Sendern ist auf den ersten Blick nicht erklärbar, da sie bis auf die Größe mechanisch identisch aufgebaut sind. Auch wird an diesem ersten qualitativen Vergleich deutlich, dass die mehrlagigen Konstruktionen zu einer größeren Zugamplitude tendieren, als dies beim einlagigen Design der Fall ist. Die eingehende Untersuchung dieser aus einem qualitativen Vergleich abgeleiteten Fragestellungen bildet einen zentralen Bestandteil der nachfolgenden Kapitel dieser Arbeit.

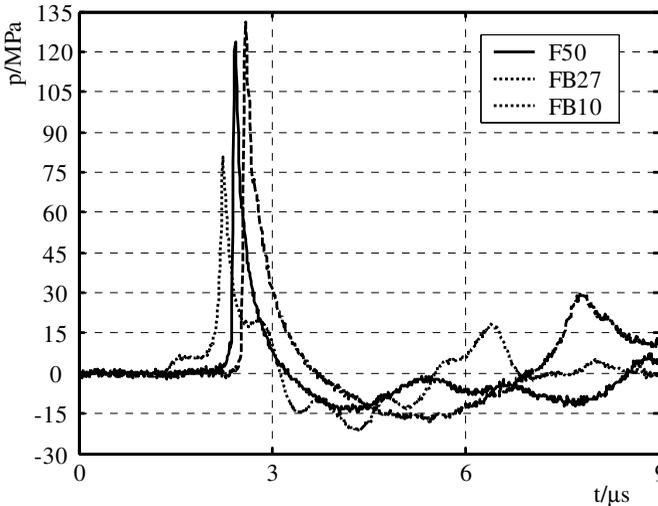


Abbildung 2.6 Drucksignale im Fokus verschiedener Sender

Zur quantitativen Charakterisierung in der Therapie eingesetzter Sender werden aus den gemessenen Druck-Zeitverläufen verschiedene Parameter abgeleitet. Die Definition dieser Parameter ist für Geräte zu extrakorporalen Stoßwellenlithotripsie in der Norm IEC 61846 bzw. der gleich lautenden europäischen Norm DIN EN 61846 festgelegt [IEC98]. Für Geräte zur Verwendung in der extrakorporalen Stoßwellentherapie existiert derzeit keine bindende Norm zur Definition der Parameter, allerdings werden die in der Norm genannten Parameter auch als Standard von den Geräteherstellern anerkannt. In Abbildung 2.7 sind einige relevante Kenngrößen eines beispielhaften Schallpulses erläutert. Die einzelnen Größen sind folgendermaßen definiert:

p_{\max} :	maximale Druckamplitude
p_{\min} :	minimale Druckamplitude
t_r :	Anstiegszeit, gemessen zwischen 10% und 90% von p_{\max}
t_p :	Breite des positiven Pulses
t_g :	Breite des gesamten Pulses

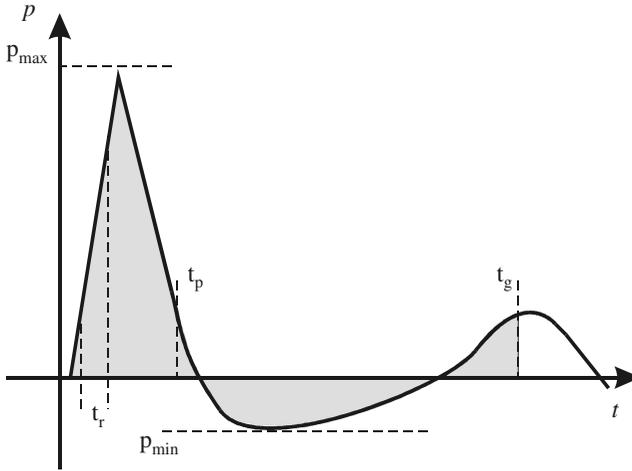


Abbildung 2.7 Kenngrößen eines Schallpulses

Aus den gemessenen Signalen werden weitere wichtige Größen abgeleitet, die den Energieinhalt des einzelnen Pulses beschreiben. Hierbei wird vereinfachend eine ebene Welle angenommen. Diese Näherung ist in der Fokusregion sicherlich erfüllt. Die Energiedichte¹ ED eines Drucksignals ergibt sich dann zu:

$$ED = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int p^2(t) dt \quad [ED] = \frac{J}{m^2} \quad (2.1)$$

Bei der Berechnung wird zwischen *positiver Energiedichte* (ED_+) und *gesamter Energiedichte* (ED_g) unterschieden, je nachdem ob nur der Druck- oder auch der Zuganteil des Signals berücksichtigt werden. Die zeitlichen Integrationsgrenzen dafür sind durch die Zeiten t_p und t_g in Abbildung 2.7 gekennzeichnet, bei denen das Signal erstmals (t_p) oder letztmals (t_g) den Wert von 10% der Maximalamplitude unterschreitet. Für eine näherungsweise Bestimmung der Gesamtenergie eines Schallpulses ist eine räumliche Vermessung des Schallfeldes in der Fokusebene erforderlich. Hierzu werden an geeigneten Punkten in der Ebene des akustischen Fokus weitere Druck-Zeitverläufe aufgenommen und die Energiedichte nach (2.1) berechnet. Eine nachfolgende räumliche Integration liefert dann die gesamte Pulsenergie.

¹ Statt *Energiedichte* wird auch oft der Begriff *Puls-Intensitäts-Integral* (PII) in der Literatur verwendet

2.1.3. Analytische Beschreibung der Fokussierung

Eine analytische Beschreibung der linearen Fokussierung eines Schallsignals im Zeitbereich ist für nicht zu stark gekrümmte Sender durch die Auswertung des Rayleigh-Integrals möglich [Ham92], [PL76]. Die Einschränkung bezüglich des Krümmungsradius setzt voraus, dass keine Selbstreflexion an der gekrümmten Senderoberfläche stattfindet und ist gleich bedeutend mit der Forderung, dass der Krümmungsradius groß gegen alle auftretenden Wellenlängen ist [PL76]. Für die später betrachteten Sendergeometrien ist dies größtenteils der Fall und als erste Näherung sicher zulässig.

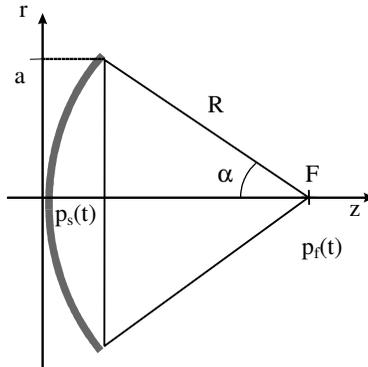


Abbildung 2.8 Geometrie eines selbst fokussierenden Senders

In Abbildung 2.8 ist die Geometrie eines rotations-symmetrischen selbst fokussierenden Senders in Zylinderkoordinaten dargestellt. Die Senderoberfläche S soll eine homogene Auslenkung u_n ausführen, deren Richtung überall normal zur Oberfläche ist. Der an der Oberfläche erzeugte Schalldruck ergibt sich dann mit der Schnelle \dot{u}_n zu $p_s(t) = \rho_0 v_0 \dot{u}_n(t)$. Die Formulierung des Rayleigh-Integrals für eine ebene Quelle, deren Quellenverteilung durch die Normalkomponenten der Oberflächenschnelle gegeben ist, lautet [Ham92]:

$$p = \frac{\rho_0}{2\pi} \int_S \frac{\dot{u}_n \left(t - \frac{R}{v_0} \right)}{R} dS \quad (2.2)$$

In (2.2) kennzeichnet R den Abstand zwischen den Quellenelementen und den Punkten im Schallfeld, dS ist die differentielle Fläche jedes Quellenelementes, die gestrichelte Größe kennzeichnet die Differentiation der Schnelle in Normalenrichtung bezüglich ihres Arguments. Die direkte Integration dieser Gleichung liefert, nach einigen trigo-

nometrischen Umformungen, für den Schalldruck im geometrischen Fokuspunkt nach Abbildung 2.8 die folgende Beziehung [Ham92]:

$$\frac{p_f\left(t - \frac{R}{v_0}\right)}{p_{s0}} = \frac{a}{v_0} \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) f'\left(t - \frac{R}{v_0}\right) \quad (2.3)$$

Aus dieser Beziehung folgt, dass die Zeitabhängigkeit des Fokussignals durch die zeitliche Ableitung des Signals an der Quelle gegeben ist, die Amplitude hingegen durch die Geometrie der Quelle bestimmt ist. Somit lässt sich das Signal im Fokus eindeutig aus dem Signal am Sender berechnen. Umgekehrt kann für ein gewünschtes Signal im Fokus die notwendige Anregung aus einer einfachen zeitlichen Integration bestimmt werden. Das Schallfeld außerhalb des Fokus kann prinzipiell ebenfalls aus dem Rayleigh-Integral berechnet werden [PL76]. Auf diese Auswertung wird jedoch verzichtet, da nichtlineare Ausbreitungseffekte eine so dominierende Rolle spielen, so dass die Ergebnisse nur von begrenztem Aussagewert wären. Es kommt hier vielmehr darauf an, eine Abschätzung für das Signal im Fokus im linearen Fall zu erhalten.

3. Grundlagen piezoelektrischer Sender

Zum Verständnis der Funktionsweise piezoelektrischer Sender ist eine Betrachtung der physikalischen Grundlagen notwendig. Als Ausgangspunkt dienen dabei die Grundgleichungen piezoelektrischer Medien. Daraus hergeleitete analytische Methoden, basierend auf eindimensionalen Näherungen, sind von großer Bedeutung für das Senderdesign. Insbesondere Verfahren zur Beschreibung transienter Vorgänge liefern Beiträge zur grundlegenden Funktionsweise der in dieser Arbeit untersuchten Sender. Der mechanische Aufbau ähnelt dem bekannter Piezokompositensender, die hauptsächlich in der US-Diagnostik angewendet werden. Daher ist auch dazu eine kurze Übersicht zu deren grundlegendem Aufbau und deren Funktionsweise sinnvoll. Die Anwendbarkeit analytischer Modelle auf die hier untersuchten Sender muss allerdings kritisch überprüft werden.

3.1. Elektromechanische Gleichungen piezoelektrischer Medien

Piezoelektrische Festkörper zeichnen sich in der Struktur ihrer Elementarkristalle durch das Fehlen eines Symmetriezentrums aus. Eine äußere mechanische Spannung führt zu einer Trennung des positiven und negativen Ladungsschwerpunktes in jeder Elementarzelle und zum Auftreten elektrischer Ladungen an den Außenflächen des Körpers. Dies wird als direkter piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Der inverse piezoelektrische Effekt wird durch das Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen die Außenflächen des Körpers erzeugt, hierbei entsteht durch die äußere Polarisation eine elastische Spannung im Kristall auf, die das Material deformiert [JCJ71]. Für die in dieser Arbeit betrachteten Sender werden Keramiken aus einem Blei-Zirkonat-Titanat Mischoxid verwendet ($\text{Pb}(\text{Ti},\text{Zr})\text{O}_3$, PZT) [JCJ71]. Diese Keramik besitzt eine hexagonale Kristallstruktur und ist der Symmetrieklasse $6mm$ zuzuordnen [JCJ71] [IEE88]. Weil PZT ein polykristalliner Werkstoff ist, wird der piezoelektrische Effekt erst durch einen Polarisationsvorgang nach der Sinterung erreicht. Das Anlegen eines elektrischen Feldes führt dabei zu einer Ausrichtung der einzelnen piezoelektrischen Domänen in der gewünschten Richtung. Dieser Keramiktyp wird heute in einer Vielzahl von Sendern eingesetzt. Alle nachfolgenden Betrachtungen und Konventionen beziehen sich auf diesen Keramiktyp.

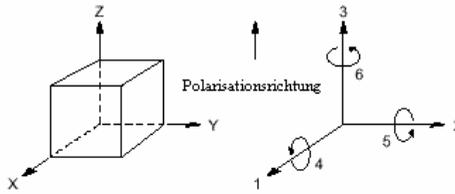


Abbildung 3.1 Koordinatenbezeichnungen für piezoelektrische Medien

Das Koordinatensystem zur Beschreibung der mechanischen und elektrischen Vorgänge ist durch die Polarisationsrichtung gegeben. Sie zeigt stets in Richtung 3 (siehe Abbildung 3.1).

Das mechanische Verhalten eines elastischen piezoelektrischen Festkörpers wird durch zwei Größen, die mechanische Spannung \mathbf{T} und die relative Dehnung \mathbf{S} , beschrieben. Zusätzlich müssen Wechselwirkungen zwischen den elektrischen und mechanischen Größen berücksichtigt werden [JCJ71]. Die piezoelektrischen Grundgleichungen beschreiben die Beziehungen zwischen den mechanischen Spannungen \mathbf{T} bzw. dem elektrischen Fluss \mathbf{D} mit den mechanischen Dehnungen \mathbf{S} und dem elektrischen Feld \mathbf{E} . Wegen der Richtungsabhängigkeit der Materialkonstanten muss dieser Zusammenhang durch Tensoren (\mathbf{T} , \mathbf{S}) oder in Matrixform geschrieben werden [JCJ71, IEE87]. Es existieren verschiedene, äquivalente Formulierungen der Grundgleichungen, die im Anhang aufgeführt sind [BCJ64], [Kat59]. Die Folgende wird im Weiteren verwendet:

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{T}} &= c^E \cdot \bar{\mathbf{S}} - e^T \cdot \bar{\mathbf{E}} \\ \bar{\mathbf{D}} &= e \cdot \bar{\mathbf{S}} + \varepsilon^S \cdot \bar{\mathbf{E}}\end{aligned}\quad (3.1)$$

Mit :

$$\bar{\mathbf{T}} = (t_{xx}, t_{yy}, t_{zz}, t_{xy}, t_{yz}, t_{xz}) \quad (3.2)$$

$$\bar{\mathbf{S}} = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial y}, \frac{\partial u_z}{\partial z}, \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right), \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right), \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right) \quad (3.3)$$

$$\bar{\mathbf{E}} = -\text{grad}\varphi \quad (3.4)$$

Der mechanische Spannungstensor besteht somit aus drei Spannungen normal zu den durch die Koordinatenachsen aufgespannten Ebenen (Richtungen 1 bis 3 in Abbildung 3.1), sowie drei Scherspannungen, die durch Rotation um die jeweiligen Koordinaten-

achsen symbolisiert werden können (Richtungen 4 bis 6 in Abbildung 3.1). Die Komponenten der mechanischen Dehnung lassen sich analog dazu beschreiben.

Materialspezifische Eigenschaften werden durch Matrizen c^E , e^t und ϵ^S beschrieben. Diese enthalten die mechanischen Elastizitätskoeffizienten bei konstantem elektrischem Feld, die piezoelektrischen Kopplungskoeffizienten bzw. die dielektrischen Konstanten bei konstanten mechanischen Dehnungen [IEE87]. Aufgrund der Kristallsymmetrie sind die Koeffizientenmatrizen nicht voll besetzt. Die ausführlichen Grundgleichungen für PZT-Keramiken lauten deshalb unter Verwendung der Summationskonvention für sich wiederholende Tensorindizes:

$$\begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(c_{11}^E - c_{12}^E) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^S \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Durch die Gleichungen (3.3)-(3.6) wird das statische, mechanische und elektrische Verhalten eines piezoelektrischen Mediums vollständig beschrieben.

Piezoelektrischer Kopplungsfaktor

Neben den oben angegebenen Materialkonstanten ist der piezoelektrische Kopplungsfaktor k von großer Bedeutung. Er beschreibt das Verhältnis der Umwandlung von anregender elektrischer Energie in mechanische Energie (oder umgekehrt, wenn das Medium mechanisch deformiert wird) und ist stets < 1 [BCJ64], [JCJ71].

$$k^2 = \frac{E_m}{E_{el}} \quad (3.7)$$

3.1.1. Wellenausbreitung in Festkörpern

Das dynamische Verhalten piezoelektrischer Festkörper wird durch ein gekoppeltes partielles Differentialgleichungssystem beschrieben. Zu berücksichtigen sind hierbei die Beziehungen zwischen mechanischer Dehnung und Spannung sowie die Maxwellgleichung für ein raumladungsfreies Medium.

$$\text{Div}(\mathbf{T}) = \rho \cdot \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

$$\text{div } \vec{D} = 0 \quad (3.9)$$

Die Gleichung (3.8) folgt aus der Anwendung des 2. Newtonschen Gesetzes auf die Spannungs-Dehnungsbeziehungen, wobei der Divergenzoperator als Vektordivergenz aufzufassen ist. Durch Einsetzen von (3.5) und (3.6) in die Gleichungen (3.8) und (3.9) ist nun eine vollständige Beschreibung des dynamischen Verhaltens eines piezoelektrischen Mediums möglich. Es ergibt sich ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen, das für eine allgemeine analytische Lösung allerdings nur schwer zugänglich ist [Mas58], [BCJ64], [LBS01]. Durch Einschränkungen der möglichen Bewegungen auf bestimmte Koordinatenrichtungen ist allerdings eine analytische Lösung möglich. Unter der weiteren Voraussetzung, dass sich nur reine Longitudinalwellen entlang der Koordinatenachsen ausbreiten, ergeben sich folgende Beziehungen für die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der jeweiligen Wellenart [BCJ64].

Für die Ausbreitung einer Longitudinalwelle in z- (3-) Richtung gilt:

$$v_{33} = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}} \quad (3.10)$$

Bei Ausbreitung einer Longitudinalwelle senkrecht zur z-Achse gilt:

$$v_{11} = \sqrt{\frac{c_{11}^D}{\rho}} \quad (3.11)$$

Im räumlich begrenzten, piezoelektrischen Festkörper werden durch die Berandung zusätzliche mechanische und elektrische Randbedingungen geschaffen, durch die bestimmte Ausbreitungsmoden bevorzugt auftreten. Diese sind sowohl von den Materialparametern abhängig als auch wesentlich durch die Geometrie bestimmt.

Eine Wellenart von praktischer Bedeutung ist dabei die Dehnwelle, die in allen räumlich begrenzten Festkörpern auftreten kann. Ein idealisiertes Modell ist ein Stab, des-

sen Abmessungen orthogonal zur Ausbreitungsrichtung klein gegen die Wellenlänge sind. Bei äußerem spannungsfreien Zustand verschwinden die Komponenten der mechanischen Spannung in orthogonaler Richtung im Gegensatz zum unendlich ausgedehnten Festkörper, bei dem die entsprechenden Dehnungen verschwinden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Dehnwelle bei dem das elektrische Feld in Ausbreitungs- (z -) Richtung liegt, ergibt sich zu:

$$v_{33D} = \sqrt{\frac{1}{\rho \cdot s_{33}^D}} \quad (3.12)$$

Zahlenmäßig liegt dieser Wert in allen Festkörpern (auch nicht piezoelektrischen) etwas unterhalb dessen der entsprechenden Dichtewelle.

3.1.2. Gleichungen in Zylinderkoordinaten

Da die untersuchten Sender aus einzelnen piezoelektrischen Zylindern aufgebaut sind, ist eine Betrachtung der Zustandsgleichungen in Zylinderkoordinaten sinnvoll. In [Sch78] und [ER03] finden sich entsprechende Formulierungen durch Transformation der Gleichungen (3.1)-(3.6) und (3.8)-(3.9) in Zylinderkoordinaten (Abbildung 3.2) unter der Voraussetzung, dass der piezoelektrische Körper in z -Richtung polarisiert ist. Dabei werden weder Torsionsbewegungen berücksichtigt noch die Tatsache, dass mögliche Schwingungsmoden eines vollständig rotationssymmetrischen Zylinders nicht vom Winkel θ abhängen. Daraus folgt z.B.:

$$u_\theta \equiv 0; D_\theta \equiv 0; \partial/\partial\theta \equiv 0$$

Die Beziehung zwischen der mechanischen Spannung und der Auslenkung lautet demgemäß:

$$\bar{\mathbf{S}} = \left(\frac{\partial u_r}{\partial r}, \frac{u_r}{r}, \frac{\partial u_z}{\partial z}, 0, 0, \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right) \quad (3.13)$$

Für den Zusammenhang zwischen mechanischer Spannung und der mechanischen Dehnung gemäß Gl. (3.5) folgt entsprechend:

$$\begin{pmatrix} T_{rr} \\ T_{\theta\theta} \\ T_{zz} \\ T_{\theta z} \\ T_{rz} \\ T_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}^E \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{rr} \\ S_{\theta\theta} \\ S_{zz} \\ S_{\theta z} \\ S_{rz} \\ S_{r\theta} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_r \\ E_\theta \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

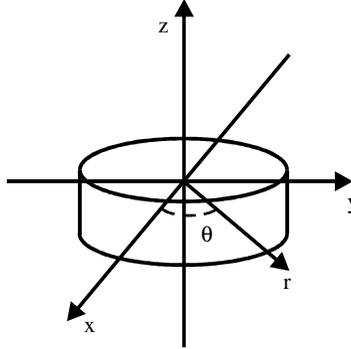


Abbildung 3.2 Verwendetes Zylinderkoordinatensystem

Die Bewegungsgleichungen für die axiale und radiale Spannungskomponente lauten nach (3.8) damit in Zylinderkoordinaten [Sch78]:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} + \frac{T_{rz}}{r} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} \\ \rho \cdot \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{T_{rz}}{\partial z} + \frac{(T_{rr} - T_{\theta\theta})}{r} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Durch Einsetzen der jeweiligen Komponenten des Spannungstensors nach (3.15) in (3.14) ergeben sich entsprechende Gleichungen für die Auslenkung und das elektrische Potential unter Berücksichtigung von (3.4). Um das System zu schließen, müssen noch die Beziehungen für die dielektrische Verschiebung (3.6) und (3.9) angewendet werden. Daraus ergibt sich ein gekoppeltes partielles Differentialgleichungssystem für die mechanische Auslenkung u und das elektrische Potential φ eines piezoelektrischen Zylinders [Sch78], [ER03]. Bereits aus (3.15) geht hervor, dass die axialen und radialen Bewegungen gekoppelt sind und im Allgemeinen nicht unabhängig voneinander betrachtet werden können. Eine exakte analytische Lösung dieses Gleichungssystems ist, wenn überhaupt, nur schwer möglich. In [ER03] ist eine Lösung für beliebige Randbedingungen an den ebenen Flächen unter harmonischer Anregung angegeben.

Als wesentliche Ergebnisse zeigen sich eine nicht homogene Auslenkung der Stirnflächen des Zylinders, sowie eine nicht zu vernachlässigende radiale Auslenkung bei Anregung in z-Richtung. Die praktische Verwendbarkeit dieser analytischen Lösungen wird einerseits durch die Beschränkung auf harmonische Zeitvorgänge limitiert, andererseits ist die exakte Definition der Randbedingungen in der hier untersuchten Senderstruktur relativ komplex.

3.2. Analytische Modelle für piezoelektrische Sender

Wie im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, ist es möglich unter vereinfachenden Randbedingungen vergleichsweise einfache Lösungen für das dynamische Verhalten piezoelektrischer Keramiken im Sendebetrieb zu finden. In der Regel werden dabei ausgehend von geometrischen Betrachtungen, bestimmte mechanische Randbedingungen in den Gleichungen (3.5) beziehungsweise (3.8) vernachlässigt, wodurch sich bedeutend einfachere Beziehungen ergeben. Diese Vorgehensweise hat durchaus eine große praktische Bedeutung bei der Auslegung von Sendern [Kin87]. In den nachfolgenden Abschnitten werden deshalb die wesentlichen Zusammenhänge für eine analytische Modellierung aufgeführt, da diese einerseits zum Grundlegenden Verständnis beitragen, andererseits können für das Design wichtige Parameter abgeleitet werden. Besonderes Augenmerk wird hierbei auf die Beschreibung transients Vorgänge gelegt.

3.2.1. Eindimensionale Modelle

Um die Schwierigkeiten bei der allgemeinen Lösung der piezoelektrischen Gleichungen zu umgehen werden nur eindimensionale Ausbreitungsmoden berücksichtigt. In den meisten Anwendungen ist es ausreichend, sich auf reine Longitudinal- und Scherwellen zu beschränken [BCJ64]. Im Folgenden werden drei Schwingungsformen näher betrachtet, nämlich die reine Dickenschwingung, die Dehnschwingung und die reine Radialschwingung im Falle zylinderförmiger Geometrien. Zur Betrachtung weiterer Grundsichwingungsformen sei auf die Literatur verwiesen [BCJ64], [Bal01], [IEE88].

Als weiteres Hilfsmittel werden im Folgenden elektromechanische Analogien verwendet, die eine Transformation mechanischer Größen in äquivalente elektrische Bauelemente darstellen. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, dass die das jeweilige System beschreibenden Differentialgleichungen mathematisch äquivalent sind. Dies gilt all-

gemein allerdings nur für den eindimensionalen Fall. Diese Methode ist ein gängiges Verfahren bei der analytischen Beschreibung elektroakustischer Wandler und ist vielfach in der Literatur zitiert [Bal01], [LPW01]. Für einen in nur einer Raumrichtung endlich ausgedehnten piezoelektrischen Sender, in dem sich eine eindimensionale mechanische Welle ausbreitet, ergibt sich das allgemeine Ersatzbild nach Abbildung 3.3. Es ist gekennzeichnet durch zwei mechanische (Indizes 1 und 2) und ein elektrisches Tor (Index 3).

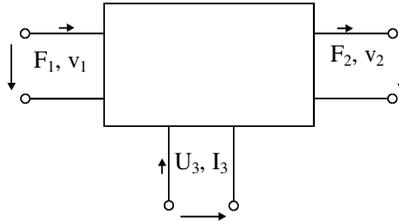


Abbildung 3.3 Piezoelektrischer Schwinger als elektromechanisches Dreitor

Die mechanischen Größen F_1 , v_1 , F_2 , v_2 können durch die Einführung eines idealen elektromechanischen Transformators in äquivalente elektrische Größen U_1 , I_1 , U_2 , I_2 umgewandelt werden. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass zur Berechnung von Sendern (oder auch Empfängern) die Verfahren der elektrischen Netzwerkanalyse verwendet werden können und sich die gesuchten mechanischen Größen „automatisch“ mit ergeben. Zusammenfassende Darstellungen der Verwendung von äquivalenten Ersatzbildern mit umfangreichen Referenzen finden sich in [Bal01] und [LPW01].

Piezoelektrischer Dickenschwinger

Ein piezoelektrischer Körper nach Abbildung 3.4, der in z -Richtung polarisiert ist und dessen Ausdehnungen in x - und y -Richtung groß gegenüber der in z -Richtung sind, kann bezüglich der auftretenden mechanischen Spannungen und Dehnungen vereinfacht werden.

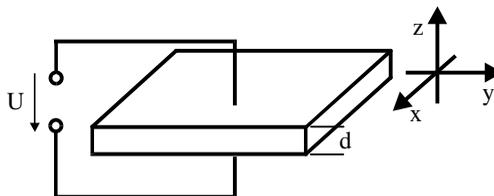


Abbildung 3.4 Geometrie eines Dickenschwingers

Lateral verschwinden sowohl die Komponenten der Dehnung S_1 und S_2 , was gleichbedeutend mit einer Festbremsung in dieser Richtung ist, als auch alle Scherkomponenten $S_{4,5,6}$. Durch diese Randbedingung reduziert sich die zu lösende Wellengleichung (3.8) auf eine Dimension²:

$$c_{33}^D \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = \rho \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \quad (3.16)$$

Unter Annahme harmonischer Zeitvorgänge und Einsetzen in die entsprechenden Zustandsgleichungen (3.5) und (3.6) sind geschlossene Lösungen sowohl für die mechanische Auslenkung als auch für die elektrische Eingangsimpedanz \underline{Z}_T (3.17) darstellbar [BCJ64].

$$\underline{Z}_T = \frac{\int E_3 dz}{j\omega AD_3} = \frac{1}{j\omega C_0^S} \left(1 - k_t^2 \frac{\tan(\alpha l / 2v_{33})}{\alpha l / 2v_{33}} \right) \quad (3.17)$$

Hierbei ist $C_0^S = \frac{\epsilon_{33}^S A}{d}$ die statische Kapazität der piezoelektrischen Platte mit Dicke d und der Fläche A . Um nun ein elektrisches Ersatzschaltbild (ESB) zu erhalten, wird der Sender als Dreitor nach Abbildung 3.3 aufgefasst. Eine Lösung des resultierenden Gleichungssystems nach den gesuchten Kräften und anschließendes Umsetzen in eine Netzwerktopologie führt auf das gewünschte Ersatzschaltbild. Die bekanntesten sind das Ersatzbild nach *Mason* und das äquivalente *KLM*-Ersatzbild [BCJ64], [KLM70]. Der praktische Vorteil dieser Darstellungen ist die Möglichkeit piezoelektrische Sender in Programmen zur Schaltungsanalyse zusammen mit der elektrischen Ansteuerung zu berechnen und Aussagen sowohl über die elektrischen Eigenschaften als auch über das erzeugte akustische Signal zu treffen [MH86], [Lea94], [PHL+97]. Der Nachteil liegt in der Beschränkung auf eindimensionale Verhältnisse.

Eine Alternative zur Beschreibung mit Ersatzschaltbildern ist die Impulsmethode im Zeitbereich, die die wesentlichen Vorgänge vereinfacht beschreibt [Red60], [Red63], [Kut88], [Ueb88], [Rie86]. Dabei wird ein piezoelektrischer Dickenschwinger mit einem Dirac-Impuls elektrisch angeregt. Für diesen Fall sind in Abbildung 3.5 sowohl der resultierende zeitliche Verlauf, als auch die entstehenden Amplituden dargestellt. Der Dickenschwinger habe dabei die Dicke l mit einer akustischen Impedanz Z_T , die angrenzenden Medien haben die Impedanzen Z_B sowie Z_F .

² Für diesen Fall werden die Zustandsgleichungen mit T und E als abhängige Variablen formuliert (s. Anhang)

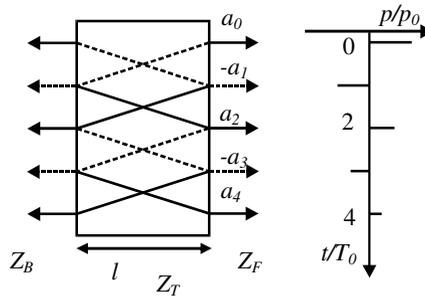


Abbildung 3.5 Idealisiertes Modell der mechanischen Vorgänge in einem beidseitig mechanisch belasteten Dickenschwinger (Dicke l)

Durch diese Anregung können sich zunächst nur die Endflächen der Piezokeramik bewegen und üben auf die angrenzenden Medien an Vorder- und Rückseite Kräfte mit dem Betrag $C_0^S \cdot h_{33} \cdot u(t)$ aus [Red63]. Die dadurch entstehenden mechanischen Spannungen breiten sich als akustische Welle mit dem Amplitudenkoeffizienten a_0 (3.20) aus. Da für die Anregung ein Dirac-Impuls vorausgesetzt wurde baut sich die durch den piezoelektrischen Effekt erzeugte mechanische Spannung an den Grenzflächen sofort wieder ab. Es breitet sich von den Endflächen ausgehend jeweils eine mechanische Welle mit umgekehrtem Vorzeichen aber identischer Amplitude in den piezoelektrischen Körper hinein aus. Nach der Laufzeit $T_0 = l/v_{0,T}$ erreichen diese die Endflächen und werden teilweise in das Medium abgestrahlt und teilweise wieder an der Grenzfläche in den Sender reflektiert, siehe Abbildung 3.5. Dieser Vorgang wiederholt sich stetig, so dass das an der Frontseite (und in das Backing) abgestrahlte Drucksignal aus einer theoretisch unendlich langen Impulsfolge mit dem Pulsabstand T_0 und abwechselnden Vorzeichen der Amplitude besteht. Vorzeichen und Beträge der jeweiligen Wellenanteile werden durch die Reflexions- ($r_{B,F}$) bzw. Transmissionskoeffizienten $T_{B,F}$ für ebene Druckwellen bestimmt, siehe (3.18) und (3.19).

$$r_B = \frac{Z_B - Z_T}{Z_B + Z_T} \quad r_F = \frac{Z_F - Z_T}{Z_F + Z_T} \quad (3.18)$$

$$T_B = \frac{2Z_B}{Z_B + Z_T} \quad T_F = \frac{2Z_F}{Z_F + Z_T} \quad (3.19)$$

Für den Fall, dass der Sender auf beiden Seiten durch Medien mit den akustischen Impedanzen Z_B , Z_F begrenzt wird, ergeben sich folgende Amplitudenkoeffizienten a_i . [ZLY83] [Ueb88]:

$$a_0 = \frac{Z_F}{Z_T + Z_F} \quad a_1 = \frac{Z_T}{Z_T + Z_F} \cdot T_F \quad a_2 = a_1 \cdot r_B \quad (3.20)$$

Der Puls mit dem Koeffizienten a_0 wird zuerst in das Medium abgestrahlt, darauf folgt der Puls a_1 , der von der Rückseite in Richtung Frontseite gelaufen ist. Der erste von der Frontseite in Richtung Rückseite gelaufene Puls, wird an der dortigen Grenzfläche reflektiert und tritt nach der Laufzeit $2T_0$ an der Frontseite mit der Amplitude a_2 in das Medium aus. Die weiteren Koeffizienten ergeben sich aus den Mehrfachreflexionen der Pulse a_1 und a_2 und sind nach folgender Gleichung rekursiv darstellbar:

$$a_n = a_{n-2} \cdot r_B \cdot r_F, n > 2 \quad (3.21)$$

Als Beispiel soll ein Dickenschwinger betrachtet werden, der ein unendlich ausge-dehntes angepasstes Backing besitzt und in Wasser abstrahlen soll. Für ein angepasstes Backing gilt: $Z_B = Z_T \Rightarrow a_n = 0, n > 1$, woraus folgt, dass bei einer Anregung mit einem Dirac-Impuls immer zwei Impulse abgestrahlt werden, die einen zeitlichen Abstand von T_0 und umgekehrte Vorzeichen haben, wie in Abbildung 3.6 dargestellt.

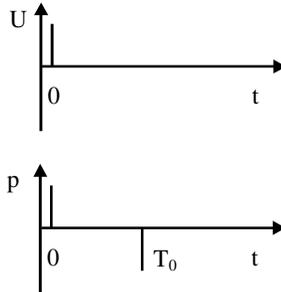


Abbildung 3.6 Erzeugtes Drucksignal eines einseitig akustisch angepassten Dickenschwingers bei Anregung mit einem Impuls (

Eine idealisierte Beziehung zwischen der angelegten elektrischen Spannung zum abgestrahlten Drucksignal eines einseitig angepassten Dickenschwingers lässt sich aus diesen Betrachtungen folgendermaßen formulieren:

$$p_F(t) \approx h_{33} \cdot C_0^S \cdot \frac{Z_F}{Z_T + Z_F} \cdot (U(t) - U(t - T_0)) \quad (3.22)$$

Aus (3.22) ist ersichtlich, dass zur technischen Erzeugung einer maximalen Druckamplitude im fluiden Medium die Anstiegszeit der ansteuernden Spannung $U(t)$ kleiner sein muss, als die Laufzeit T_0 der mechanischen Welle in der Keramik. Dieser

Zusammenhang ist in Abbildung 3.7 beispielhaft dargestellt. Als Anregungssignal wird anstelle eines Dirac-Impulses ein Dreieckspuls mit endlicher Breite verwendet. Dabei wird unterschieden, ob die ansteigende Flanke des Dreiecksimpulses kleiner (Fall a) oder größer (Fall b) als die Laufzeit T_0 ist. In der oberen Hälfte der Abbildung 3.7 sind die entsprechenden Spannungsfunktionen nach Gl. (3.22) dargestellt, darunter die resultierenden Druck-Zeitverläufe. Im Fall b) zeigt sich eine deutliche Reduzierung der Maximalamplitude gegenüber dem kürzeren Zeitsignal in a). Als weitere Veranschaulichung soll ein typisches Zahlenbeispiel dienen. Die in piezoelektrischen Therapieschallwandlern verwendete Keramik hat eine Dicke $d=5$ mm, die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{o,T}$ beträgt ca. 4300 m/s, daraus folgt $T_0 \approx 1,16$ μ s. Um die in erster Näherung maximal mögliche Amplitude zu erreichen, muss die Anstiegszeit der Ansteuerspannung unterhalb von 1,16 μ s liegen.

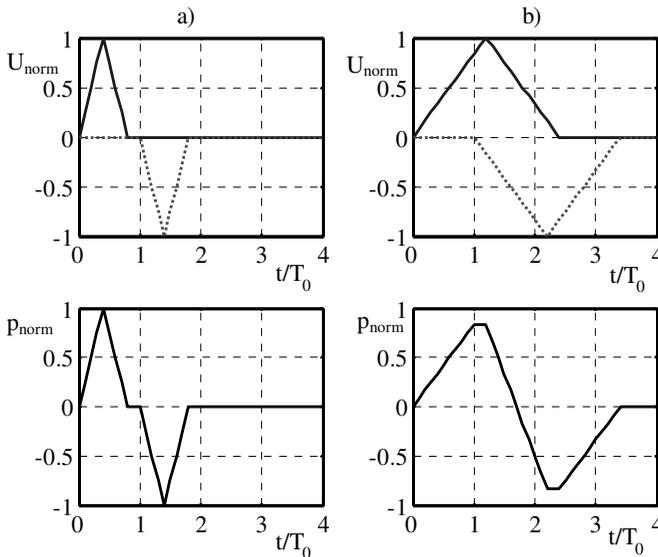


Abbildung 3.7 Einfluss der Anstiegszeit auf die erzeugte Druckamplitude
a): $t_r < T_0$, b): $t_r > T_0$

Aus diesem Verhalten ergibt sich weiterhin die qualitativ wichtige Konsequenz, dass es prinzipiell unmöglich ist, eine exakte Reproduktion des elektrischen Anregungssignals als Ultraschallsignal zu erzeugen. Die minimale Signaldauer des erzeugten Drucksignals ist durch die Laufzeit durch den Sender festgelegt.

Die vorhergehenden Betrachtungen beinhalten einige Vereinfachungen, so ist der Einfluss der piezoelektrischen Rückwirkung vernachlässigt. Diese lässt sich qualitativ folgendermaßen beschreiben: Wird an eine piezoelektrische Keramik eine elektrische Spannung angelegt, erfährt diese Keramik eine Ausdehnung. Infolge dieser mechanischen Deformation wird aufgrund des inversen piezoelektrischen Effekts eine zusätzliche Ladung erzeugt. Diese Ladung führt wiederum zu einem elektrischen Feld an den Elektroden, welches die Entgegengesetzte Polarität des angelegten Feldes besitzt. Dieses zusätzliche Feld führt im Gegenzug zu einer Minderung der Deformation des Senders und der Vorgang wiederholt sich. Weil der piezoelektrische Kopplungsfaktor stets kleiner 1 ist, ist die Umwandlung von elektrischer in mechanische Energie nicht ideal, was zu einem Abklingen dieses Vorgangs führt. Würde der Sender mit einer idealen Spannungsquelle betrieben, führte dieser Effekt dazu, dass die Quelle eine entsprechende zusätzliche Ladung bereitstellen muss, um die Spannung konstant zu halten, was wiederum eine Verstärkung dieses Effekts bewirken würde. Da in der Praxis nur nicht ideale Spannungsquellen verwendet werden können, sind die Auswirkungen begrenzt, da nur ein endlicher Strom geliefert werden kann. Für die Praxis bedeutet das, dass eine ideale Spannungssteuerung nur näherungsweise möglich ist und dass die Spannungsquellen möglichst geringen Innenwiderstand besitzen müssen. Dieser Effekt ist umso stärker, je größer der elektromechanische Kopplungsfaktor ist. Eine quantitative Analyse dieser Vorgänge für den Dickenschwinger ist in [ZLY83] beschrieben.

Piezoelektrischer Dehnschwinger

Als weitere grundlegende Schwingungsart wird der Dehnschwinger betrachtet. Seine Geometrie ist dadurch gekennzeichnet, dass die Abmessung in z -Richtung groß gegenüber der in x - und y -Richtung ist, siehe Abbildung 3.8.

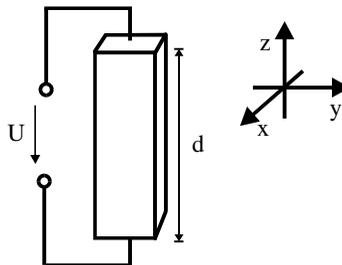


Abbildung 3.8 Geometrie des piezoelektrischen Dehnschwingers

Die mechanischen Randbedingungen sind dabei im Gegensatz zum Dickenschwinger durch das Verschwinden aller mechanischen Spannungen bis auf die Komponente in z-Richtung T_3 gegeben. Das führt zu folgender 1-dimensionaler Wellengleichung:

$$\frac{1}{s_{33}^D} \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = \rho \cdot \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \quad (3.23)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist unter der Beachtung der unterschiedlichen Koeffizienten äquivalent zu der des Dickenschwingers. Für die elektrische Eingangsimpedanz ergibt sich damit:

$$\underline{Z}_{33} = \frac{1}{j\omega C_0^S} \cdot \left(1 - k_{33}^2 \cdot \frac{\tan(\omega d / 2v_{33D})}{\omega d / 2v_{33D}} \right) \quad (3.24)$$

Bis auf die unterschiedlichen material- und geometrieabhängigen Parameter ist Gleichung (3.24) identisch mit (3.17), woraus folgt, dass der Verlauf der Impedanz ähnlich der des Dickenschwingers ist.

Als Beispiel ist in Abbildung 3.9 der Betrag der elektrischen Eingangsimpedanz im Frequenzbereich eines Dickenschwingers und eines Dehnschwingers dargestellt. Beide Körper sollen identische Abmessungen besitzen, der Werkstoff sei PZT 5 [BCJ64]. Die Annahme identischer Geometrie ist streng genommen unzulässig, da für den Dehnschwinger die geometrischen Randbedingungen für das Auftreten einer bestimmten Schwingungsform verletzt sind. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Resonanz (Impedanzminimum) des Dehnschwingers bei tieferer Frequenz auftritt, als beim Dickenschwinger. Das transiente Verhalten eines reinen Dehnschwingers entspricht prinzipiell dem eines Dickenschwingers. Aufgrund der niedrigeren Schallgeschwindigkeit im Material, ergibt sich aber eine größere Laufzeit für die Impulsfolge nach Abbildung 3.5 unter der Voraussetzung gleicher Abmessungen in z-Richtung.

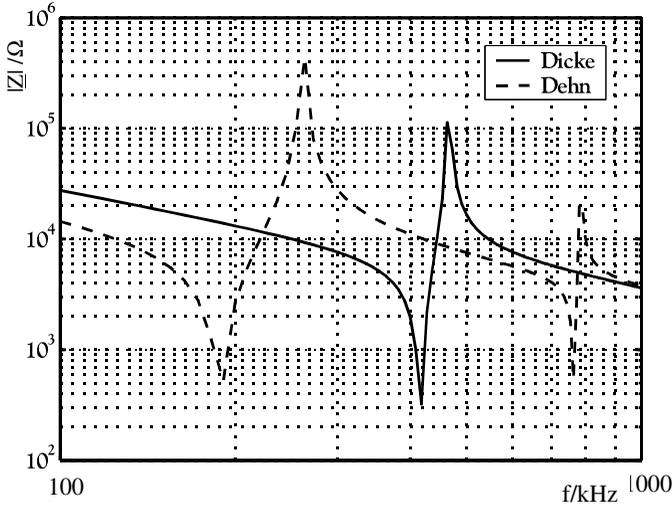


Abbildung 3.9 Vergleich der elektrischen Eingangsimpedanzen eines Dicken- und eines Dehnschwingers

Piezoelektrischer Radialschwinger

Da die in den hier betrachteten Sendern verwendeten Piezokeramiken zylindrisch sind, ist auch eine Betrachtung der rein radial auftretenden Schwingungsformen sinnvoll. In Abbildung 3.10 ist dieser Mode symbolisiert: eine piezoelektrische Scheibe die in z -Richtung polarisiert ist und deren Elektroden durch die ebenen Deckflächen des Zylinders gegeben sind, führe rein radiale Schwingungen aus.

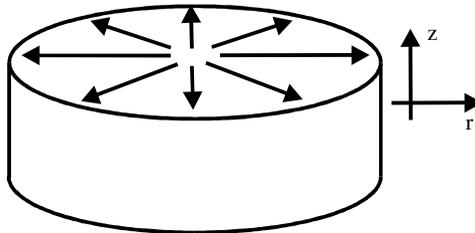


Abbildung 3.10 Radialmode einer piezoelektrischen Scheibe

Die entsprechende Wellengleichung wird durch Vereinfachung von (3.13) bis (3.15) gewonnen [IEE87]:

$$c_{11}^D \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right) = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} \quad (3.25)$$

Eine Lösung im Frequenzbereich ist hierbei gegeben durch folgende allgemeine Lösung (K : allg. Konstante, J_1 : Besselfunktionen 1. Gattung und 1. Ordnung):

$$u_r(t) = K \cdot J_1 \left(\frac{\omega r}{v_{11}} \right) \cdot e^{j\omega t} \quad (3.26)$$

Zum weiteren Lösungsweg sei auf die Literatur verwiesen [IEE87], [Sch78]. Die planaren Resonanzfrequenzen einer Scheibe mit dem Radius R sind durch die Lösungen der folgenden transzendenten Gleichung gegeben (J_0 : Besselfunktionen 1. Gattung und 0. Ordnung).

$$J_1(\omega R/v_{11}) = 1 - \sigma^E \quad \text{mit:} \quad J_1(x) = x J_0'(x)/J_1(x) \quad \text{und} \quad \sigma^E = -\frac{S_{12}^E}{S_{11}^E} \quad (3.27)$$

Diese Radialmoden sind stark ausgeprägt und treten bei einer zylinderförmigen Geometrie immer auf.

3.2.2. Mehrdimensionale Modelle

Die in den vorherigen Abschnitten dargestellten Modelle beschreiben das Verhalten piezoelektrischer Sender nur für den eindimensionalen Fall exakt. Dabei bleibt dagegen der in der Praxis häufiger auftretende Fall unberücksichtigt, dass die Vereinfachungen aufgrund der endlichen geometrischen Abmessungen der Sender nicht ideal erfüllt sind. In der Literatur sind mehrere Methoden zu finden, in denen für bestimmte Fälle approximative analytische Lösungen für mehrdimensionale Sendergeometrien hergeleitet werden [ILP98], [Bri91], [YZL83].

Allen Modellen ist gemeinsam, dass sich Wellen nur entlang der Koordinatenachsen ausbreiten können, im Falle der Zylindergeometrie also nur in r - und z -Richtung. Als Ansatzfunktionen werden orthogonale Funktionen verwendet, wodurch die Zustandsgleichung (3.17) und die resultierende Wellengleichung (3.18) bezüglich der Raumkoordinaten entkoppelt sind. In [Bri91] wird eine Lösung nur für die Piezokeramik im mechanisch unbelasteten Fall hergeleitet. Dadurch wird die Verwendung als Sender oder Empfänger nicht berücksichtigt. Eine Verallgemeinerung erfolgt dann in [ILP98], wo eine Lösung für den Fall der mechanischen Belastung mit einer akustischen Impedanz gegeben wird. Der Ansatz mit zwei orthogonalen Funktionen hat aber den Nach-

teil, dass die mechanischen Randbedingungen an den Grenzen des piezokeramischen Elements nicht allgemein erfüllt werden können. Dieses Problem wird in [ILP98] dadurch gelöst, indem eine „schwache“ Formulierung der Randbedingung für die mechanische Spannung angegeben wird. Diese Formulierung besagt, dass das Integral der mechanischen Spannung über die berandenden Flächen gleich den äußeren angreifenden Kräften ist. Dadurch ist es möglich eine näherungsweise Lösung zu finden, aus der durch Einsetzen einer eingepprägten elektrischen Spannung und entsprechender Belastung der Piezokeramik durch bekannte akustische Impedanzen weitere Kenngrößen, wie die elektrische Eingangsimpedanz und einer Druckübertragungsfunktion errechnet werden. Die Ergebnisse zeigen eine gegenüber 1-dimensionalen Modellen deutlichere Verfeinerung in der Vorhersage der Eingangsimpedanz. Der Vergleich mit Messungen zeigt für planare Sender endlicher Dicke eine mäßige Übereinstimmung, während für Keramikelemente mit einem Durchmesser- zu Dickenverhältnis kleiner als eins eine recht gute Übereinstimmung erzielt wird.

Allerdings beschränken sich diese Modelle auf die Betrachtung im Frequenzbereich mit idealisierten Bedingungen für die Abstrahlung. Somit ist die Nutzbarkeit eigentlich nur auf das Design von CW-Sendern unter der Annahme der Abstrahlung ebener Wellen beschränkt. Diese analytischen Modelle sind hingegen zur Identifizierung der Materialparameter von Piezokeramiken von Nutzen.

3.3. Piezoelektrische Kompositsender

Monolithische Ultraschallsender zur Erzeugung transientser Impulse haben einige prinzipielle Nachteile. In vielen Anwendungen neben der Therapie, z. B. in der Bildgebung und in der zerstörungsfreien Materialprüfung, sollen kurze Ultraschallimpulse in das angrenzende Medium abgestrahlt werden. Handelt es sich dabei um fluide Medien, wirkt sich der Unterschied zwischen den akustischen Impedanzen von Keramik und Ausbreitungsmedium stark auf die Pulsform aus. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, ergibt eine Fehlanpassung, dass das abgestrahlte Signal eine Impulsfolge ist, eine unmittelbare Konsequenz aus den an den Grenzflächen auftretenden Mehrfachreflexionen. Weiterhin erhöht sich dadurch die mechanische Güte, was zu einer Reduktion der Bandbreite des Senders führt [GSC+85a]. Um diese Effekte zu verringern wurden piezoelektrische Kompositmaterialien entwickelt, die im Allgemeinen aus einer Kombination piezoelektrischer Keramik mit einem nicht piezoelektrischen Polymer bestehen. Da die hier betrachteten Sender ebenfalls eine Kompositstruktur aufweisen, soll in diesem Abschnitt ein Überblick über vorhandene analytische Modellierungsstrategien dieser Sender gegeben werden. Diese Darstellung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, da auf diesem Gebiet eine Vielzahl von Publikationen erschienen sind z.B. [NSC78], [GSC+85a,b], [SA91], [HH90], [Hos90]. Hier sollen nur für diese Arbeit relevante Aspekte herausgestellt werden.

3.3.1. Funktionsprinzip

Kompositsender bestehen aus einem piezoelektrischen aktiven Material, das mit einem nicht piezoelektrischen Material verbunden ist. Die Klassifizierung der unterschiedlichen Verbindungsmöglichkeiten erfolgt durch die Angabe, in welchen Raumrichtungen die einzelnen Materialien verbunden sind [NSC78]. Bei einem 0-3 Komposit beispielsweise, hat die piezoelektrische Phase in keiner Raumrichtung eine Verbindung unter sich. Das in der Praxis am häufigsten angewandte Komposit ist das 1-3 Komposit, das aus piezoelektrischen Stäben in einer Matrix aus Kunststoffmaterial besteht, s. Abbildung 3.11.

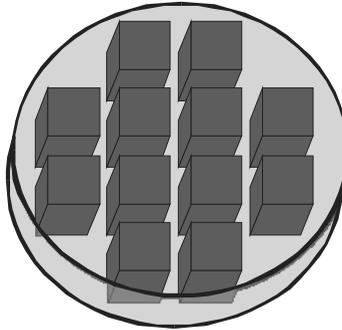


Abbildung 3.11 Prinzip eines 1-3 Kompositrsenders

Die einzelnen Stäbe sind in der Regel in z-Richtung polarisiert und an den Stirnflächen mit Elektroden versehen. Als bevorzugte Schwingungsmoden der piezoelektrischen Stäbe tritt dann der Dehnmode auf. Bei analytischer Betrachtung der gesamten Senderstruktur in einem makroskopischen Sinne, wird allerdings ein Dickenmode des gesamten Senders angenommen [GSC+85a], [SA91], [Hos90]. Diese Annahme ist auch der Ausgangspunkt für die im folgenden Abschnitt ausgeführten analytischen Modelle.

3.3.2. Modellbildung

Unter der Annahme einer reinen Dickenschwingung, ist die Verwendung der in Kapitel 3.2.1 aufgeführten Modelle möglich. Der bekannteste Ansatz zur Modellbildung ist in [SA91] beschrieben. Die grundlegende Annahme ist dabei, dass die Dimensionen der lateralen Struktur klein gegenüber allen relevanten akustischen Wellenlängen sind. Für die einzelnen Materialien (Keramik und Polymer) werden dann die entsprechenden Zustandsgleichungen nach (3.1) bis (3.3) angesetzt. Hierbei wird das Polymer als isotroper Festkörper angesehen. Ein elektrisches Feld existiert nur in z-Richtung. Weiterhin werden folgende Vereinfachungen angenommen (Bezeichnungen der Koordinaten gem. Abbildung 3.1):

- 1) Symmetrie in x-y Richtung ($T_1 = T_2, S_1 = S_2$)
- 2) Gleiche Dehnung in z-Richtung für beide Komponenten ($S_3^C = S_3^P$)
- 3) Verschwindende laterale Dehnungskomponente ($\nu S_1^C + (1 - \nu) S_1^P = 0$)³

³ ν : Volumenanteil der Keramik, Superscripts C und P kennzeichnen die Keramik- bzw. die Polymerkomponente

4) Gleiche laterale Spannungskomponente ($T_1^C = T_1^P$)

Die Annahmen 3) und 4) bedeuten eine laterale Festbremsung der Senderstruktur. Durch Einsetzen dieser Annahmen in die entsprechenden Zustandsgleichungen werden die lateralen Dehnungskomponenten durch die entsprechenden vertikalen Komponenten ausgedrückt. Weiterhin werden die einzelnen Beiträge zur mechanischen Spannung und zum elektrischen Feld in z-Richtung als Summe der Beiträge der Einzelkomponenten aufgefasst, so dass letztendlich eine modifizierte Zustandsgleichung für einen Dickenschwinger erhalten wird (2.33). Die notwendigen algebraischen Umformungen sind in der Literatur genau dargestellt und werden hier nicht weiter ausgeführt [Hos90], [SA91].

$$\begin{aligned}\bar{T}_3 &= \bar{c}_{33}^E \bar{S}_3 - \bar{e}_{33} \bar{E}_3 \\ \bar{D}_3 &= \bar{e}_{33} \bar{S}_3 + \bar{\epsilon}_{33}^S \bar{E}_3\end{aligned}\tag{3.28}$$

Diese Gleichung (3.34) unterscheidet sich von der Gleichung eines Dickenschwingers aus einer Vollkeramik neben den oben erwähnten Vereinfachungen durch modifizierte Materialparameter. Durch Hinzufügen einer mittleren Dichte für das Komposit können alle weiteren Kenngrößen, die das Verhalten eines Dickenschwingers beschreiben berechnet werden. Zur Analyse eines Senders werden dann die in Kapitel 3.2.1 behandelten Modelle eingesetzt. Allerdings werden Kompositensender in neuerer Zeit zunehmend durch numerische Verfahren wie der Methode der finiten Elemente simuliert [Hos90], [HH91], [BH95], [CVV94], [HB95], [SSM01] Auf die Anwendung dieser Verfahren wird in Kapitel 4 näher eingegangen.

3.4. Beurteilung vorhandener Modelle

In den vorangegangenen Abschnitten wurde ein kurzer Abriss zu den Grundlagen piezoelektrischer Sender gegeben. Ausgehend von den piezoelektrischen Grundgleichungen lassen sich meist vereinfachte analytische Modelle herleiten, die jedoch in ihrer praktischen Anwendbarkeit beschränkt sind. Die Integration des mechanischen Aufbaus eines Senders mit Backingmaterialien und einer eventuellen Anpassschicht, sowie der Abstrahlung in ein Medium lässt sich nur für den 1-dimensionalen Fall befriedigend verwirklichen. Ursprünglich wurde die Annahme eines Dickenschwingers für das grundlegende Design selbst fokussierender Sender erfolgreich angewendet, doch zur Entwicklung neuerer Sender stößt dieses Verfahren zunehmend an Grenzen. Auch früher getroffene Aussagen, dass diese Annahmen ausreichend zur Beschreibung des Senders sind [Ueb88], lassen sich vor dem Hintergrund neuerer Messergebnisse [Sch00], [DR99] nicht aufrecht erhalten.

Auch die in der angegebenen Literatur aufgeführten mehrdimensionalen Modelle sind nur von eingeschränktem Nutzen, da die Berücksichtigung der durch das Senderdesign vorgegebenen Randbedingungen mit diesen Modellen nicht oder höchstens approximativ möglich ist. Ähnliches gilt für die vorgestellten analytischen Beschreibungen von 1-3 Composite Sendern, bei denen die Eigenschaften der Senderstruktur in geänderten Materialparametern berücksichtigt werden und auf eindimensionale Modelle zurückgeführt sind. Insbesondere werden laterale Abmessungen der piezoelektrischen Komponenten vorausgesetzt, die klein gegen über der gewünschten Wellenlänge sind. Für die hier verwendeten Sender trifft dies nicht zu. Von daher ist eine analytische Beschreibung in der Genauigkeit, wie sie die Aufgabenstellung dieser Arbeit fordert, mit den vorhandenen Methoden nicht möglich. Es kommen von daher nur numerische Lösungsverfahren in Frage, wie sie auch in anderen Anwendungsgebieten eingesetzt werden.

4. Numerische Simulation piezoelektrischer Sender im Zeitbereich

Die im vorigen Kapitel vorgestellten analytischen Modelle sind zur Simulation der in dieser Arbeit behandelten Sender nur eingeschränkt verwendbar, denn ihre Aussagekraft beschränkt sich im Wesentlichen auf qualitative Angaben zur prinzipiellen Funktionsweise. Daher sind numerische Verfahren das Mittel der Wahl zu einer realistischen Simulation. So wird die Methode der Finiten Differenzen im Zeitbereich (FDTD) erfolgreich zur Simulation der nichtlinearen Ausbreitung von Ultraschallimpulsen hoher Intensität eingesetzt [Ste98], [Gin02], [GLS+02]. Allerdings benötigen diese Modelle als Anfangsbedingungen einen vorgegebenen Druck-Zeitverlauf an der Senderoberfläche, da das Schwingungsverhalten des Senders nicht simuliert wird. Der Sender stellt einen schwingenden Festkörper dar, der eine akustische Welle in angrenzende Medien anregt. Für diese Problemstellungen findet die Finite Elemente Methode (FEM) breite Verwendung. In den letzten Jahren wurde sie erfolgreich zur Berechnung gekoppelter Feldprobleme weiterentwickelt und eingesetzt [Ler90], [Hos90], [KLP90], [WVA+93], [AWV+98].

In diesem Kapitel wird nur die Grundidee der FEM im Zeitbereich skizziert. Für tiefer gehende Beschreibungen wird auf die umfangreiche Literatur zur FEM verwiesen, z.B. [BW76], [Bat86]. Es soll hier eine Modellierungsstrategie beschrieben werden, welche die realen Randbedingungen und das Design der verwendeten Sender berücksichtigt.

Die Anforderungen an das numerische Modell beinhalten sowohl die Implementierung des piezoelektrischen Effektes, als auch die Kopplung zwischen mechanischer Bewegung und Abstrahlung akustischer Wellen in fluide Medien. Unter den zu Verfügung stehenden Programmpaketen wird hier das Programm *CAPA* verwendet, da es diese Anforderungen weitestgehend erfüllt [Ler90].

4.1. Grundlagen der Finite Elemente Methode für piezoelektrische Sender

Im Gegensatz zur exakten analytischen Lösung eines physikalischen Problems, das durch Differentialgleichungen beschrieben wird, stellt die FEM eine Näherungslösung dar. Eine Umformulierung der beschreibenden Differentialgleichungen in ein äquivalentes Variationsproblem und dessen Lösung liefert eine „exakte“ Lösung für das Gesamtproblem in einem gemittelten Sinne. Die Mittelung erfolgt dabei über kleine Teilbereiche der Problemstellung, eben der finiten Elemente, innerhalb derer die Lösungsfunktionen als bekannt vorausgesetzt werden. Dadurch reduziert sich der Aufwand im Gegensatz zu einer analytischen Lösung des Problems erheblich, da im Endeffekt nur ein lineares Gleichungssystem gelöst werden muss. Die prinzipielle Vorgehensweise stellt sich folgendermaßen dar:

- Das gesamte Feldgebiet wird in kleine Teilgebiete unterteilt, die einfache geometrische Formen aufweisen. So werden z.B. im zweidimensionalen Fall Dreiecke und Rechtecke, im dreidimensionalen Fall Tetraeder oder Hexaeder verwendet. Jedem Element wird dann eine Anzahl Knoten zugeordnet. Die gesuchten Feldgrößen eines piezoelektrischen Mediums (mechanische Auslenkungen u , Kräfte F , elektrische Potentiale φ und Ladungen Q) werden an den Knoten des Elements definiert.
- Die zugrunde liegenden Differentialgleichungen sind die piezoelektrischen Grundgleichungen (3.5) und (3.6) sowie die beiden Gleichungen (3.8) und (3.9), die das dynamische Verhalten beschreiben. Diese werden in ein Variationsproblem umformuliert, die so genannte „schwache“ Formulierung [Ler90], [AWV+98]. Ein bekannter Ansatz ist dabei das *Prinzip der virtuellen Arbeit* [Bat86].
- Zur Bestimmung der Werte an beliebigen Punkten eines finiten Elements werden polynomielle Näherungsfunktionen, so genannte Formfunktionen, angesetzt, deren Koeffizienten die Werte an den Knotenpunkten sind. Die Linearkombination dieser Formfunktionen ergibt dann den gesuchten Wert.
- Die gesuchte Näherungslösung ist dann die Summe der Interpolationsfunktionen mit unbekanntem Koeffizienten über alle Elemente. Dieser Ansatz wird in die schwache Formulierung eingesetzt woraus ein lineares Gleichungssystem resultiert. Die Lösung dieses Systems nach den unbekanntem Koeffizienten liefert schließlich die gesuchte Näherungslösung für das Gesamtproblem.

Für die Beschreibung der mechanischen und elektrischen Eigenschaften eines piezoelektrischen Festkörpers ergibt sich danach folgende semidiskrete finite Elemente Formulierung für die gesuchten Auslenkungen u und elektrischen Potentiale φ .

$$\begin{pmatrix} \mathbf{m}_{uu} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \ddot{u} \\ \ddot{\varphi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{d}_{uu} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{u} \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{k}_{uu} & \mathbf{k}_{u\varphi} \\ \mathbf{k}_{u\varphi}^T & \mathbf{k}_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_{ext} \\ \mathbf{Q}_{ext} \end{pmatrix}$$

\mathbf{m}_{uu} : effektive Massenmatrix
 \mathbf{d}_{uu} : Dämpfungsmatrix
 $\mathbf{k}_{uu}, \mathbf{k}_{\varphi\varphi}$: mechanische und dielektrische Steifigkeitsmatrix
 $\mathbf{k}_{u\varphi}$: piezoelektrische Kopplungsmatrix

(4.1)

Auf der rechten Seite sind die Randbedingungen des zu lösenden Problems in Form externer Kräfte \mathbf{F} und Ladungen \mathbf{Q} zusammengefasst. Zur Lösung des Gleichungssystems werden je nach Größe des Gleichungssystems direkte oder iterative Verfahren eingesetzt. Gleichung (4.1) beschreibt eine semidiskrete Formulierung, da hier die Zeitabhängigkeit noch kontinuierlich ist. Zur Lösung für allgemeine Zeitfunktionen wird eine Approximation mit einer Diskretisierung im Zeitbereich benötigt. Dabei wird hier der Newmark-Algorithmus als implizites Verfahren eingesetzt. Das hat den Vorteil, dass dieses Verfahren dann unbedingt stabil bezüglich der Wahl des Zeitschrittes ist [BW76], [Ler90]. Bei der Wahl des Zeitschrittes ist aber auf eine sinnvolle Abtastung der wesentlichen Spektralanteile zu achten. Um numerische Dämpfung und Dispersion durch die Zeitdiskretisierung zu vermeiden, sollte der Zeitschritt Δt 1/20 bis 1/50 der kleinsten noch aufzulösenden Periodendauer betragen und zwar unabhängig vom gewählten Verfahren [BW76]. Dies ist gerade bei der Simulation pulsformiger Vorgänge von großer Bedeutung. Für die räumliche Diskretisierung ergeben sich ähnliche Anforderungen. Ein periodisches räumliches Gitter stellt einen Tiefpass dar, der eine Grenzfrequenz besitzt, deren Wellenlänge gerade $2\Delta x$ (Δx : Abstand zweier Knoten) beträgt. Als Auswirkung tritt eine richtungsabhängige numerische Dispersion bei Wellenausbreitungsvorgängen auf. Zur Minimierung dieser Effekte haben sich in der Praxis Diskretisierungen in der Größenordnung von $\Delta x \approx \lambda/8$ bis $\lambda/20$ der kleinsten vorkommenden Wellenlängen bewährt. Als Konsequenz für die Modellbildung folgt daraus, dass eine Abschätzung über die höchste vorkommende Frequenz einen Ausgangswert für die Diskretisierung bildet, der durch Testsimulationen mit veränderten Diskretisierungsparametern überprüft werden muss.

Zur vollständigen Beschreibung fehlt noch die Schallabstrahlung und -ausbreitung in ein fluides Medium. Für lineare akustische Ausbreitungsphänomene gilt allgemein folgende Wellengleichung für das skalare akustische Geschwindigkeitspotential $\psi(x, y, z, t)$ [Sut84]:

$$\Delta \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad \Delta : \text{Laplaceoperator} \quad (4.2)$$

Die akustischen Schallfeldgrößen p und v folgen aus dem Geschwindigkeitspotential zu:

$$p = \rho \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad v = -\text{grad } \psi \quad (4.3)$$

Analog zu dem vorher skizzierten Verfahren kann auch hier eine entsprechende finite Elemente Formulierung für verlustfreie, fluide Medien gefunden werden.

$$\mathbf{m}_\psi \cdot \ddot{\psi} + \mathbf{k}_\psi \cdot \psi = \mathbf{R} \quad (4.4)$$

Hierbei sind \mathbf{m}_ψ und \mathbf{k}_ψ die entsprechende Massen- und Steifigkeitsmatrix. Gleichung (4.4) beschreibt die Ausbreitung in einem unbegrenzten Medium. Zusätzlich muss noch eine Kopplung zwischen Festkörper und Fluid eingeführt werden, um die Abstrahlung eines Senders zu berücksichtigen. Des Weiteren werden noch so genannte „infinite Elemente“ für das Fluid verwendet, welche die Abstrahlung in ein unbegrenztes Medium approximieren. Diese werden am Rand des Rechengebiets als absorbierende Randbedingung eingesetzt.

Das vollständige semidiskrete FE-Gleichungssystem unter Berücksichtigung der Schallausbreitung und Fluid-Festkörper Kopplung lautet [Lan96]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{m}_{uu} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{m}_{\psi\psi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \ddot{\mathbf{u}} \\ \ddot{\phi} \\ \ddot{\Psi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{d}_{uu} & 0 & \mathbf{c}_{u\psi} \\ 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{c}_{u\psi}^T & 0 & \mathbf{c}_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{u}} \\ \dot{\phi} \\ \dot{\Psi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{k}_{uu} & \mathbf{k}_{u\phi} & 0 \\ \mathbf{k}_{u\phi}^T & \mathbf{k}_{\phi\phi} & 0 \\ 0 & 0 & -(\mathbf{k}_{\psi\psi} + \mathbf{k}_1) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \phi \\ \Psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{Q} \\ \Psi_0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Zur Lösung dieser Gleichungen im Zeitbereich werden die vorgenannten Verfahren angewendet.

4.2. Modellierung realer Senderstrukturen

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die theoretischen Grundlagen kurz behandelt wurden, wird in diesem Kapitel auf die Simulation bestehender Senderstrukturen eingegangen.

In der Literatur ist die numerische Simulation von 1-3 Composite Sendern von mehreren Autoren behandelt worden. In [Hos90] und [HH91] sind FE-Simulationen im Frequenzbereich dargestellt. Der Hintergrund dieser Arbeiten ist die Etablierung eines numerischen Modells im Vergleich zu analytischen Näherungen [SA91]. Hier wird der Einfluss der Geometrieparameter (Abmessungen und Form der piezokeramischen Elemente) auf globale Senderparameter wie die elektromechanische und elektrische Impedanz und den Kopplungsfaktor untersucht. Durch die Beschränkung auf harmonische Vorgänge und Vernachlässigung der Abstrahlung können diese Ergebnisse allenfalls als Grundlage für die vorliegende Problemstellung dienen. Da die Anwendung der dort behandelten Sender und Empfänger in der Ultraschall Diagnostik liegt, wurden auch nur Senderstrukturen im Frequenzbereich oberhalb von 1 MHz untersucht. Die Eigenschaften periodischer Strukturen für diese Anwendungen wurden von [HHD93] und [SSM01] untersucht.

Simulationen von Composite-Sendern im Zeitbereich werden in [WVA+93], [WVM+94] und [AMW+97] vorgestellt. Dort werden Sender für unterschiedliche Anwendungsbereiche mit einem expliziten FE-Modell simuliert. Allerdings finden sich dort keine Ergebnisse für Sender, die in den hier behandelten therapeutischen Anwendungen verwendet werden.

4.2.1. Bestimmung der Simulationsparameter

Unter Beachtung der Kriterien zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung, werden für die Simulation noch Materialparameter benötigt. Dies sind die Elastizitäts- und piezoelektrischen Koeffizienten, sowie die Koeffizienten zur Beschreibung der Materialdämpfung.

Für gängige isotrope Materialien, wie z.B. Aluminium, finden sich Daten in der Literatur [LBS01], [Mas58]. Für piezoelektrische Keramiken gibt es in der Regel Herstellerangaben. Diese sind aber meist unvollständige an Probekörpern ermittelte Werte, deren Genauigkeit im Bereich von 20% liegt. Die Ermittlung der Elastizitäts- und Piezokoeffizienten ist in [IEE88] standardisiert und beruht auf der Herstellung von Testkörpern, deren Geometrie so gewählt ist, dass sich nur ein bevorzugter Schwin-

gungsmode nach Kap. 2.1.3 ausgebildet. Durch Messung der elektrischen Eingangsimpedanz lassen sich Resonanzfrequenzen ermitteln, aus denen dann mit Hilfe eindimensionaler Modelle die Koeffizienten errechnet werden.

Bei den hier verwendeten Keramiken wichen die vom Hersteller angegebenen Werte zu stark von messtechnisch ermittelten Werten ab. Da die Herstellung von Probekörpern nicht durchführbar war, wurde an vorhandenen Keramiken (Zylinder, 5 mm Höhe, 6 bzw. 10 mm Durchm.) die elektrische Eingangsimpedanz gemessen und mit Ergebnissen aus FE-Simulationen verglichen. Die Simulation der elektrischen Eingangsimpedanz erfolgte nach folgendem Verfahren im Zeitbereich [Ler90]: Als elektrische Anregung wird ein schmaler Dreiecksimpuls der elektrischen Ladung verwendet und das an den Elektroden auftretende elektrische Potential gespeichert. Sowohl die Anregung Q , als auch das Ergebnis U werden mit einer Fouriertransformation in den Frequenzbereich transformiert. Die komplexe elektrische Eingangsimpedanz ergibt sich nun folgendermaßen:

$$\underline{Z}(j\omega) = \frac{\underline{U}(j\omega)}{j\omega \cdot \underline{Q}(j\omega)} \quad (4.6)$$

Die simulierte Eingangsimpedanz wird mit der gemessenen verglichen. Danach wurden die Materialdaten in der Simulation manuell variiert, um eine Übereinstimmung zu erreichen. Das Ergebnis dieser Anpassung für einen Zylinder aus dem Keramikmaterial $P5$ ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den aus der Simulation erhaltenen Werten. Aus dem Vergleich der gemessenen Impedanz aus Abbildung 4.1 mit der der eindimensionalen Modelle nach Abbildung 3.9 ist zudem klar ersichtlich, dass ein eindimensionales Modell zur Beschreibung nicht ausreichend ist.

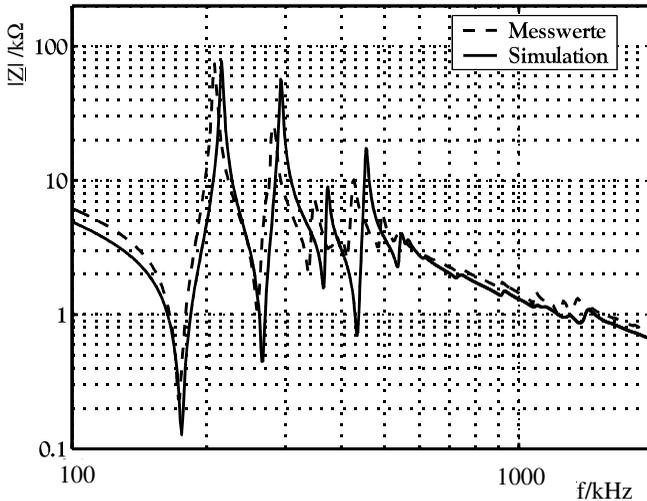


Abbildung 4.1 Vergleich der Eingangsimpedanzen

Die in den Simulationen verwendeten Materialparameter der piezoelektrischen Keramiken sind im Anhang aufgeführt. Die generelle Problematik ungenauer Materialparameter, speziell für piezoelektrische Materialien, wurde in [KSK+01] und [LTB01] behandelt. Dort werden die Materialdaten durch FEM-Simulationen und nachfolgender nichtlinearer Optimierungsverfahren an gemessene Daten angepasst. Hier wird nur ein Keramikmaterial verwendet, so dass der Implementierungsaufwand eines automatisierten Verfahrens zu hoch ist und deshalb darauf verzichtet wurde.

Für das als Vergussmasse eingesetzte Epoxidharz waren mit Ausnahme der Dichte keine Materialdaten verfügbar. Sie wurden daher aus eigenen Messungen bestimmt. Das Verfahren zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit v_{33} und der frequenzabhängigen Ultraschallabsorption ist ein kombiniertes Ultraschall Transmissions- und Reflexionsverfahren [LGD+04]. Weiterhin wurde ein isotropes Material vorausgesetzt. Durch die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der Dichtewelle kann nur ein Elastizitätskoeffizient bestimmt werden. Auf die Bestimmung des Schermoduls kann verzichtet werden, wenn die Poissonzahl bekannt ist. Für sie wurde ein Wert von 0,28 angenommen, wie er für vergleichbare Materialien in der Literatur bekannt ist [LBS01]. Die so erhaltenen Materialdaten sind im Anhang aufgeführt.

Die Ultraschallabsorption in Kunststoffen ist im Allgemeinen deutlich höher als in Flüssigkeiten oder in metallischen und keramischen Festkörpern. Daher ist zu erwarten, dass sie bei der Simulation nicht zu vernachlässigen ist. Generell wird die Absorp-

tion oder Dämpfung einer Ultraschallwelle durch einen frequenzabhängigen Dämpfungskoeffizienten $\alpha(\omega)$ als Frequenz-Potenz Gesetz empirisch beschrieben [Sut84].

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \cdot \omega^y \quad \text{mit } y \approx 1..2 \quad (4.7)$$

In der FE-Simulation ist die Dämpfung jedoch durch die Rayleigh-Dämpfung approximiert. Der Zusammenhang zwischen einem Dämpfungskoeffizienten $\alpha(\omega)$ und den Rayleigh-Koeffizienten a und b ergibt sich zu:

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{2v_0} \cdot \frac{a + b\omega^2}{\sqrt{1 - \frac{(a + b\omega^2)^2}{\omega^2}}} \quad (4.8)$$

Frequenzabhängigkeiten mit allgemeinen Exponenten y lassen sich nach (4.8) jedoch nicht exakt reproduzieren, da die Rayleigh-Dämpfung aus der Kombination eines frequenzunabhängigen und eines zum Quadrat der Frequenz proportionalen Anteils besteht. Es ist allerdings möglich die Koeffizienten a und b so zu wählen, dass in einem beschränkten Frequenzbereich der Verlauf nach (4.7) gut approximiert wird. Dazu wurde ein Kurvenfit durch Minimierung des Fehlerquadrates verwendet. Als Zielfunktion dient eine Dämpfungsabhängigkeit nach (4.7) im Frequenzbereich von 200 kHz bis 600 kHz. Das Ergebnis für die verwendete Vergussmasse ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Aus den Messungen wurde ein Exponent y von 0,95 und ein α_0 von 5,6 dB/cm (=0,644 Np/cm) bei 1 MHz ermittelt.

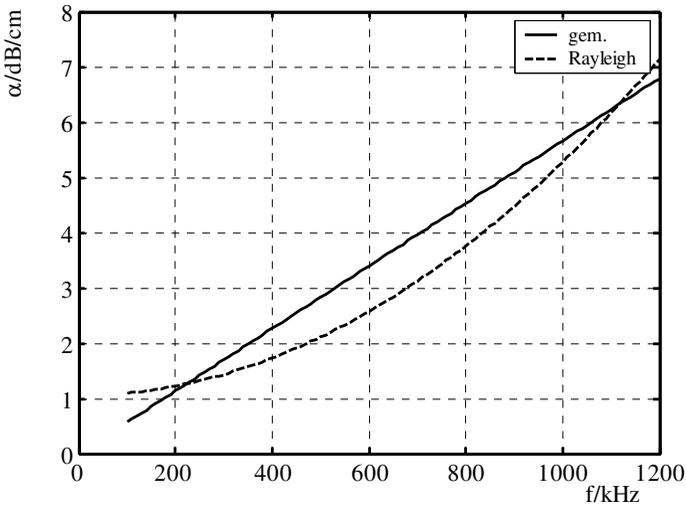


Abbildung 4.2 Kurvenfit: Rayleigh-Dämpfung gegen gemessenen Verlauf

Die räumliche und zeitliche Diskretisierung des Simulationsgebietes orientiert sich nach Kapitel 4.1 an den höchsten vorkommenden Frequenzen. Als Orientierung dienen dabei gemessene Druck-Zeitverläufe an bestehenden Sendern. In Abbildung 4.3 ist der gemessene Schalldruck im Fokus eines gängigen Lithotripsiesenders dargestellt. Das aus diesem Signal berechnete normierte Amplitudenspektrum zeigt Abbildung 4.4. Die wesentlichen Anteile sind hier unterhalb von 1 MHz konzentriert, so dass dieser Wert als obere Grenzfrequenz für die numerische Simulation als Anhaltspunkt dient.

Ausgehend von dieser Grenzfrequenz ergeben sich folgende Beziehungen zwischen der kleinsten Wellenlänge und der Forderung nach einer räumlichen Diskretisierung von z.B. $\Delta x \leq \lambda/8$:

Tabelle 4.1 Räumliche Diskretisierung bei den verwendeten Materialien

Material	$v_{o,o}$ m/s	$v_{o,t}$ m/s	λ_{\min} mm	Δx mm
Aluminium	6420	3040	3,04...6,42	0,375...0,8
Piezo	ca. 4000	ca. 2200	2,2...4	0,25...0,4
Epoxidharz	2470	ca. 1200	1,2...2,47	0,15...0,3
Wasser	1480	-	1,48	0,08...0,1

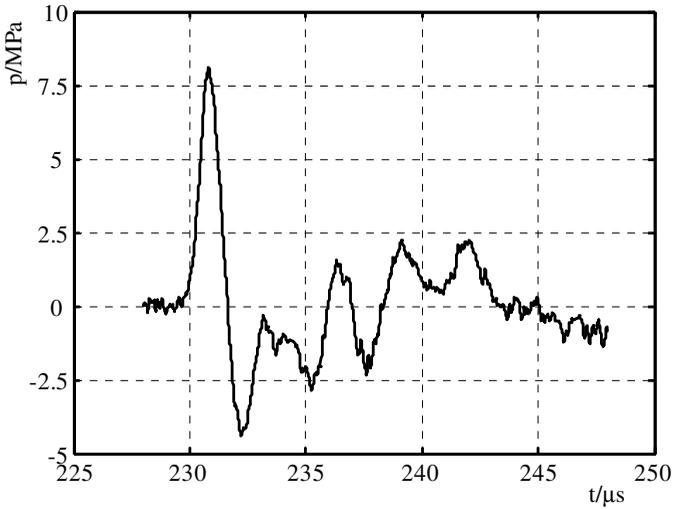


Abbildung 4.3 Gemessener Druck-Zeitverlauf im Fokus eines Lithotripsieschallsenders bei niedriger Ansteuerspannung (1 kV_p)

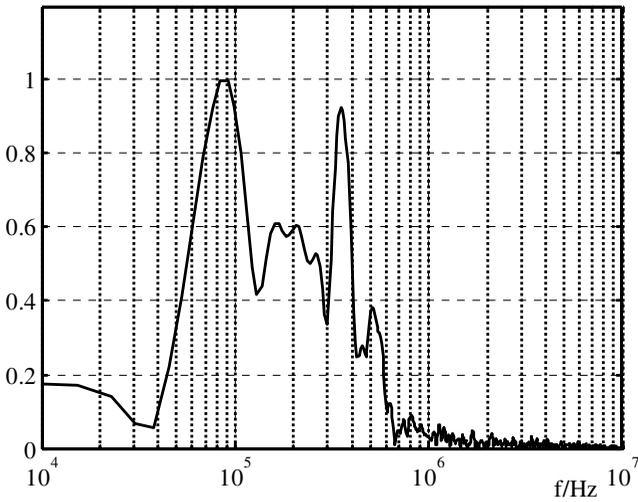


Abbildung 4.4 Normiertes Amplitudenspektrum des Drucksignals aus Abbildung 4.3

Die in der Tabelle 4.1 aufgeführten Daten für eine maximale räumliche Diskretisierung erlauben die Verwendung unterschiedlicher Gitterabstände für die verschiedenen Materialien. Besonderes Augenmerk muss dabei auf eine hinreichend feine Diskretisierung des Wassergebietes gelegt werden, sofern Ausbreitungsvorgänge über mehrere Wellenlängen hinweg simuliert werden sollen. Durch die unterschiedlichen Anforderungen an die Diskretisierung ist die Verwendung unterschiedlicher Gitterabstände für die jeweiligen Materialien möglich. Hierbei muss ein Kompromiss zwischen Modellgröße und vorhandenem Speicherplatz gefunden werden.

Bei der Diskretisierung im Zeitbereich sind die Anforderungen weniger strikt, hier muss im Wesentlichen das Kriterium einer hinreichend genauen Abtastung eingehalten werden. Bei der angenommenen Frequenz von 1 MHz wurden Zeitschritte zwischen 10 ns und 40 ns verwendet, was 1/100 bis 1/25 der Periodendauer entspricht. Bei den in den folgenden Abschnitten vorgestellten Simulationsrechnungen werden, soweit nötig, weitere Angaben zu den Parametern gemacht.

4.2.2. Zweidimensionale Simulationen

Zunächst soll das prinzipielle Verhalten eines piezoelektrischen Zylinders untersucht werden, der in Epoxidharz vergossen ist und ein endlich ausgedehntes Backing aus Aluminium besitzt. Diese Struktur wird als Basis der hier untersuchten Sender betrachtet. Dabei sind das Schwingungsverhalten des piezokeramischen Elements und die Abstrahlung in ein angrenzendes Wassergebiet von Interesse. Die Simulationsgeometrie ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Das Modell ist rotationssymmetrisch um die z-Achse. Die Randbedingungen wurden folgendermaßen angesetzt:

- Mechanische Festbremsung entlang der Rotationsachse
- Abschluss des Wassergebietes durch infinite Elemente
- Natürliche Randbedingungen an den übrigen Berandungen (spannungsfreier Zustand bzw. verschwindendes Schnellepotential)
- Elektrische Anregung durch Einprägen eines an einem Lithotripsieschallsender gemessenen Spannungsverlaufs an den Elektrodenflächen

Die Einflüsse durch die Klebeschicht zwischen Piezokeramik und Aluminium und der Lötkontaktierung an der Elektrode vernachlässigt.

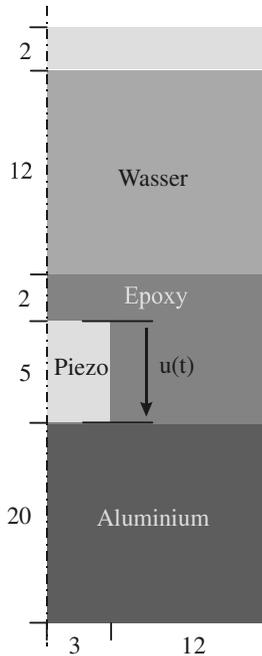


Abbildung 4.5 Modell für 2-D Simulationen (Abmessungen in mm)

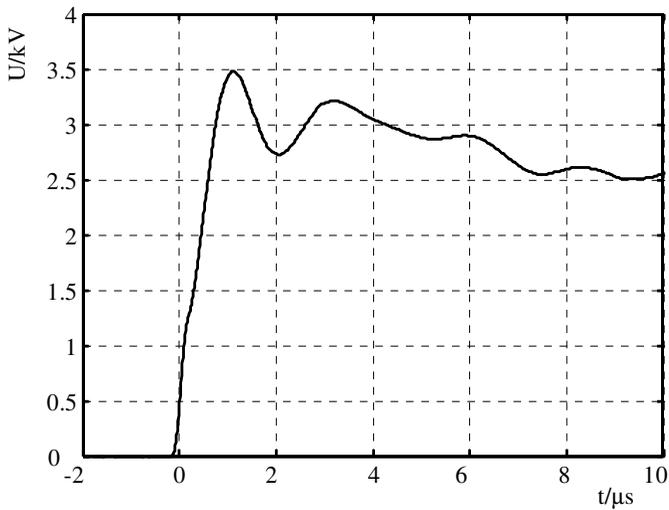
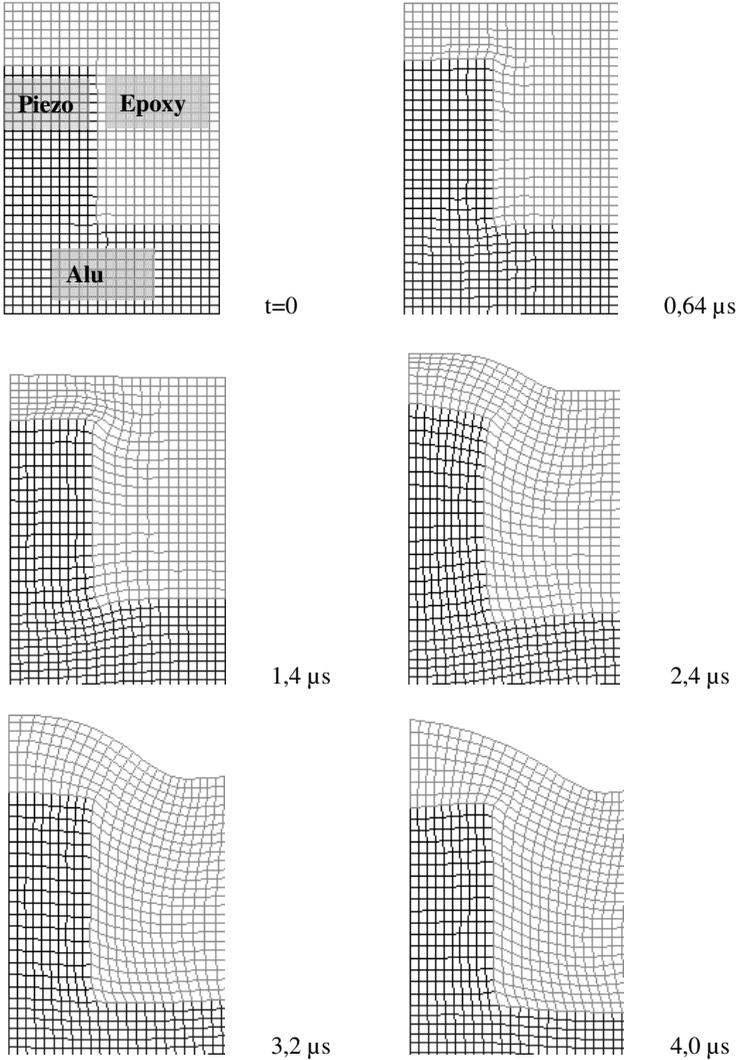


Abbildung 4.6 Eingprägtes Spannungssignal für die Simulation

In Abbildung 4.6 ist der Zeitverlauf der für die Simulation verwendeten Wandlerspannung dargestellt, das dem einer Lithotripsiequelle entspricht. Als Simulationsergebnisse werden die mechanische Auslenkung der Senderstruktur und der in das Wassergebiet abgestrahlte Schalldruck registriert.



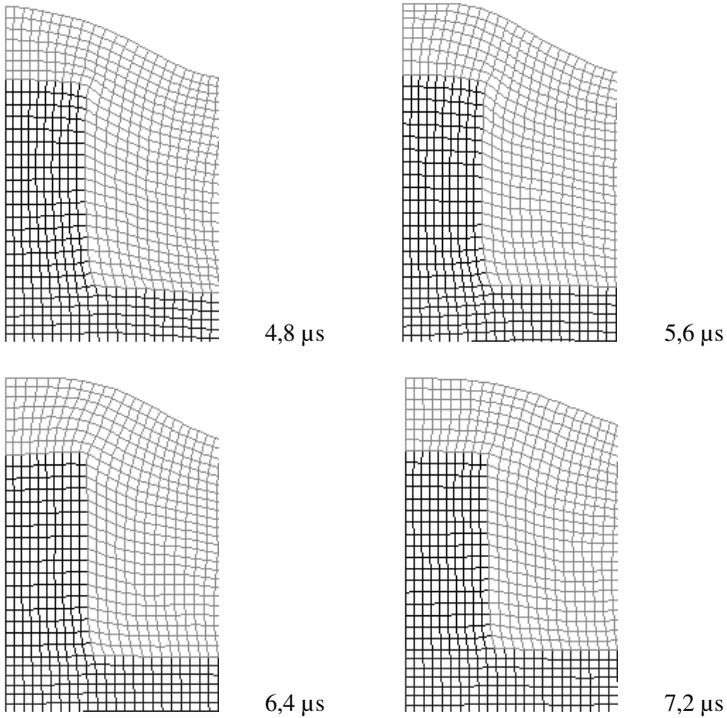


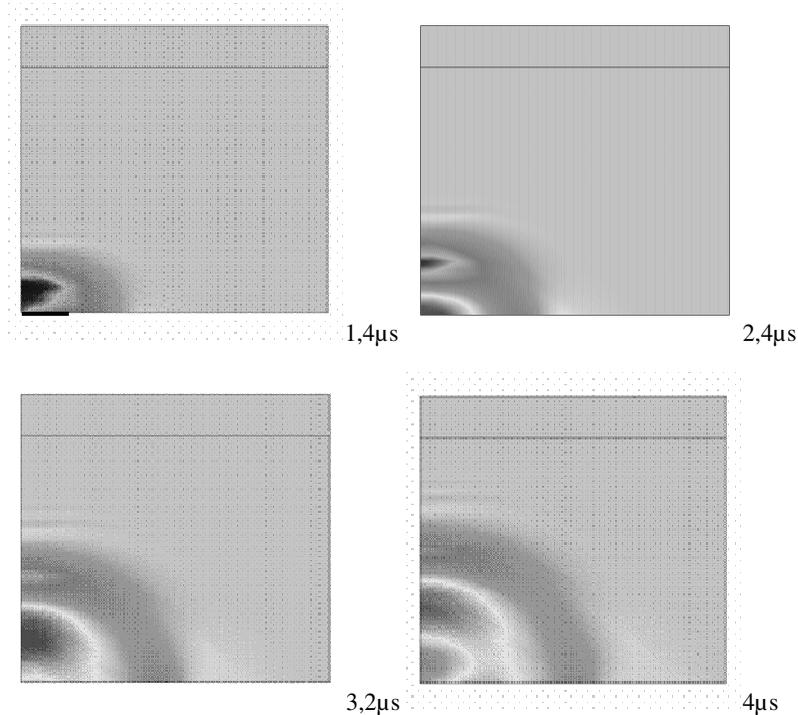
Abbildung 4.7 Mechanische Auslenkung der Senderstruktur (Abmessungen s. Abbildung 4.5)

Abbildung 4.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der Auslenkung eines Ausschnittes des in Abbildung 4.5 dargestellten Simulationsgebiets. Es ist zu erkennen, dass sich die Piezokeramik zuerst am Rand zum Epoxidverguss hin ausdehnt ($0,64 \mu\text{s}$). Nach $2,4 \mu\text{s}$ hat der Piezozylinder seine maximale Ausdehnung in z-Richtung erreicht. Bemerkenswert ist hierbei die Deformation des Zylinders, die sowohl axiale als auch laterale Komponenten besitzt. Durch die gleichzeitige Anregung radialer Komponenten wird eine konphase Bewegung der Deckfläche des Zylinders verhindert. Die in das Wassergebiet abstrahlende Oberfläche der Vergussmasse erreicht hingegen erst nach ca. $4,8 \mu\text{s}$ ihre maximale Auslenkung, während sich die Keramik bereits wieder in entgegengesetzter Richtung bewegt. In den nachfolgenden Bildern ist die restliche Schwingung des Keramikzylinders dargestellt, die einen vergleichbaren Verlauf wie vor nur mit geringerer Amplitude aufweist.

Als Ergebnis dieser Simulationen lässt sich zweierlei festhalten: Es zeigt sich, dass die abstrahlende Fläche des Einzelelementes keine konphase Bewegung durchführt Als

ursprüngliche Modellvorstellung für die Abstrahlung von Kompositsendern wurde ein dem Dickenschwinger vergleichbares Verhalten angenommen [GSC+85], [Hos90], [HH91]. Für die hier untersuchten Strukturen trifft diese Vorstellung nicht zu. Die Begründung liegt in den relativ großen lateralen Abmessungen der Einzelelemente, verglichen mit den relevanten Wellenlängen des Schallpulses (Abbildung 4.4). Die über den einzelnen Piezokeramiken angebrachte Schicht aus Epoxidharz hat einen Einfluss auf die Schallabstrahlung des Senders. Es ist eine gegenüber der Auslenkung der Oberfläche des Zylinders retardierte Auslenkung der Epoxidharzschicht festzustellen. Durch die stark unterschiedlichen akustischen Impedanzen der beiden Materialien kann ein Transformationseffekt für die Schnelle auftreten, der zu einer Verstärkung der im Wassergebiet erzeugten Schalldruckamplitude führen kann. Darauf wird in Kapitel 4.3.1 näher eingegangen.

Die Simulationsergebnisse für die räumliche Verteilung des abgestrahlten Druckimpulses im Wassergebiet für die gleichen Zeitpunkte nach Abbildung 4.7 ist in Abbildung 4.8 dargestellt.



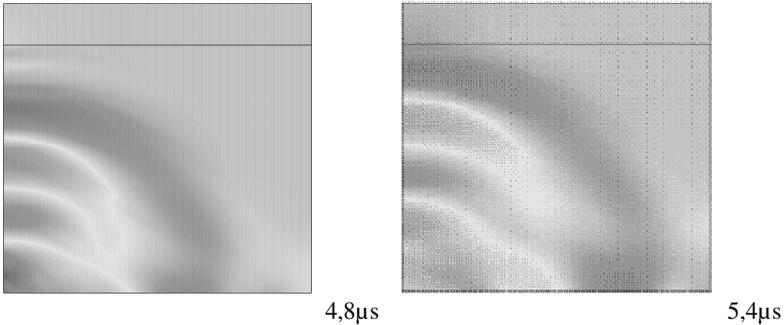


Abbildung 4.8 Ausbreitung des Druckpulses, die radiale Abmessung des piezokeramischen Zylinders ist im ersten Bild markiert

Die räumliche Verteilung des abgestrahlten Druckpulses spiegelt das Schwingungsverhalten des Zylinders dahingehend wieder, dass nicht die gesamte Deckfläche zur Schallabstrahlung beiträgt (Abbildung 4.8, nach $1,4 \mu\text{s}$). Im weiteren zeitlichen Verlauf zeigt sich ein dem ersten positiven Impuls folgender negativer Puls mit größerer räumlicher Ausdehnung. Die Amplitude des erzeugten Schallsignals nimmt mit zunehmender Ausbreitung ab, so dass sich eine beinahe sphärische Wellenfront ergibt (Abbildung 4.8, nach $5,4 \mu\text{s}$):

Zur experimentellen Überprüfung dieser Simulationsergebnisse wurde ein Testsender mit einer dem Simulationsmodell entsprechenden Geometrie angefertigt. Er ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

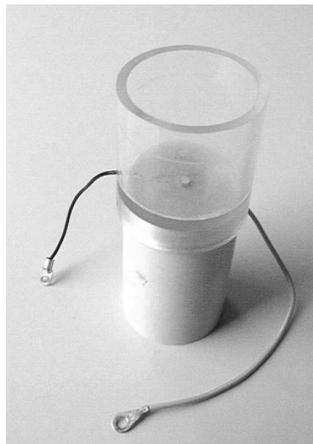


Abbildung 4.9 Testsender zur Überprüfung der Simulationsergebnisse

Der einzige Unterschied zu der Modellgeometrie nach Abbildung 4.5 liegt in der Verwendung eines Aluminiumbackings mit einem Durchmesser von 60 mm, um den Einfluss der auftretenden Randbeugungswelle bei der Messung zu minimieren. Um möglichst realitätsnahe elektrische Randbedingungen sicher zu stellen, wird der kleine Testsender einem Lithotripsieschallsender elektrisch parallel geschaltet. Ansonsten entspricht der prinzipielle Aufbau dem in Kapitel 2.1 dargestellten.

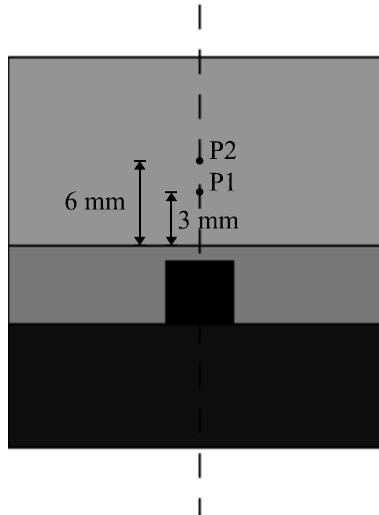


Abbildung 4.10 Skizze der Messpositionen

Zum Vergleich der simulierten Schalldrücke dienen die in Abbildung 4.10 gezeigten Positionen auf der Symmetrieachse des piezokeramischen Zylinders. Die Ergebnisse für die Positionen *P1* und *P2* sind in den folgenden beiden Abbildungen dargestellt.

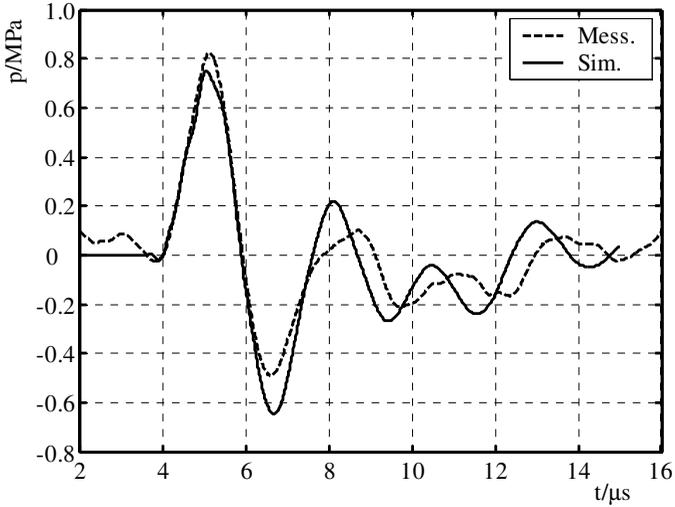


Abbildung 4.11 Vergleich zwischen Messung und Simulation für den Punkt $P1$ aus Abbildung 4.10

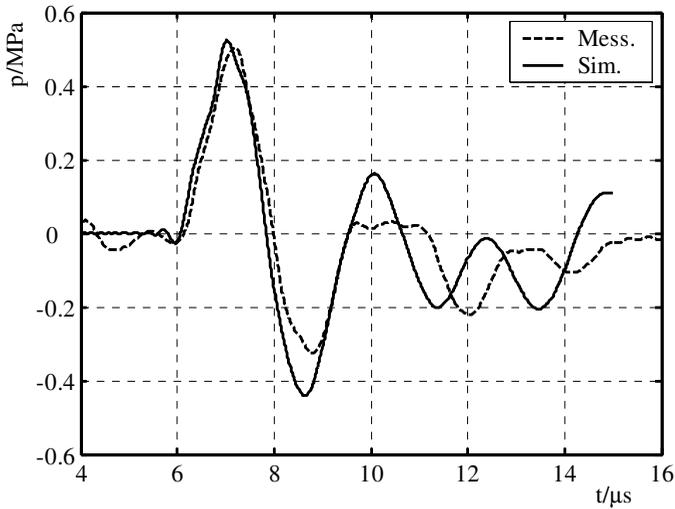


Abbildung 4.12 Vergleich zwischen Messung und Simulation für den Punkt $P2$ aus Abbildung 4.10

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten Druck-Zeit-Verläufen. Die wesentlichen Kennwerte wie Amplitude und Pulsbreiten werden in der Simulation sehr gut reproduziert. Lediglich der negative Anteil des ersten Pulses wird in der Simulation unterschätzt.

4.2.3. Dreidimensionale Simulationen

Das im vorher gehenden Abschnitt beschriebene Modell eignet sich aufgrund der Beschränkungen auf eine zweidimensionale Anordnung nur zur Untersuchung des prinzipiellen transienten Schwingungsverhaltens piezoelektrischer Kompositsender und zur Verifikation des verwendeten Simulationsmodells. Zur genaueren Beschreibung ist allerdings ein dreidimensionales Modell notwendig, in dem zumindest der Einfluss benachbarter piezoelektrischer Zylinder in den betrachteten Schallwandlern berücksichtigt wird.

Aufgrund der vergleichsweise großen Abmessungen der Wandler scheidet eine vollständige Simulation derzeit am erforderlichen Speicherbedarf. So müssen auch hier Vereinfachungen vorgenommen werden. In der Literatur sind einige 3-D Simulationen von ebenen Kompositsendern bekannt [Hos90], [HH91], [HHD93], [McK01]. Hierbei wird eine unendlich ausgedehnte Senderstruktur durch die Einführung von Symmetrieebenen mit entsprechenden Randbedingungen auf eine so genannte Elementarzelle reduziert. Die nachfolgende Simulation des mechanischen Verhaltens liefert dann Aussagen über die gesamte Struktur. Dieses Verfahren lässt sich prinzipiell auch auf den hier vorliegenden Fall anwenden. Dabei wird die Krümmung der Wandler vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist zumindest für Wandler zulässig, die in der ESWL eingesetzt werden, da hier die Krümmung an der Senderoberfläche nur schwach ist. Weiterhin bleibt die Berandung des Senders unberücksichtigt. Diese Näherungen müssen natürlich anhand von Messungen überprüft werden.

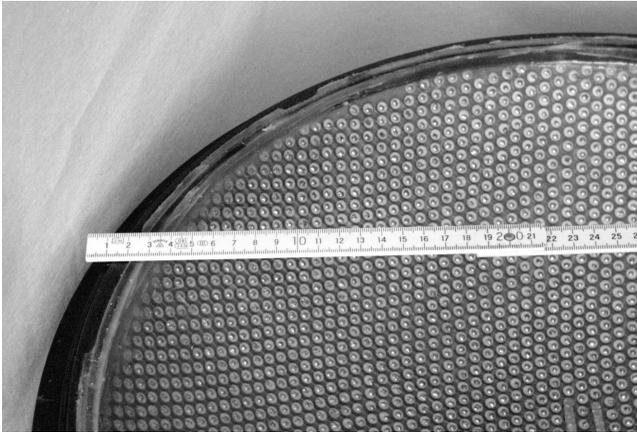


Abbildung 4.13 Ausschnitt eines Lithotripsieschallsenders mit Elementanordnung

Bei den hier betrachteten Wandlern liegt eine im Wesentlichen hexagonale Anordnung der piezokeramischen Elemente vor, wie aus Abbildung 4.13 zu ersehen ist. Unter Vernachlässigung der Krümmung kann diese Anordnung nach Abbildung 4.14 dargestellt werden.

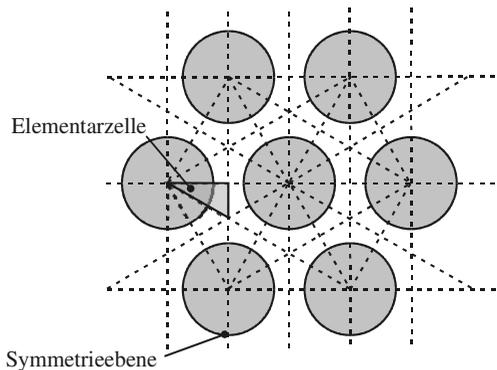


Abbildung 4.14 Anordnung der Elemente mit Symmetrieebenen

Aus der hexagonalen Anordnung ergeben sich die eingezeichneten Symmetrieebenen, so dass die resultierende Elementarzelle eine dreieckige Grundfläche aufweist. Die entsprechenden symmetrischen Randbedingungen lauten:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{n}} \equiv 0 \quad \text{und} \quad \Psi \equiv 0 \quad (4.9)$$

Die erste Bedingung bedeutet für einen Festkörper, dass die Auslenkung in Normalenrichtung in der Symmetrieebene verschwinden muss. Die zweite Bedingung gilt für Fluide und besagt, dass das Schnellepotential an der Symmetrieebene verschwindet. Diese Bedingung ist durch die natürliche Randbedingung der FEM gegeben, während die Symmetriebedingung für den Festkörper eingepreßt werden muss.

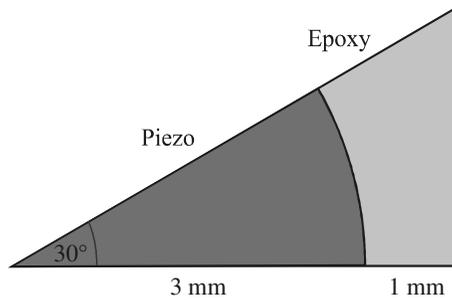


Abbildung 4.15 Geometrie der Elementarzelle (Draufsicht)

Die Geometrie der resultierenden Elementarzelle ist in Abbildung 4.15 und Abbildung 4.16 mit den entsprechenden Abmessungen (in mm) dargestellt.



Abbildung 4.16 Elementarzelle im Längsschnitt

In der Realität hat das Aluminiumbacking eines Lithotripsiesenders nach Abbildung 4.13 eine deutlich größere Dicke als das hier modellierte. Zudem ist es auf der Rückseite gestuft oder irregulär gestaltet, um ein diffuses Backing zu gewährleisten. Auf Grund der kleinen Abmessungen der Elementarzelle verglichen mit den hier relevanten Wellenlängen im Aluminium, ist eine diffuse Ausgestaltung der Rückseite nicht sinnvoll. Da es keine infiniten Elementtypen für dreidimensionale Festkörper gibt, ist ein theoretisch absorbierendes Backing nur sehr aufwändig durch Einfügen einer unphysikalisch großen Materialdämpfung möglich. Da hier Simulationen im Zeitbereich durchgeführt werden, besteht die Möglichkeit die Aluminiumschicht im Modell in Dickenrichtung so weit auszudehnen, so dass störende Reflexionen an der Rückseite erst ab Zeitpunkten auftreten, die für das Simulationsergebnis nicht mehr relevant sind. Die kürzeste Signallaufzeit (Dichtewelle) durch eine Aluminiumschicht ergibt sich zu:

$$t = \frac{2 \cdot d_{Alu}}{v_{33D,Alu}} \quad \text{hier : } t = \frac{2 \cdot 20mm}{6400 \frac{m}{s}} = 6,25 \mu s \quad (4.10)$$

Aus dieser Betrachtung ergibt sich die maximale Zeit, in der die Simulationsergebnisse denen mit einem theoretisch unendlich ausgedehnten Backing entsprechen. Dieser Zeitraum lässt sich durch eine Vergrößerung des Gebiets weiter ausdehnen, wobei eine Abwägung zwischen der Anzahl der benötigten Elemente zur Diskretisierung und Anforderungen an Speicherplatz und Rechenzeit für die jeweilige Simulationaufgabe getroffen werden muss.

Das diskretisierte Simulationsmodell ist in Abbildung 4.17 in Draufsicht dargestellt. Es wurden nur hexahedrale Elemente mit 8 Knoten verwendet, wobei die Abmessungen der Elemente variieren, um eine möglichst gute Anpassung an die Geometrie der realen Struktur zu ermöglichen.

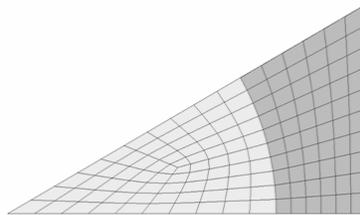


Abbildung 4.17 Diskretisierte Elementarzelle (Draufsicht)

Eine dreidimensionale Ansicht der diskretisierten Elementarzelle in der das Wassergebiet und die infiniten Elemente am rechten oberen Bildrand zu erkennen sind, ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

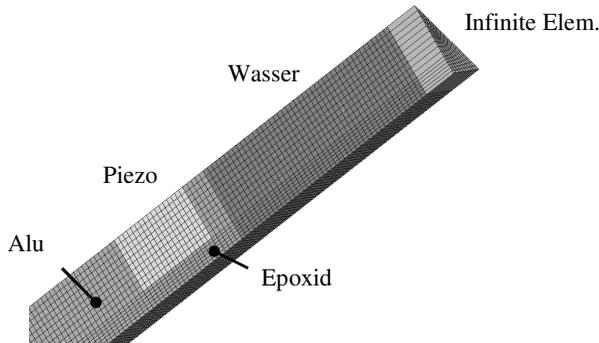


Abbildung 4.18 3-d Ansicht der diskretisierten Elementarzelle

Als Simulationsergebnisse wurden hier wie im zweidimensionalen Fall die mechanische Auslenkung und das Schalldrucksignal im Wassergebiet betrachtet. Die mechanischen Auslenkungen der piezokeramischen Zylinder sind prinzipiell vergleichbar mit den in Abbildung 4.7 gezeigten Ergebnissen [Sch00]. Der mit diesem Modell simulierte Einfluss der Mosaikstruktur lässt sich an der Auslenkung der dem Wasser zugewandten Deckschicht aus Epoxidharz gut verdeutlichen. Zur besseren Darstellung der Ergebnisse sind hier 12 Elementarzellen zu einem Sechseck vervollständigt worden, so dass die Abbildung die Auslenkung eines kompletten piezoelektrischen Zylinders zeigt. Als Anregung dient die elektrische Eingangsspannung nach Abbildung 4.6.

Die Ergebnisse für die Auslenkung der Deckschicht in z-Richtung sind in Abbildung 4.19 und Abbildung 4.20 für den Zeitraum von 0 bis $8 \mu\text{s}$ dargestellt. Ruhelagen sind dabei durch gestrichelte Linien gekennzeichnet. Insbesondere zu den Zeitpunkten $2,4$ und $3,2 \mu\text{s}$ ist der Einfluss der benachbarten Elemente, der durch die symmetrischen Randbedingungen simuliert wird, zu erkennen. Die Eckpunkte, die in Abbildung 4.19 mit 60° - und 90° -Ecke gekennzeichnet sind, zeigen eine unterschiedliche Auslenkung. Der kleinere Abstand zum Nachbarerelement der 90° -Ecke führt zu einer zeitlich früheren Auslenkung nach oben, als dies bei der 60° -Ecke der Fall ist. Zu den Zeitpunkten $5,6$ und $6,4 \mu\text{s}$ bewegt sich die Epoxidschicht wieder in entgegengesetzter Richtung, wobei sich auch hier die 90° -Ecke zuerst bewegt. Aus diesen Ergebnissen wird deut-

lich, dass die einfache Simulation der Senderstruktur als rotationssymmetrische Anordnung nur eingeschränkt gültig ist.

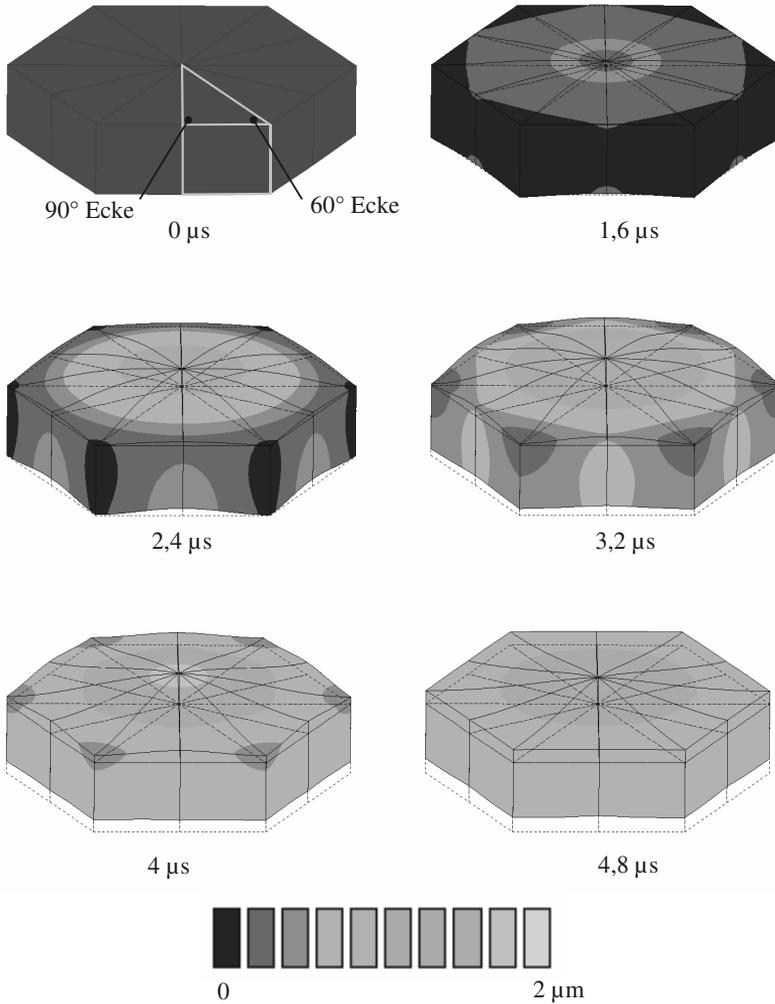


Abbildung 4.19 Auslenkung der Epoxidschicht I

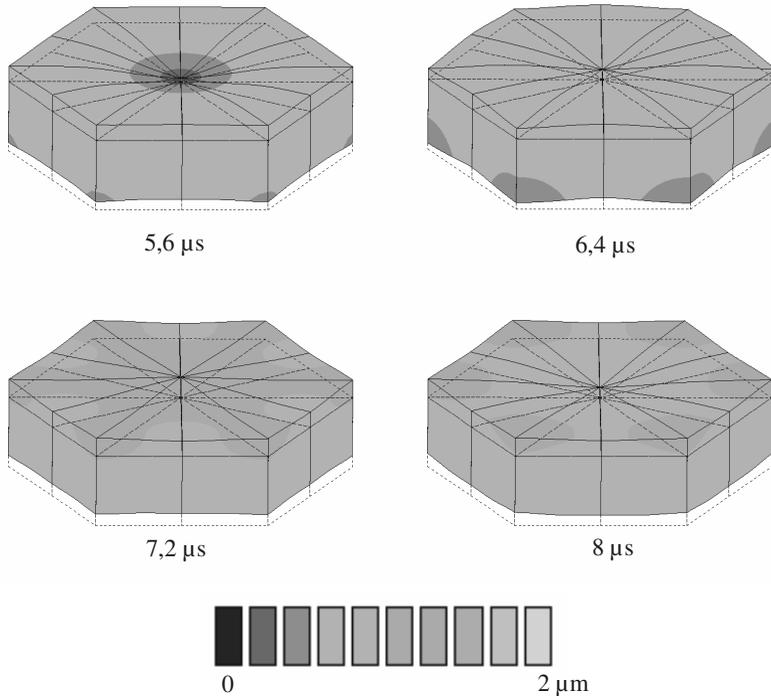


Abbildung 4.20 Auslenkung der Epoxidschicht II

Analog zu den im vorigen Abschnitt gezeigten Simulationsergebnissen wird auch hier die Abstrahlung und Ausbreitung des Druckpulses simuliert. Von besonderem Interesse ist dabei, inwieweit sich die inhomogene Schwingung auf die Abstrahlung auswirkt.

Die Ausbreitung des erzeugten Druckpulses zeigen Abbildung 4.21 und Abbildung 4.22, wobei auch hier für eine bessere Darstellung sechs einzelne Elementarzellen zu einem halben Sechseck kombiniert sind. Ähnlich wie in der 2-d Simulation trägt zunächst nur das Zentrum zur Abstrahlung bei ($1,2 \mu\text{s}$). Nach $2,4 \mu\text{s}$ ist dagegen deutlich zu erkennen, dass die äußeren Ecken der Elementarzelle unterschiedliche Beiträge liefern. Bedeutend ist hier auch die inhomogene Amplitudenverteilung nach $3,6 \mu\text{s}$ am äußeren Rand des Simulationsgebiets verglichen mit dem Zentrum. Ab diesem Zeitpunkt wird zudem in der Mitte ein negativer Puls erzeugt, der im weiteren Verlauf auch im Wesentlichen auf die zentrale Region räumlich begrenzt bleibt. Der zuerst in der Mitte erzeugte positive Puls hat sich nach relativ kurzer Ausbreitungszeit von $6 \mu\text{s}$

zu einer nahezu ebenen Wellenfront entwickelt. Hier zeigt sich der Einfluss der symmetrischen Randbedingungen im Gegensatz zur rotationssymmetrischen Anordnung in Kap. 4.2.2.

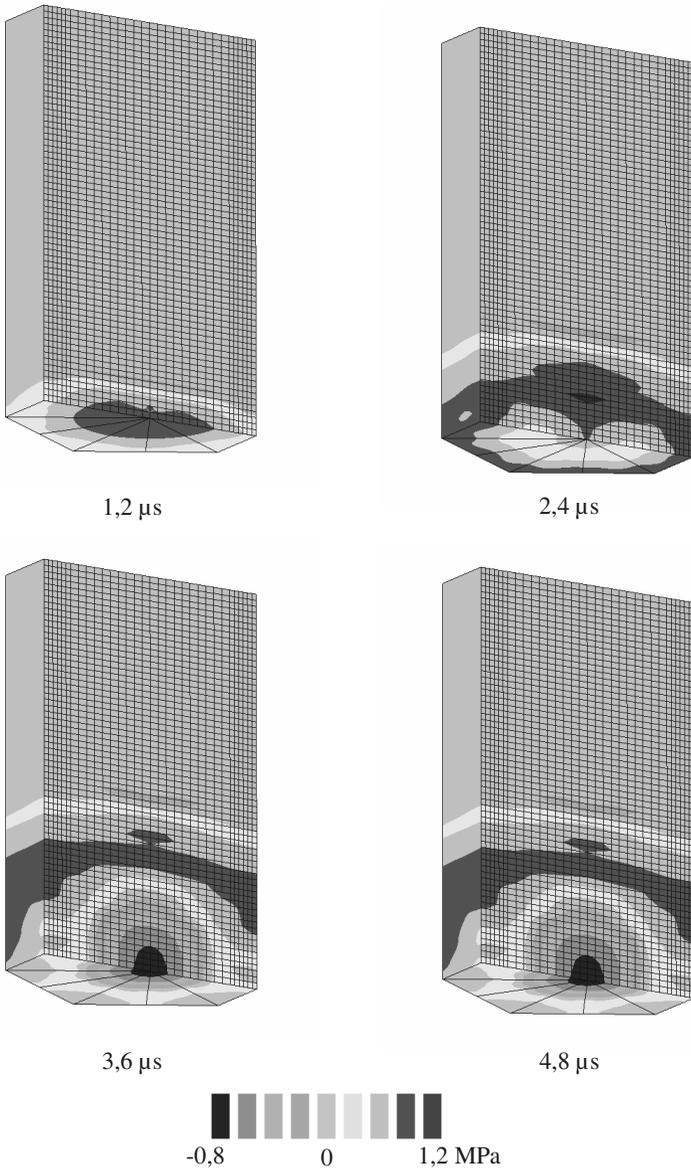


Abbildung 4.21 Ausbreitung des Druckpulses im Wassergebiet 3-D

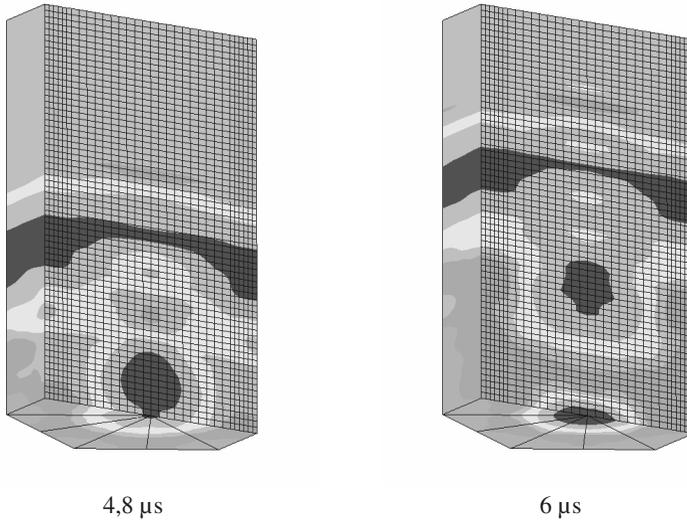


Abbildung 4.22 Ausbreitung des Druckpulses im Wassergebiet II

Zusammenfassend ergibt sich aus den 3-D Simulationen ein in Nähe der abstrahlenden Fläche räumlich sehr inhomogenes Schallfeld, das die recht komplexe Bewegung der Oberfläche widerspiegelt. Nach einer Ausbreitungszeit von ca. 5-6 μs entsteht jedoch eine quasi ebene Wellenfront, da sich sowohl im Realen als auch in der Simulation die Beiträge der benachbarten Elemente konstruktiv überlagern.

4.2.4. Messtechnische Verifikation der 3-D Simulationen

Zur Verifikation der im vorigen Kapitel erzielten Simulationsergebnisse wurden Messungen an einem Testsender durchgeführt. Geometrie und Schichtaufbau entsprechen dabei dem Modell nach Abbildung 4.16, der Sender selbst ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Leider war es nicht möglich diese Messungen an einem Lithotripsiesender nach Abbildung 4.13 durchzuführen, da die zur Verfügung stehenden Typen mit einer undurchsichtigen Epoxidmasse vergossen waren. Dadurch war eine genaue Positionierung des Hydrofons unmöglich. Zur Sicherstellung vergleichbarer elektrischer Randbedingungen ist der Testsender auch hier einem Lithotripsieschallsender parallel geschaltet, so dass sich die Spannung nach Abbildung 4.6 ergibt.

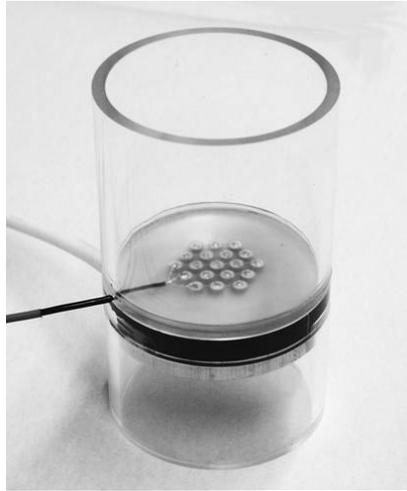


Abbildung 4.23 Testsender für 3-D Simulationen und Messungen

Die Messpositionen in der x-y Ebene sind beispielhaft nach Abbildung 4.24 gewählt. Allerdings unterscheiden sich die einzelnen Messpunkte in der Höhe über dem Sender: Position 1 ist in 2 mm, Position 2 in 5 mm und Position 3 in 8 mm Höhe.

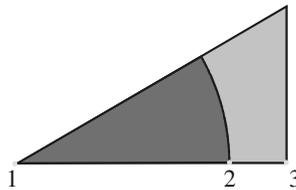


Abbildung 4.24 Messpositionen zum Vergleich mit Simulationsergebnissen

Die Ergebnisse für die einzelnen Punkte sind in den Abbildungen 4.25 bis 4.27 gezeigt. Es ist hier eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen sowohl in den Amplituden als auch in den wesentlichen Charakteristika der Zeitverläufe festzustellen. Auch die in der Simulation vorhergesagte räumliche Inhomogenität des Schallfeldes ist messtechnisch belegt. Anzumerken ist noch der begrenzte Zeitausschnitt der Ergebnisdarstellung. Aufgrund der begrenzten räumlichen Ausdehnung des Testsenders treten Randbeugungseffekte auf, die in der Simulation nicht berücksichtigt werden konnten, da ein unendlich ausgedehnter Sender angenommen ist.

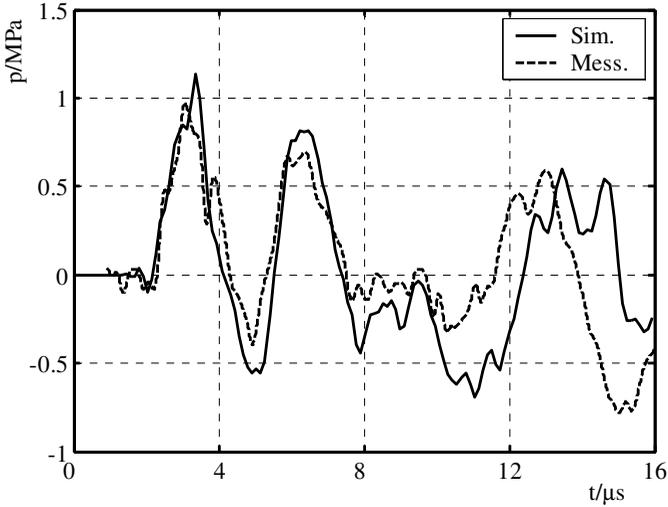


Abbildung 4.25 Vergleich Messung und Simulation: Position 1

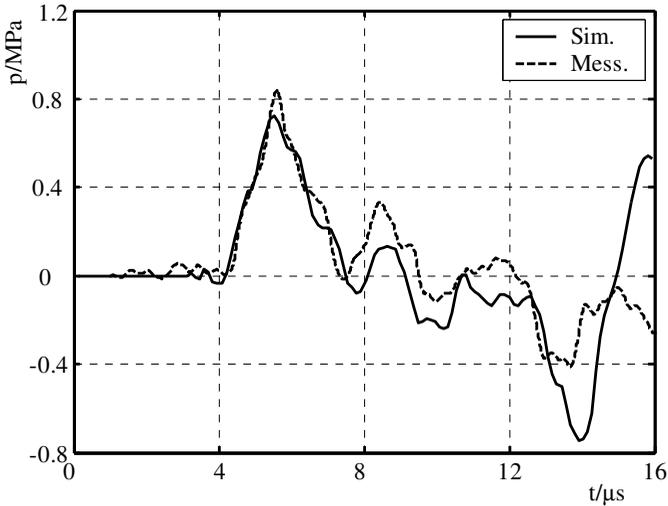


Abbildung 4.26 Vergleich Messung und Simulation: Position 2

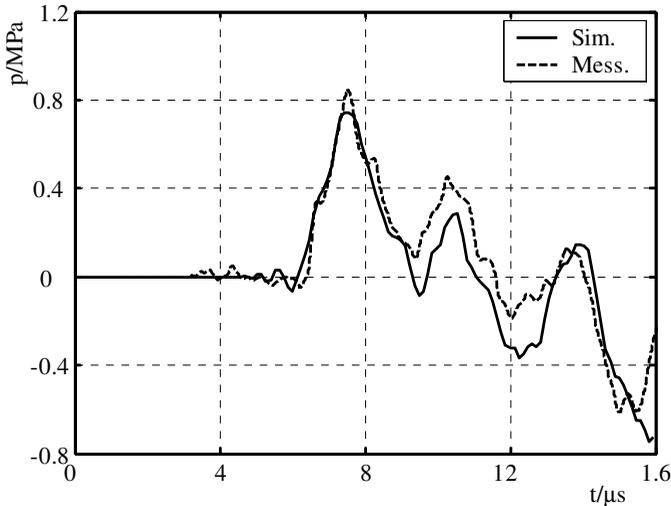


Abbildung 4.27 Vergleich Messung und Simulation: Position 3

Aufgrund des nahe am Sender inhomogenen Schallfeldes ist es von diesen Ergebnissen ausgehend nicht ohne weiteres möglich auf den im akustischen Fokus erzeugten Schalldruck eines Lithotripsiesenders zu schließen. Dazu sind Simulationen mit einem in z-Richtung deutlich weiter ausgedehnten Wassergebiet notwendig, die in Kapitel 5.2 vorgestellt werden.

4.3. Sender mit geschichteten Keramikstrukturen

Ausgehend von dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Simulationsmodell wird nun ein entsprechendes Modell für Sender mit geschichteten piezoelektrischen Keramiken vorgestellt. Es sind in der Literatur [HZP01] FEM Simulationsmodelle für mehrlagige piezoelektrische Sender beschrieben, die jedoch ausschließlich Sender für die Bild gebende Diagnostik beschreiben. Die dort verwendeten Signale sind im Wesentlichen sinusoidalen Bursts, also quasi CW-Signale.

4.3.1. 3-dimensionale Simulationen

Für die Simulation einer geschichteten Senderstruktur gelten die gleichen Vereinfachungen wie bei dem in Kapitel 4.2.3 vorgestellten Modell für den einlagigen Sender. Die Beschränkung auf eine dreieckige Elementarzelle für die Symmetrie führt dazu, dass die piezokeramischen Zylinder direkt untereinander angeordnet sind. Das sich ergebende Simulationsmodell ist in Abbildung 4.28 im Schnitt und als diskretisiertes FE-Modell gezeigt. Diese Vereinfachung direkt übereinander liegender Keramiken ist in der Praxis nicht gegeben. Aufgrund der Krümmung ergeben sich unterschiedliche Flächeninhalte von Vorder- und Rückseite.⁴ Die einzelnen Elemente werden in der Regel so platziert, dass eine bestmögliche Flächenbelegung erreicht wird.

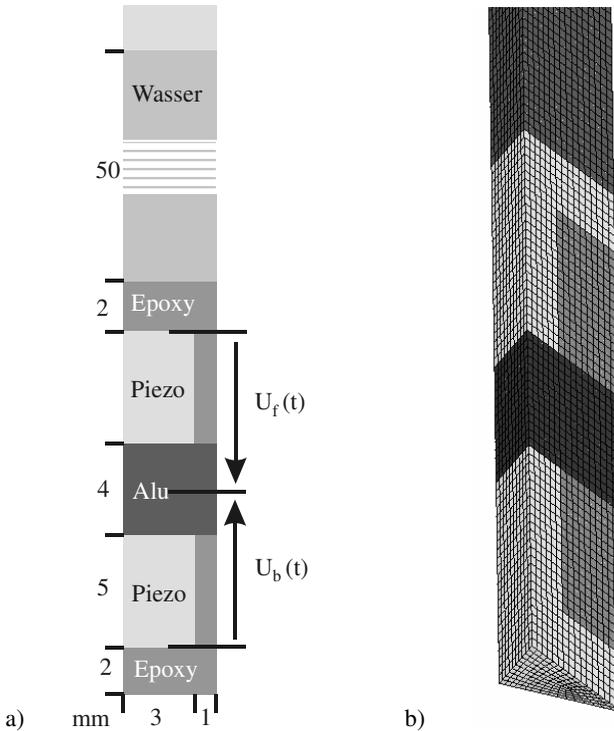


Abbildung 4.28 Simulationsmodell für Sender mit geschichteten Keramiken:
 a) Schnittbild mit Abmessungen b) Diskretisiertes FE-Modell

⁴ Mit Vorderseite ist hier die dem Ausbreitungsmedium zugewandte konkave Seite bezeichnet

Die mechanischen Randbedingungen sind identisch mit denen des einlagigen Senders. In Abbildung 4.29 sind die an einem Testsender gemessenen Eingangsspannungen dargestellt, welche als elektrische Randbedingungen für die piezoelektrischen Elemente eingepreßt werden.

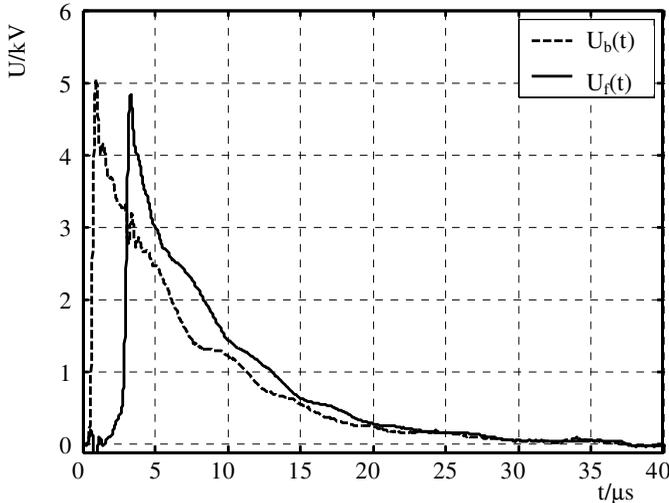


Abbildung 4.29 Gemessene Eingangsspannungen an Vorder- und Rückseite

An den Eingangsspannungen ist die verzögerte Ansteuerung der beiden aktiven Schichten ersichtlich. Die Verzögerung zwischen Vorder- und Rückseite beträgt $2,4 \mu\text{s}$, wodurch eine konstruktive Überlagerung des von der Rückseite abgestrahlten Pulses mit dem an der Vorderseite erzeugten erreicht wird.

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse für die mechanische Auslenkung der Senderstruktur für einen Zeitraum von $8,2 \mu\text{s}$ dargestellt. Bei der Darstellung wurden jeweils sechs Simulationsmodelle nach Abbildung 4.28 kombiniert und die Werte der Auslenkung stark vergrößert (ca. 1000fach).

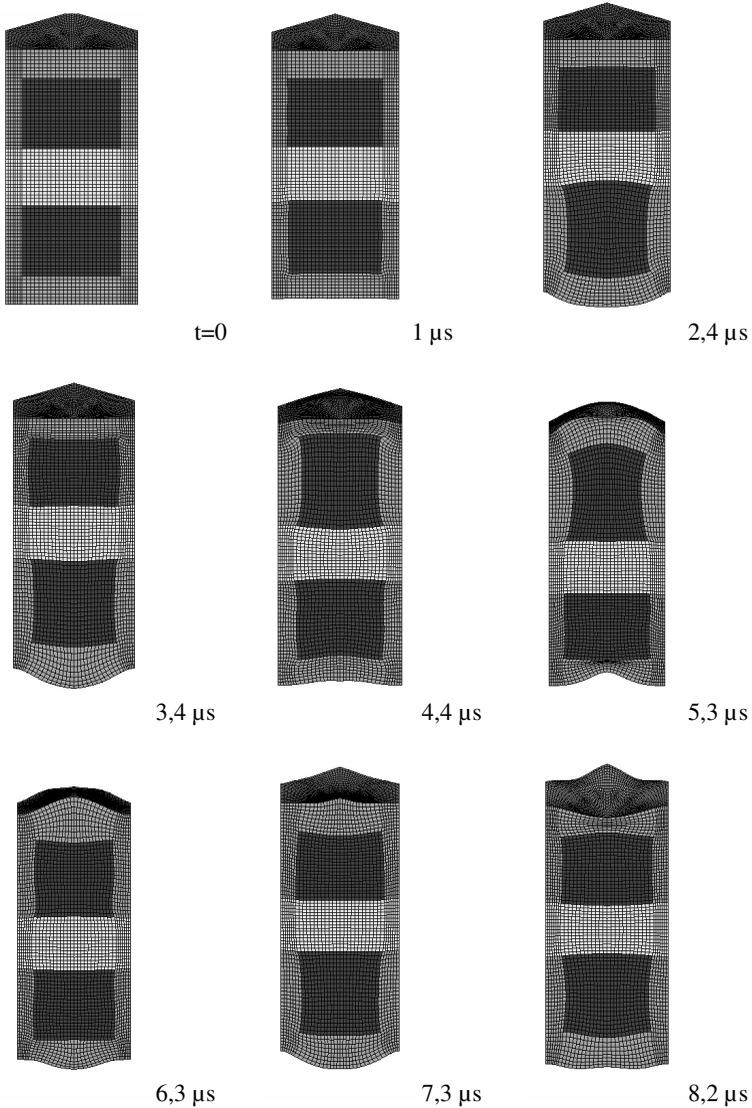


Abbildung 4.30 Auslenkung einer zweilagigen Senderstruktur

Zum Zeitpunkt $t= 1 \mu\text{s}$ ist aus Abbildung 4.30 nur die Bewegung des unteren Piezoelements sichtbar. Das Aufschalten der Ansteuerspannung erfolgt nach $2,4 \mu\text{s}$, hier erreicht das untere Element seine maximale Auslenkung. Auch hier besitzt die Deform-

mation des Piezoelements axiale und radiale Komponenten analog zur einlagigen Senderstruktur nach Kapitel 4.2.3. Bemerkenswert ist auch hier die stärkere Auslenkung der unteren Epoxidharzschicht verglichen mit der Keramik. Nach $3,4 \mu\text{s}$ führt die vom unteren Element erzeugte mechanische Welle zu einer leichten Kompression des oberen Elements und der Aluminiumschicht, andererseits ist die beginnende Bewegung des oberen Elements erkennbar. Dieses Element erreicht nach $5,3 \mu\text{s}$ seine maximale Auslenkung, während sich das untere Element bereits wieder in die entgegengesetzte Richtung bewegt. Die maximale Auslenkung der oberen Epoxidschicht wird dagegen erst nach $6,3 \mu\text{s}$ erreicht und beschränkt sich im Wesentlichen auf den zentralen Bereich über der Piezokeramik. In den darauf folgenden Zeitschritten wird deutlich, dass sich oberes und unteres Element quasi gegenphasig bewegen, wodurch sich die relativ inhomogene Struktur der Auslenkung der oberen Epoxidschicht nach $8,2 \mu\text{s}$ ergibt. Diese inhomogene Bewegung kann durch ein rotationssymmetrisches 2-d Modell nicht wiedergegeben werden. Der Impedanz transformierende Effekt der Epoxidschicht tritt hier ebenfalls zu Tage.

Weiterhin wird die Ausbreitung des erzeugten Druckpulses simuliert. Hierbei war es möglich ein deutlich größeres Wassergebiet zu simulieren, als bei der einlagigen Struktur, da die Simulation eines ausgedehnten Backings hier nicht notwendig ist. Als limitierende Faktoren sind dabei der zur Verfügung stehende Speicherplatz, sowie die durch die Software vorgegebene Begrenzung auf 128000 Knoten des Modells zu beachten. In Abbildung 4.31 sind die Simulationsergebnisse für drei Zeitpunkte exemplarisch dargestellt. Bemerkenswert ist hier, dass sich nach einer gewissen Laufzeit des Druckpulses eine nahezu homogene räumliche Amplitudenverteilung ergibt. Weiterhin spiegelt sich die in Abbildung 4.30 gezeigte inhomogene Auslenkung der abstrahlenden Schicht in einer entsprechenden Amplitudenverteilung sowohl nahe am Sender ($t=2,4 \mu\text{s}$), als auch zu späteren Zeitpunkten wieder. Die Simulationsergebnisse werden mit Messungen verglichen, um auch einen quantitativen Vergleich zu gewinnen.

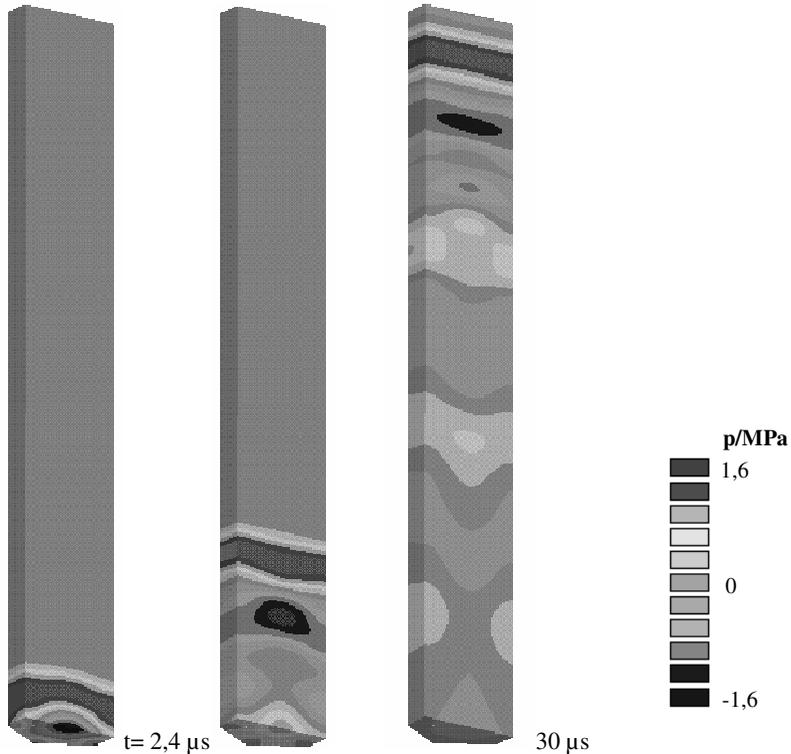


Abbildung 4.31 Ausbreitung des Druckpulses zweilagiger Sender

4.3.2. Messtechnische Verifikation

Zur Verifizierung der Simulationsergebnisse wurde ein ebener Testsender eigens für diese Arbeit konstruiert und gefertigt (Abbildung 4.32). Bei diesem Sender sind die einzelnen piezokeramischen Elemente direkt übereinander angeordnet, so dass der Aufbau dem FE-Modell nach Abbildung 4.28 entspricht. Der Messaufbau entspricht im Wesentlichen dem in Kapitel 4.2.4 beschriebenen. Der Sender hat allerdings einen Durchmesser von 100 mm, so dass die in der Simulation vorausgesetzte Näherung der unendlich ausgedehnten Senderoberfläche hier noch besser erfüllt wird. Zudem kann in größeren Entfernungen zur Senderoberfläche gemessen werden, da der Einfluss der durch die endliche Apertur verursachten Randbeugungswelle geringer wird. Bei der vorgegebenen Geometrie ergibt sich beispielsweise auf der Mittelachse für eine Mess-

distanz von 50 mm eine Laufzeitdifferenz von direkter Welle zu Randbeugungswelle von ca. $14 \mu\text{s}$. Das bedeutet, dass das gemessene Signal für diese Zeitspanne ab Beginn des Pulses dem ideal ebenen Fall entspricht.

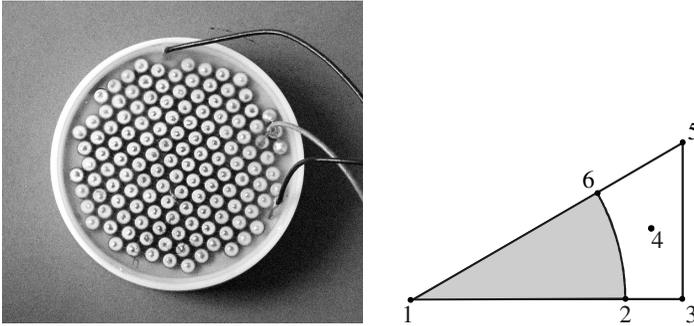


Abbildung 4.32 Doppellageriger Testsender und Messpositionen

Für den Vergleich mit den Simulationsdaten werden die in Abbildung 4.32 gezeigten Messpositionen in der x - y -Ebene bei unterschiedlichen Entfernungen zum Sender (z -Richtung) herangezogen.

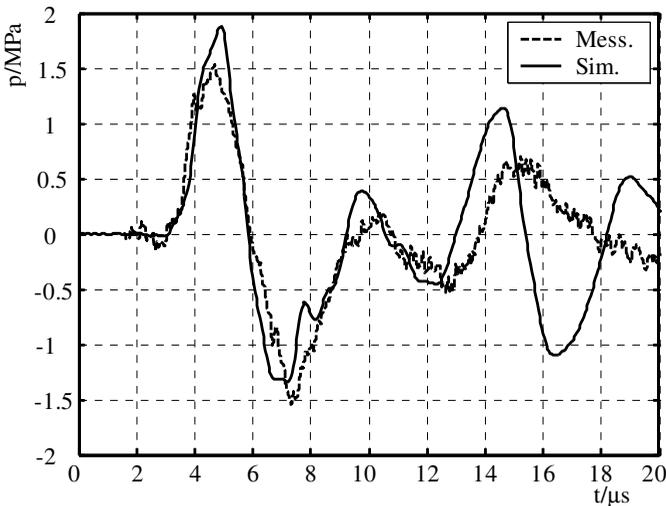


Abbildung 4.33 Vergleich Messung zu Simulation (Pkt. 2, $z=5 \text{ mm}$)

Nah an der Senderoberfläche ergeben sich Druck-Zeitverläufe nach Abbildung 4.33 für die Position 2. Es zeigt sich hier eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Abweichungen zeigen sich in der absoluten Amplitude und zu späteren Zeitpunkten. In der Messung tritt eine stärkere Dämpfung des Signals auf.

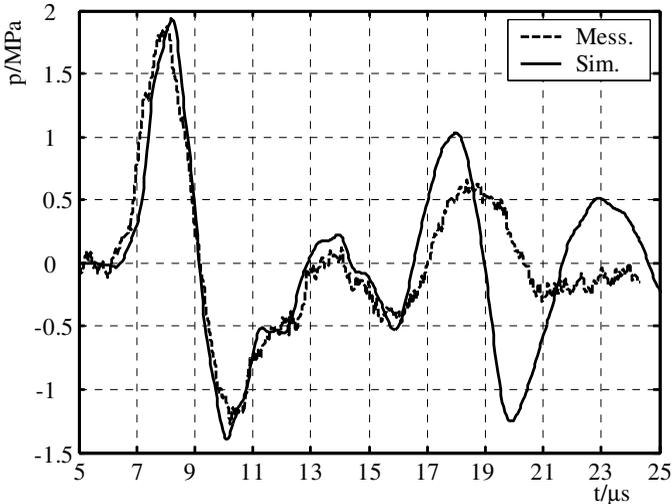


Abbildung 4.34 Vergleich Messung zu Simulation (Pkt. 4, $z=10$ mm)

Von Interesse ist auch die Betrachtung eines Punktes innerhalb des Simulationsgebietes, da hier in der Simulation keine besonderen Randbedingungen existieren. Ein Ergebnis dazu ist in Abbildung 4.34 dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation ist hier noch besser als die in Abbildung 4.33. Hier ergeben sich Abweichungen auch nur zu späteren Zeitpunkten. Abbildung 4.35 zeigt den Vergleich am zentralen Punkt 1 in einer größeren Entfernung von der Oberfläche. Verglichen mit den nicht zentral gelegenen Messpunkten zeigt sich eine leicht veränderte Pulsform, wobei der prinzipielle Verlauf mit den anderen Punkten vergleichbar ist. Auch hier besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation.

Die Simulationsergebnisse nach Abbildung 4.31 sagen die Ausbildung einer quasi ebenen Wellenfront in weiterer Entfernung zur Senderoberfläche voraus. Dies wird durch die Messergebnisse in Abbildung 4.36 bestätigt. Eine sehr weitgehende Übereinstimmung der einzelnen Drucksignale für alle betrachteten Messpunkte ist festzustellen.

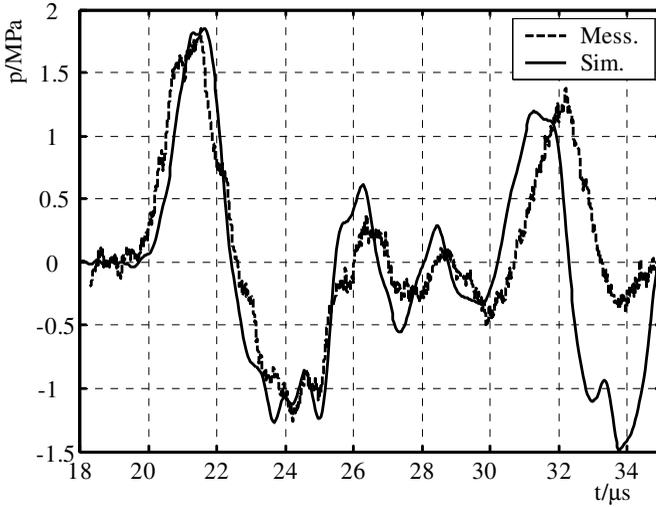


Abbildung 4.35 Vergleich Messung zu Simulation (Pkt. 1, $z=30$ mm)

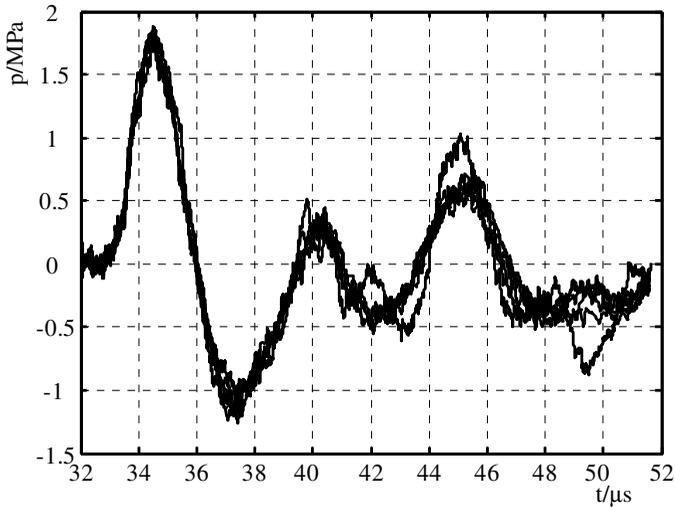


Abbildung 4.36 Vergleich aller Messpunkte (Pkte. 1-6) bei $z=50$ mm

4.3.3. Einfluss der Elementplatzierung

Das im vorangegangenen Kapitel beschriebene Modell beruht auf der Annahme, dass die piezoelektrischen Keramikzylinder direkt übereinander platziert sind. In der Praxis lässt sich diese Forderung an gekrümmten Sendern aufgrund der unterschiedlichen Flächen von Vorder- und Rückseite nicht erfüllen, da eine hohe Belegungsichte mit piezokeramischen Elementen gefordert ist. Daraus ergibt sich die Fragestellung, inwieweit sich eine versetzte Platzierung der Elemente auf das erzeugte Drucksignal auswirkt. Für 1-3 Composite Sender ist dieses mit dem Ergebnis untersucht worden [SCB+03], [SCB+04], dass eine Fehlplatzierung zur Entstehung unerwünschter Moden führen kann. Diese Moden äußern sich in einer Krümmung der Elemente entlang der Mittelachsen beider Zylinder und verringern so die Effizienz der Schallabstrahlung. Des Weiteren wird von einer Resonanzverschiebung und von einem Abfall der Sendeempfindlichkeit berichtet, wenn der Versatz der Elemente mehr als 15% des Durchmessers beträgt. Diese Untersuchungen beziehen sich aber auf Sender im Frequenzbereich von 1-5 MHz, die kein Trägermaterial zwischen den piezoelektrischen Elementen besitzen.

Das in Kapitel 4.2.3 vorgestellte Prinzip des Ausnutzens von Symmetrien lässt sich in Grenzen auch auf eine versetzte Anordnung der Piezoelemente anwenden.

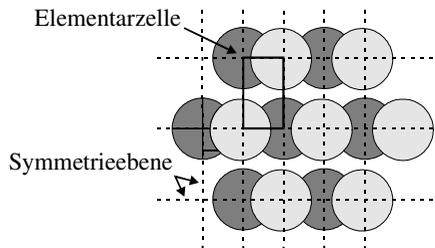


Abbildung 4.37 Versetzte Anordnung der Elemente mit Symmetrieebenen

Abbildung 4.37 zeigt eine zweilagige Anordnung der Piezoelemente bei denen eine Lage um einen halben Elementabstand gegen die andere Lage versetzt ist. Diese Anordnung stellt einen ungünstigen Fall dar, da hier die minimal mögliche Überdeckung der Elemente unter Beibehaltung von Symmetrieebenen auftritt. Auch hier reicht die in Abbildung 4.37 dargestellte Elementarzelle zur Simulation eines unendlich ausgedehnten Gebietes. Die Elementarzelle hat für diesen Fall deutlich größere Abmessungen, als die in Abbildung 4.28 gezeigte.

Das diskretisierte dreidimensionale Modell ist in Abbildung 4.38 dargestellt, in der die piezokeramischen Elemente dunkelgrau eingefärbt sind. Der übersichtlichen Darstellung wegen, ist hier die Elementarzelle ohne das angrenzende Wassergebiet gezeigt. Der prinzipielle Aufbau mit den einzelnen Materialschichten entspricht dem in Abbildung 4.28.

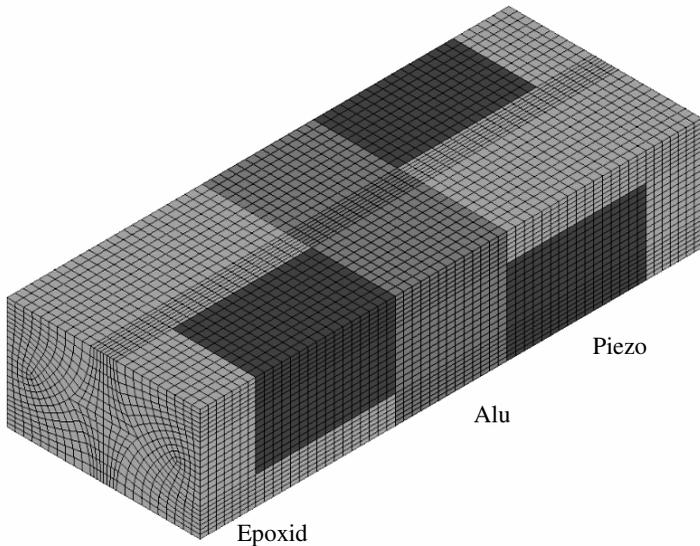


Abbildung 4.38 Diskretisierte Elementarzelle mit versetzten Elementen

Analog zu den in Abbildung 4.30 gezeigten Ergebnissen wird die mechanische Auslenkung der Senderstruktur untersucht. Zur Darstellung wurden vier Simulationsgebiete nach Abbildung 4.38 so kombiniert, dass sich ein Längsschnitt durch die Senderstruktur ergibt.

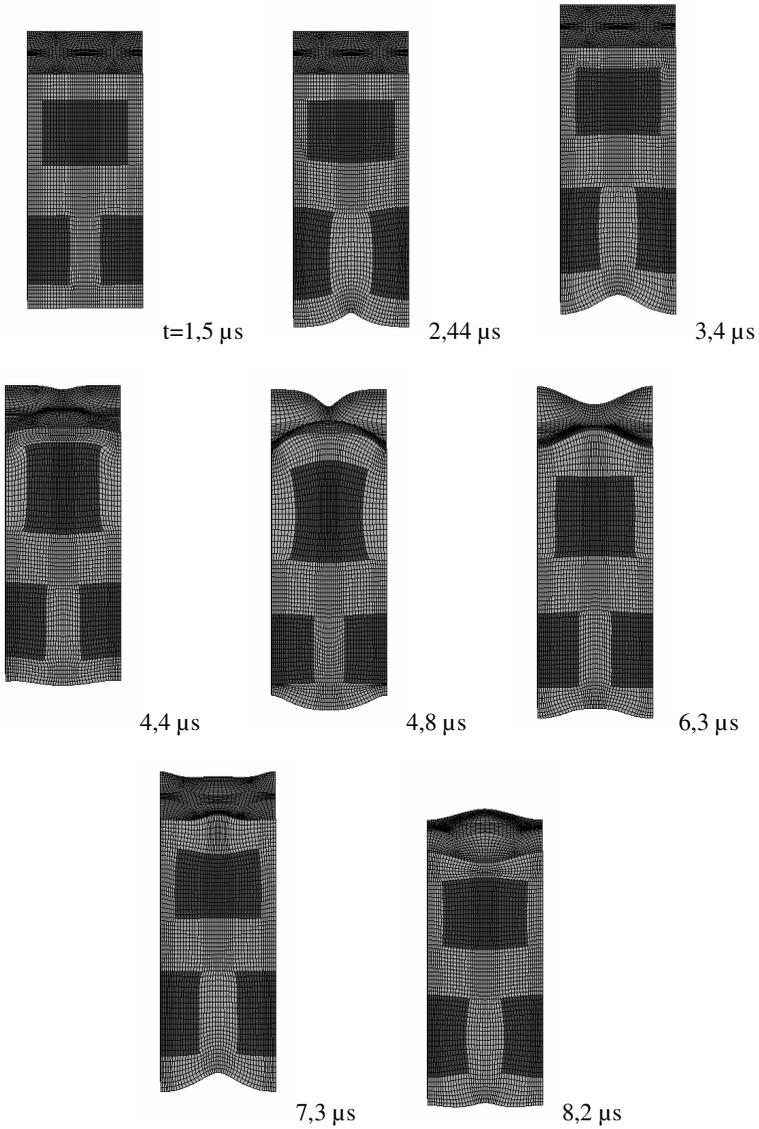
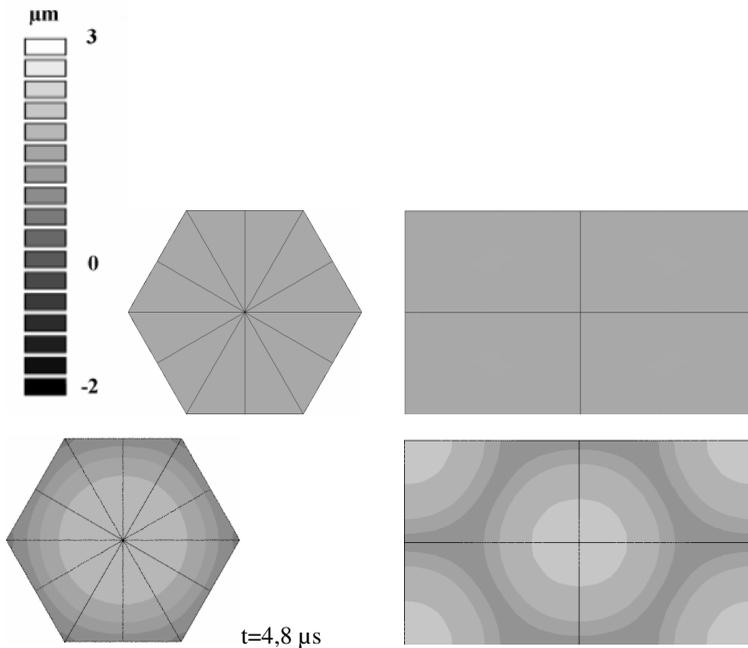
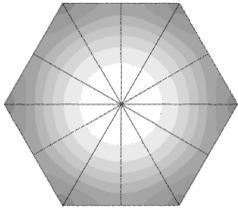
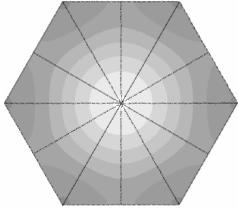
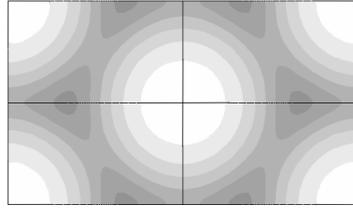
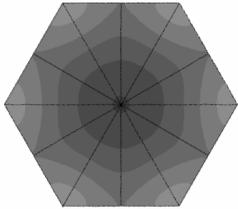
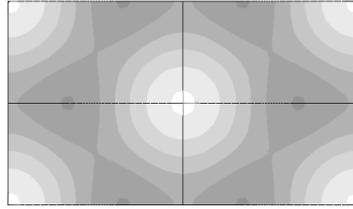
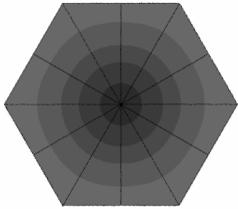
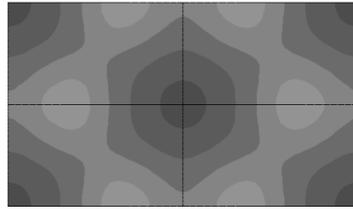
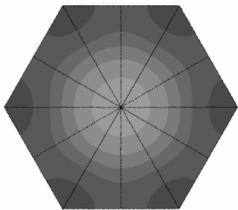
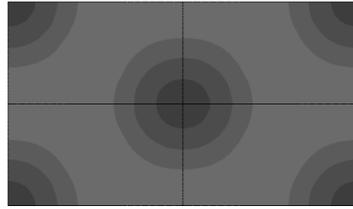
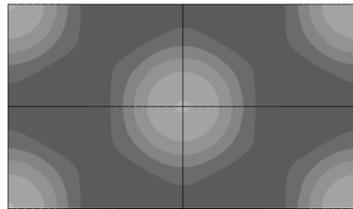


Abbildung 4.39 Mechanische Auslenkung der Senderstruktur mit versetzten Elementen

Prinzipiell zeigen die Piezoelemente ein vergleichbares Verhalten zu den vorangegangenen Simulationen. Auch hier treten bei der Ausdehnung radiale Komponenten auf, vergleichbar mit denen in Abbildung 4.30. Der Einfluss des Elementversatzes äußert sich in der Deformation des Aluminiumträgers bei $2,44 \mu\text{s}$, der sich an den Stellen, an denen er an den Epoxidverguss grenzt, stärker deformiert. Dieses Verhalten erklärt sich aus der geringeren akustischen Impedanz des Epoxidvergusses verglichen mit der Keramik. Eine unsymmetrische Auslenkung des oberen Piezozylinders aufgrund des Versatzes zum unteren Element lässt sich aus diesen Ergebnissen nicht herleiten.

Um eventuelle Einflüsse auf die Abstrahlung des Schallpulses zu untersuchen, ist es sinnvoll, die Auslenkungen der dem Wasser zugewandten Epoxidschichten zu vergleichen. Die folgenden Abbildungen zeigen die entsprechenden Simulationsergebnisse für einen Zeitraum von ca. $15 \mu\text{s}$. Dargestellt ist die Draufsicht auf die Simulationsmodelle, die im gleichen Maßstab skaliert sind. Auf der linken Seite ist das Modell mit übereinander liegenden Elementen zu sehen, die Auslenkung ist für beide Modelle gleich skaliert.



5,8 μs 6,3 μs 8,2 μs 9,2 μs 11,1 μs 

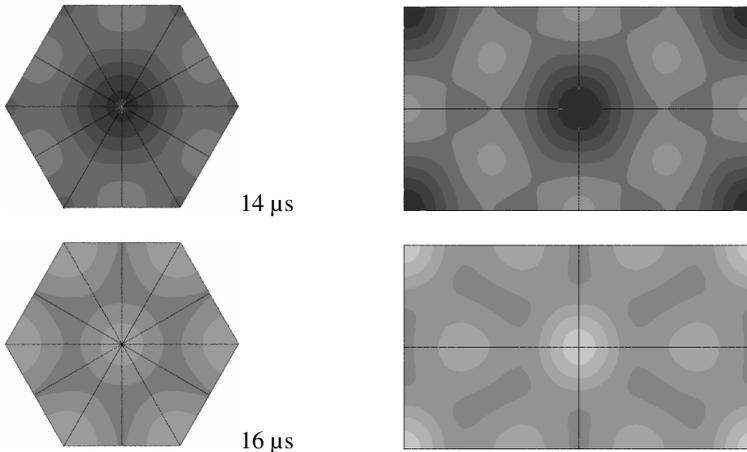


Abbildung 4.40 Auslenkung der abstrahlenden Flächen -Vergleich versetzte Elemente (rechts) mit übereinander liegenden Elementen (links)-

Auch in diesen Simulationsergebnissen ist kein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden untersuchten Senderkonfigurationen festzustellen. In beiden Fällen erreicht die abstrahlende Fläche ihre maximale Auslenkung nach $5,8 \mu\text{s}$, wobei auch hier die abstrahlende Fläche kleiner als der Durchmesser der Piezokeramik ist. Nach $8,2 \mu\text{s}$ wird die minimale Auslenkung erreicht. Zu den nachfolgenden Zeitpunkten tritt eine weitere positive, wie auch negative Bewegung, mit verringerter Amplitude gegenüber dem ersten Maximum auf. Bemerkenswert ist auch hier in beiden Fällen das Auftreten von im Vergleich zur Auslenkung der Mitte gegenphasigen Flächenbereichen. Diese treten zu den Zeiten auf, in denen die Piezokeramiken am weitesten von einander entfernt sind (bei $t = 9,2 \mu\text{s}$ und $t = 14 \mu\text{s}$).

Die Ergebnisse für das Modell mit versetzten Elementen liefern auch eine direkte Bestätigung für die Symmetrieannahme bei den Modellen, bei denen nur $1/12$ des piezokeramischen Zylinders simuliert wird. Durch die Annahme symmetrischer Randbedingungen wird vorausgesetzt, dass sich nur entsprechend symmetrische Schwingungsmoden ausbilden können. Die Simulationsergebnisse für das niedrig symmetrische Modell ($1/4$) geben hier keinen Hinweis auf zusätzliche Moden für die hexagonale Anordnung der Elemente.

Diese Ergebnisse für die Auslenkung geben Anlass zu der Annahme, dass die erzeugten Schallpulse beider Senderkonfigurationen ebenfalls identisch sind. Diese Annahme wird durch Messungen bestätigt, in denen ein Sender mit einer versetzten Anordnung der Elemente nach Abbildung 4.37 untersucht wird. Abbildung 4.41 zeigt den ver-

gleich der erzeugten Schallpulse in einer Entfernung von 50 mm zur Senderoberfläche an jeweils zwei Messpunkten in der x-y Ebene nach Abbildung 4.32 (Punkte 1 und 4). Es ist eindeutig zu erkennen, dass kein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Sendermodellen vorhanden ist.

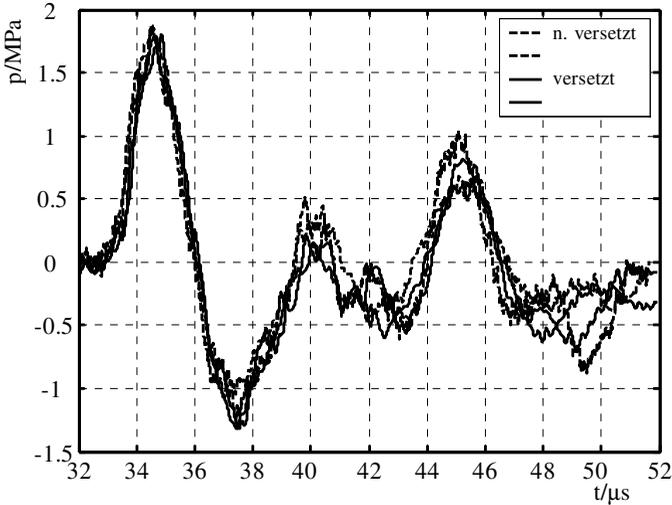


Abbildung 4.41 Vergleich gemessener Schallpulse in 50 mm Entfernung zur Senderoberfläche -versetzte gegen übereinander liegende Elemente-

Aus den Simulations- und Messergebnissen ergibt sich die wichtige praktische Konsequenz, dass bei der Produktion eines Senders die Platzierung der einzelnen Piezokeramiken von nur untergeordneter Bedeutung für den erzeugten Schallpuls ist. Dieses Ergebnis steht zunächst im Widerspruch zur bisherigen Literatur [SCB+04], [SCB+03]. Allerdings bestehen deutliche Unterschiede im mechanischen Aufbau der betrachteten Senderstrukturen. Bei den hier betrachteten Sendern besteht dieser Unterschied vor allem in der Aluminiumträgerschicht zwischen den Elementen. Diese unterdrückt offensichtlich den Effekt des Elementversatzes, wie aus den Ergebnissen in Abbildung 4.39 ersichtlich. Weiterhin ist eine wesentliche Differenz zwischen den erzeugten Amplituden der Schallpulse messtechnisch nicht feststellbar.

Mit den hier dargestellten Simulationsmodellen ist eine realitätsnahe Beschreibung piezoelektrischer Sender möglich, die für therapeutische Zwecke eingesetzt werden.

Die aus den Simulationen und Messungen gewonnene Erkenntnis, dass sich in einer gewissen Entfernung vom Sender eine quasi ebene Wellenfront ausbildet, kann für eine Systembetrachtung und -simulation ausgenutzt werden, die in Kapitel 6 weiter ausgeführt wird.

5. Berücksichtigung der elektrischen Ansteuerung

5.1. Modellierung der elektrischen Ansteuerung

Für eine komplette Beschreibung eines Stosswellentherapiesystems ist eine Berücksichtigung der elektrischen Ansteuerung des Senders notwendig. Zur Erzeugung der notwendigen Druckamplituden dienen Hochspannungsimpulse mit Spitzenamplituden von 1-6 kV_s, also deutlich höhere als in üblichen Anwendungen, wie der US-Bildgebung oder der zerstörungsfreien Materialprüfung. Zur ökonomischen Erzeugung der Hochspannungsimpulse wird fast ausschließlich eine getriggerte Entladung eines Hochspannungskondensators verwendet. In der Literatur finden sich alternative Konzepte, die jedoch keinen Einzug in kommerzielle Geräte gefunden haben. In [Kno91] wird ein ebener piezoelektrischer Sender durch einen HF-Leistungsverstärker (6,4 kW Ausgangsleistung) mit nachgeschalteter Filterkette zur Erhöhung der Signalamplitude durch Pulscompression beschrieben. Die Resonanzfrequenz der verwendeten Piezoscheiben betrug 450 bzw. 750 kHz mit Fokussierung durch eine Festkörperlinse. Mit dieser Anordnung gelang es sinusoidale Burstsignale mit Spitzenamplituden von ca. 30 MPa im Fokus zu erzeugen. Die erzeugten Signalformen weichen allerdings stark von jenen der hier verwendeten piezoelektrischen Sender, als auch von denen elektromagnetischer Systeme ab. Als Ursache wird die schmale Bandbreite des verwendeten Dickenschwingers in Verbindung mit der Filterkette angegeben. Ein anderes Konzept [CB94], [TBA+97] verwendet einen selbstfokussierenden piezoelektrischen Sender mit einem Durchmesser von 280 mm und einer Brennweite von 190 mm, der aus 274 einzelnen Piezo-Komposit Sendern aufgebaut ist. Jeder Elementarsender wird durch einen unabhängigen Pulsgenerator betrieben. Durch individuelle Wahl der Triggerzeitpunkte der einzelnen Sender ist eine elektronische Schwenkung der Fokusregion möglich, ähnlich der eines Phased-Arrays. Allerdings vergrößert sich das -6 dB Fokusvolumen bei Fokussierung außerhalb des geometrischen Fokus erheblich [TBA+97]. Jedoch ist diese Technik wohl aufgrund des großen Aufwandes bis jetzt in keine Geräteproduktion eingeflossen.

Es ist prinzipiell möglich die elektrische Schaltung zur Ansteuerung eines Senders in die FEM-Simulation zu integrieren. Der Nachteil liegt aber darin, dass bei jeder Änderung der Beschaltung eine komplette Simulation durchgeführt werden muss, was je

nach Komplexität des FE-Modells sehr zeitaufwändig sein kann. Einfacher ist die Charakterisierung des kompletten elektromechanischen Systems durch seine komplexe elektrische Eingangsimpedanz. In dieser sind alle Einflüsse durch mechanische und akustische Randbedingungen enthalten. Wie im vorherigen Kapitel dargestellt, ist die simulative Bestimmung der Eingangsimpedanz durch entsprechende Wahl der elektrischen Randbedingungen ohne weiteres möglich. Somit lassen sich Modifikationen in der elektrischen Ansteuerung schnell durch Methoden der Netzwerkanalyse modellieren. Als Ergebnis werden dann die elektrischen Randbedingungen gewonnen, mit denen sich weitere FEM-Simulationen der Wandlerstrukturen durchführen lassen.

5.1.1. Ansteuerung für einlagige Senderkonfigurationen

Wie bereits geschildert, wird zur Erzeugung des den Sender ansteuernden Hochspannungsimpulses eine getriggerte Kondensatorentladung verwendet. Die praktische Ausführung entspricht dem Prinzipschaltbild nach Abbildung 5.1. Ein Hochspannungskondensator C_L wird auf eine Spannung U_0 aufgeladen und über ein Schaltelement S über den Serienwiderstand R_S in den piezoelektrischen Wandler entladen. Er wird durch seine elektrische Eingangsimpedanz \underline{Z}_W dargestellt. Ein Parallelwiderstand R_P stellt die Entladung des Wandlers sicher.

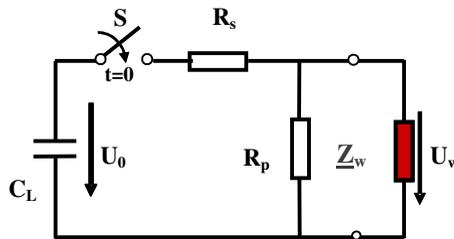


Abbildung 5.1 Prinzipschaltung der elektrischen Ansteuerung

Der Serienwiderstand erfüllt zwei Aufgaben. Die Zuleitungen bilden durch ihre parasitären Induktivitäten zusammen mit der Lade- und der Wandlerkapazität einen Resonanzkreis der zu unerwünschten Schwingungen neigt. Diese können durch einen niederohmigen Widerstand bedämpft werden. Zweitens dient der Widerstand zur Strombegrenzung, um das Schaltelement vor Überlastung zu schützen. An den Hochspannungsschalter werden hohe Anforderungen an Spannungsfestigkeit und Impulsstrom-

belastbarkeit gestellt. In erster Näherung stellt der Sender einen Kondensator mit der statischen Kapazität C_0^s dar. Daraus ergibt sich als Abschätzung für die maximale Amplitude des Wandlerstromes gerade der Quotient aus Ladespannung U_0 und Serienwiderstand R_s . Als Schaltelemente wurden (und werden) getriggerte, gasgefüllte Funkenstrecken, Wasserstoffthyratrons, und in zunehmenden Maße auch Halbleiterschalter wie IGBTs und Thyristoren eingesetzt [BGS+01], [SBC00]. Gasgefüllte Funkenstrecken sind in einem weiten Bereich von Sperrspannungen und maximal zulässigen Stromamplituden erhältlich, haben kompakte Bauweise und relativ einfachen Schaltungsaufwand. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Schaltungen werden auch spezielle Thyristorschalter verwendet, die eine für diese Anwendung ausreichende Spitzenstrombelastung und Sperrspannung besitzen [Beh01].

Zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Wandlerspannung aus der Schaltung nach Abbildung 5.1 wird die klassische Netzwerkanalyse verwendet. Der geladene Kondensator kann als Serienschaltung eines ungeladenen Kondensators mit einer Spannungsquelle, deren Zeitsignal durch die Einheitssprungfunktion gegeben ist, dargestellt werden [Wol89].

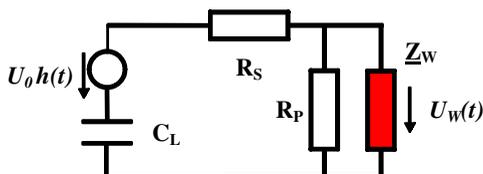


Abbildung 5.2 Ersatzschaltung des Impulsgenerators

Da es sich bei der Berechnung der gesuchten Wandlerspannung $U_w(t)$ um ein unstetiges Problem handelt, liegt die Verwendung der Laplace-Transformation nahe [Föl89]. Da die Impedanz des Wandlers allerdings nur im komplexen Frequenzbereich vorliegt, muss hier die Fourier-Transformation verwendet werden. Dies ist möglich, da auch unstetige Funktionen im Sinne der Distributionentheorie entsprechende Korrespondenzen im Zeit- und Frequenzbereich besitzen [Unb93]. Aus dieser Ersatzschaltung ergibt sich die gesuchte Wandlerspannung im kontinuierlichen Frequenzbereich:

$$\underline{U}_W(j\omega) = \frac{U_0 \left(\frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega) \right) \cdot \underline{Z}_W(j\omega)}{\left(\frac{\underline{Z}_W(j\omega)}{R_P} + 1 \right) \left(R_S + \frac{1}{j\omega C_L} \right) + \underline{Z}_W(j\omega)} \quad (5.1)$$

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen und der Messungen sind zeitdiskrete Funktionen. Mit inverser FFT wird dann das gewünschte Signal im Zeitbereich berechnet.

Um den Einfluss der Bauelementwerte in Gl. 4.1 auf den prinzipiellen Verlauf der Wandlerspannung zu untersuchen, wird die piezoelektrische Keramik bzw. der Sender durch seine statische Kapazität angenähert, wodurch sich die Schaltung nach Abbildung 5.1 vereinfacht.

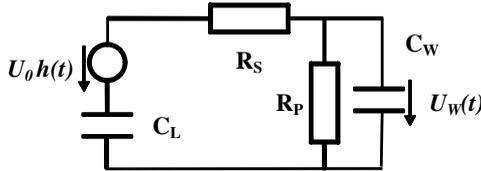


Abbildung 5.3. Vereinfachte Ersatzschaltung

Unter Verwendung der Laplacetransformation ergibt sich für die Wandlerspannung im Bildbereich folgende Beziehung:

$$\underline{U}_w(s) = \frac{U_0}{R_s C_w} \cdot \frac{1}{s^2 + \frac{(R_s C_w + R_p C_w + R_p C_L)}{R_s R_p C_w C_L} \cdot s + \frac{1}{R_s R_p C_w C_L}} \quad (5.2)$$

Eine analytische Lösung von (5.2) im Zeitbereich unter der Verwendung bekannter Korrespondenzen und hat die allgemeine Form nach Gl. (5.3) [Föl89]:

$$U_w(t) = U_0 A \left(e^{-\tau_1 t} - e^{-\tau_2 t} \right) \quad (5.3)$$

Die Koeffizienten A (Amplitudenfaktor), τ_1 und τ_2 (Zeitkonstanten) in (5.3) sind umfangreiche algebraische Ausdrücke der Schaltungsvariablen nach Abbildung 5.1, die aus der Partialbruchzerlegung des Nennerpolynoms in (5.2) resultieren. Daraus ergibt sich eine Spannung $U_w(t)$, für die Auf- und Entladung einer Kapazität. Die Zeitkonstante für die Aufladung wird wesentlich durch τ_2 bestimmt, die der Entladung durch τ_1 . Zur vereinfachten Darstellung der Koeffizienten werden das Verhältnis des Serien- zum Parallelwiderstand und dasjenige der Wandler- zur Ladekapazität eingeführt.

$$a_r = \frac{R_s}{R_p} \quad a_L = \frac{C_L}{C_w} \quad (5.4)$$

Mit dieser Substitution ergibt sich für die Koeffizienten in (5.3) nach einigen algebraischen Umformungen:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{a_L}{\sqrt{\left((a_r + a_L + 1)^2 - 4a_r a_L\right)}} \\
 \tau_1 &= \frac{2R_p C_w a_L a_r}{\left((a_r + a_L + 1) - \sqrt{\left((a_r + a_L + 1)^2 - 4a_r a_L\right)}\right)} \\
 \tau_2 &= \frac{2R_p C_w a_L a_r}{\left((a_r + a_L + 1) + \sqrt{\left((a_r + a_L + 1)^2 - 4a_r a_L\right)}\right)}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Zur Überprüfung dieser Näherungen wurden Werte aus einer Schaltung, die in kommerziellen piezoelektrischen Lithotripsiegeräten verwendet wird in die Gln. (5.3)-(5.5) eingesetzt.

Tabelle 5.1 Beispieldaten zur Verifizierung

R_p	30 Ω	a_r	0,1
R_s	3 Ω	a_L	2,057
C_w	242,9 nF	A	0,6803
C_L	500 nF	τ_2	497,2 ns
U_L	1 kV	τ_1	23,08 μ s

Das Ergebnis der berechneten Spannung ist in Abbildung 5.4 im Vergleich zu der am Wandler gemessenen Spannung dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung in der Maximalamplitude und in den charakteristischen Zeitkonstanten. Die Übereinstimmung der ansteigenden Flanke ist dabei nur eingeschränkt zu beurteilen, da die gemessene Spannung nur gestört zu registrieren war. Der Grund dafür wird in elektromagnetischen Einstreuungen durch die getriggerte Funkenstrecke vermutet. Trotzdem wird die Anstiegsflanke in einem gemittelten Sinne gut approximiert.

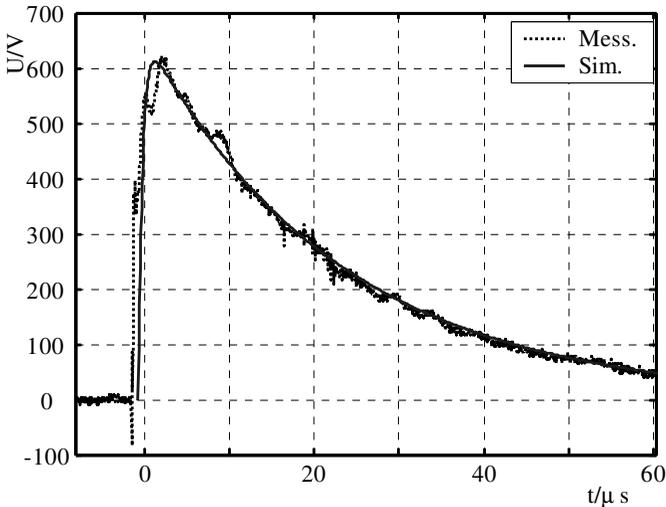


Abbildung 5.4 Vergleich zwischen gemessener Wandlerspannung und Spannung nach Gl. (5.3) bis (5.5)

Zur Untersuchung des Einflusses der Bauelementwerte auf die Parameter in Gl. (5.4) wurden praxisrelevante Werte in die Gleichungen (5.5) eingesetzt. Bedingt durch die erforderlichen Spannungsamplituden im Bereich von 1-5 kV_s am Schallwandler, ist die Wahl der Bauelemente beschränkt. Große Kapazitätswerte ($> 2 \mu F$) für gepulste Hochspannungsanwendungen sind in der Praxis zwar realisierbar, doch aufgrund der Abmessungen und nicht zuletzt der Kosten wegen in einem Gesamtgerät eigentlich nicht verwendbar. In den nachfolgenden Diagrammen sind daher nur eingeschränkte Bereiche des Amplitudenfaktors A und der Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 nach Gl. (5.5) dargestellt. Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit des Amplitudenfaktors A vom Verhältnis der Lade- zur Wandlerkapazität mit dem Verhältnis a_L , als Parameter, der für Werte zwischen 0,1 und 1 im Diagramm aufgetragen ist. Der Einfluss dieses Parameters ist in diesem Wertebereich nur gering, der Amplitudenfaktor hängt maßgeblich von den Kapazitätsverhältnissen ab. Die größte Änderung der erreichbaren Spannungsamplitude bezogen auf die Ladespannung U_0 ergibt sich im Bereich $0 < a_L < 3$, für darüber liegende Werte ergibt sich nur mehr eine Zunahme von ca. 15% bezogen auf den Maximalwert. Große Ladekapazitäten haben danach den Vorteil, dass die erforderliche Ladespannung deutlich kleiner ist, als bei kleinen Werten ($a_L < 1$). Weiterhin muss die Dimensionierung des Ladegeräts berücksichtigt werden, wobei hier Spannungen über 10-15 kV ein zumindest ökonomisches Ausschlusskriterium darstellen.

Als Kompromiss für Sender mit großen Aperturen und dadurch großer statischer Kapazität werden Werte für a_L im Bereich 0,5..2 verwendet.

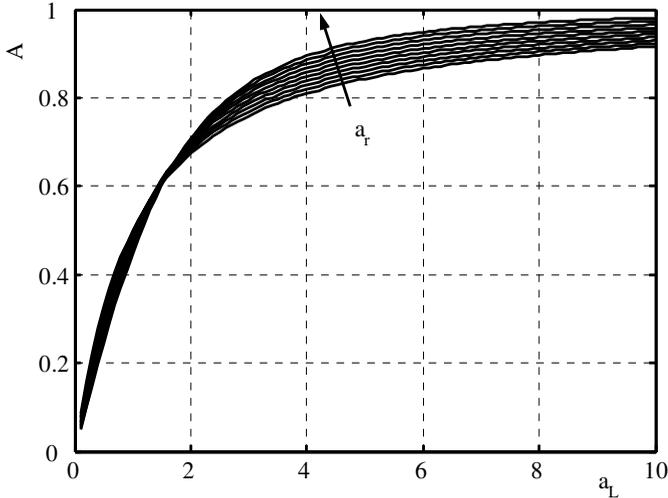


Abbildung 5.5 Amplitudenfaktor A abhängig vom Kapazitätsverhältnis a_L (Parameter $a_r=0,1..1$)

Die Werte für die Zeitkonstanten nach Gl. (5.5) wurden ebenfalls für diese Wertebereiche von a_r und a_L berechnet. Dabei wurde eine Normierung auf $R_p C_w$ vorgenommen. In der Praxis ist das Senderdesign durch die Anzahl der piezoelektrischen Elemente festgelegt, so dass der Wert der Senderkapazität kein freier Parameter ist. Das Ergebnis für die Konstante ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Hier zeigt sich ein nahezu linearer Anstieg von τ_1 mit der Ladekapazität bei nur geringer Abhängigkeit vom Parameter a_r .

Ein wesentlich stärkerer Einfluss von a_r ergibt sich auf die Zeitkonstante τ_2 nach der Berechnung gemäß Abbildung 5.7. Durch die Wahl des Serienwiderstandes kann diese Zeitkonstante τ_2 und damit die Anstiegszeit der Wandlerspannung in weiten Grenzen variiert werden. Für große Werte der Ladekapazität C_L ergibt sich eine asymptotische Annäherung an den Wert $\frac{a_r}{R_p C_w}$.

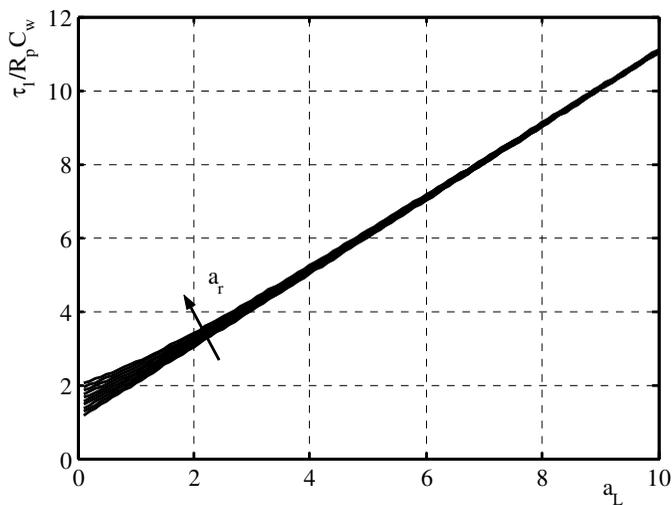


Abbildung 5.6 Abhängigkeit der Zeitkonstanten τ_1 vom Kapazitätsverhältnis a_L (Parameter: $a_r=0,1..1$)

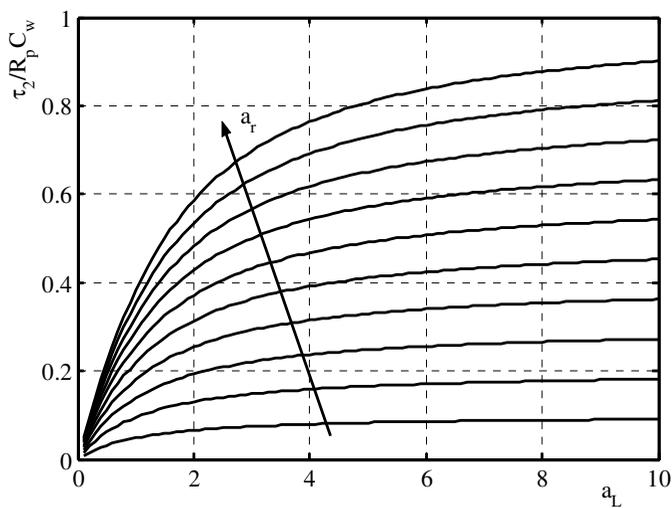


Abbildung 5.7 Abhängigkeit der Zeitkonstanten τ_2 vom Kapazitätsverhältnis a_L (Parameter: $a_r=0,1..1$)

Unter Berücksichtigung des Kriteriums, dass die Anstiegszeit der Wandlerspannung kleiner als die Laufzeit T_0 des akustischen Pulses durch ein Wandlerelement sein soll, ergibt sich eine weitere Einschränkung für die Dimensionierung. Eine einfache Abschätzung lässt sich unter der Voraussetzung $\tau_2 \ll \tau_l$ treffen. Aus (5.3) ergibt sich dann die bekannte Beziehung für eine Kondensatoraufladung mit der entsprechenden Anstiegszeit t_a :

$$U(t) \approx U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \Rightarrow t_a \approx 2.2 \cdot \tau_2 \quad (5.6)$$

Das Ergebnis eines Berechnungsbeispiels mit den Daten aus Tabelle 5.1 ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Für die Laufzeit der Wert $T_0 = 1,16 \mu\text{s}$ aus Kap. 3.2.1. angenommen wurde, aus dem nach (5.6) die minimale Zeitkonstante τ_{min} berechnet wird.

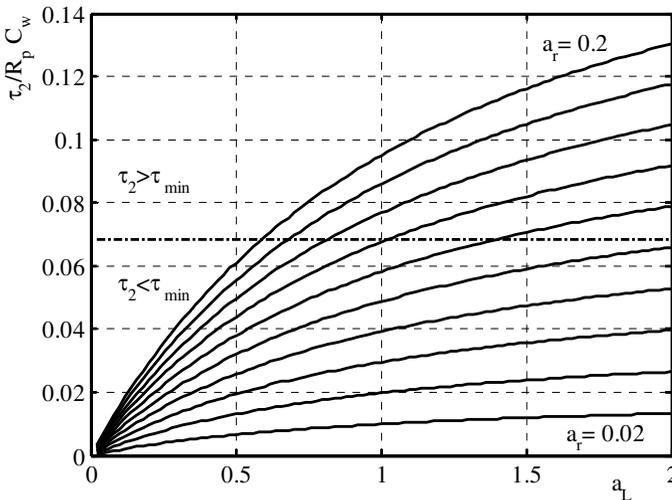


Abbildung 5.8 Berechnungsbeispiel für die Zeitkonstante τ_2 (Daten für τ_{min} aus Tabelle 5.1)

Es zeigt sich, dass für den Wert a_r nur ein eingeschränkter Bereich zulässig ist, das oben erwähnte Kriterium zu erfüllen. In dem ausgewählten Bereich der Ladekapazität liegt der maximale Wert für a_r in etwa bei 0,1. Die Ergebnisse dieser Betrachtungen lassen sich in folgendem Ablauf für eine Auslegung der Bauelementwerte zusammenfassen:

- Die statische Wandlerkapazität ist durch das Senderdesign vorgegeben, daraus erfolgt die Wahl einer Ladekapazität gemäß den obigen Kriterien in Bezug auf erwünschte maximale Wandlerspannung und Auslegung des Ladegerätes.
- Der Wert des Parameters a_r bestimmt zusammen mit den Kapazitäten die Zeitkonstante τ_2 , die für die Anstiegszeit verantwortlich ist.
- Die Wahl der Zeitkonstanten kann das abgestrahlte Drucksignal beeinflussen. Die Betrachtung hierzu ist in Kapitel 6.3 näher ausgeführt

Weil nur ein Teil des Senders simuliert werden kann, ist eine Skalierung der Bauelemente in Abbildung 5.1 notwendig, da der Sender aus einer elektrischen Parallelschaltung vieler einzelner Senderelemente besteht. Der Sender ist aus n parallel geschalteten identischen Einzelementen aufgebaut. Daher gilt für das Verhältnis der elektrischen Impedanzen folgende Beziehung.

$$\underline{Z}'_w = n \cdot \underline{Z}_w \Rightarrow \frac{1}{sC'_w} = \frac{n}{sC_w} \Leftrightarrow C'_w = \frac{1}{n} \cdot C_w \quad (5.7)$$

Einsetzen der modifizierten Wandlerkapazität in Gl. 5.2 und Koeffizientenvergleich des Nennerpolynoms ergeben die einfachen Zusammenhänge zwischen den Originalwerten und den Werten für ein Element:

$$R'_s, R'_p = n \cdot (R_s, R_p) \quad \text{und} \quad C'_L = \frac{1}{n} \cdot C_L \quad (5.8)$$

Durch Einsetzen der skalierten Werte ist es nun möglich, den zeitlichen Verlauf der Wandlerspannung direkt aus der elektrischen Eingangsimpedanz zu berechnen.

5.1.2. Ansteuerung für mehrlagige Senderkonfigurationen

Die Ansteuerung von Schallsendern, die aus mehreren piezoelektrischen Lagen aufgebaut sind, erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie diejenige für einlagige Sender. Die schaltungstechnische Realisierung erfolgt durch die doppelte Ausführung der Schaltung nach Abbildung 5.1 mit einer getrennten Ansteuerung beider Schichten, gemäß Prinzipschaltbild nach Abbildung 5.9. Hier werden die entsprechenden Spannungen für die Vorderseite (Index f) und die Rückseite⁵ (Index b) durch zwei unabhängig

⁵ Mit Vorderseite ist die Seite gemeint, die dem eigentlichen Ausbreitungsmedium (i. d. R. Wasser) zugewandt ist.

voneinander triggerbare Halbleiterschalter auf die entsprechende piezoelektrische Lage aufgeschaltet. Von Vorteil ist die flexible Wahl der Verzögerungszeit T_0 zwischen Vorder- und Rückseite. Allerdings verdoppelt sich der Schaltungsaufwand gegenüber einem einlagigen Sender.

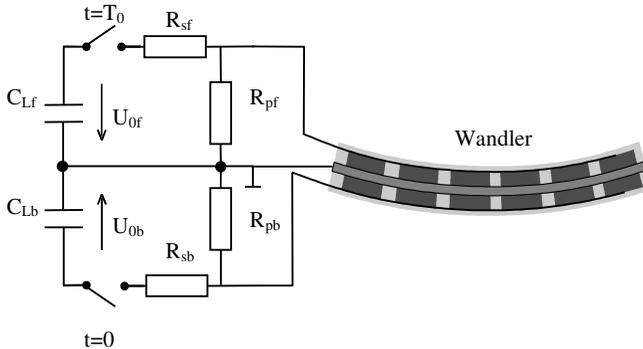


Abbildung 5.9 Prinzipschaltung der Ansteuerung eines zweilagigen Senders

Bei der Berechnung der Wandlerspannungen für jede Seite ist zu berücksichtigen, dass die piezoelektrischen Lagen mechanisch und damit auch elektrisch gekoppelt sind. Somit ergibt sich für einen zweilagigen Sender mit Ansteuerung ein elektrisches Ersatzschaltbild nach Abbildung 5.11 analog zu den Betrachtungen für die einlagige Senderkonfiguration. Die einzelnen piezoelektrischen Lagen sind danach nicht mehr durch ihre einzelnen elektrischen Eingangsimpedanzen charakterisiert. Der Sender ist nunmehr ein Vierpol. Die Bestimmung der Vierpolparameter erfolgt nach bekannten Verfahren [Mar71]:

$$\underline{Z}_{11} = \left(\frac{U_1}{I_1} \right)_{I_2=0} \quad \underline{Z}_{21} = \underline{Z}_{12} = \left(\frac{U_2}{I_1} \right)_{I_2=0} \quad \underline{Z}_{22} = \left(\frac{U_2}{I_2} \right)_{I_2=0} \quad (5.9)$$

Die Berechnung der Impedanzen der piezoelektrischen Lagen erfolgt in zwei FE-Simulationen im Zeitbereich, bei denen bei Leerlauf der nicht angeregten Seite die Spannungen auf den Elektroden des Simulationsmodells nach Abbildung 4.28 als Ergebnis registriert werden. In Abbildung 5.10 ist diese Verfahrensweise schematisch dargestellt. Aus den jeweiligen Spannungsverläufen werden dann die Impedanzen nach dem in Kapitel 4.2.1 erläuterten Verfahren berechnet.

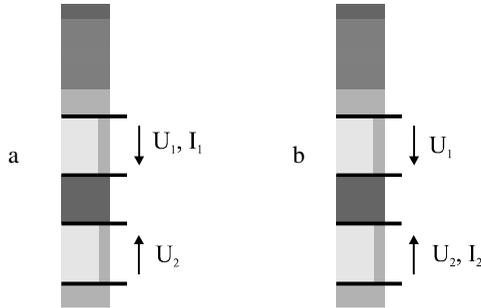


Abbildung 5.10 Bestimmung der Vierpolparameter (a: Z_{11} und Z_{12} , b: Z_{22} und Z_{21})

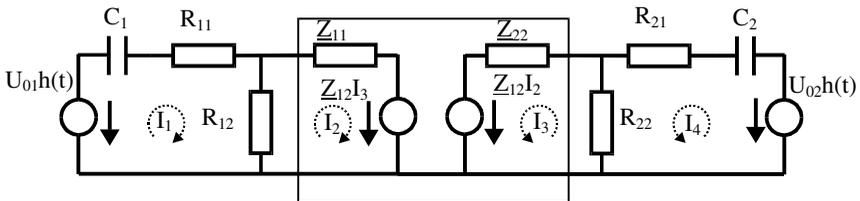


Abbildung 5.11 Elektrische Ersatzschaltung eines zweilagigen Senders mit Ansteuerung (mit Schleifenströmen)

Eine Schleifenanalyse der Schaltung nach Abbildung 5.11 ergibt das Gleichungssystem (4.10) im Frequenzbereich [Wol89]. Die gesuchten Spannungen U_1 und U_2 ergeben sich aus den Spannungsabfällen an den Widerständen R_{12} und R_{22} .

$$\begin{pmatrix} R_{11} + R_{12} - \frac{j}{\omega C_1} & -R_{12} & 0 & 0 \\ -R_{12} & R_{12} + Z_{11} & Z_{12} & 0 \\ 0 & Z_{12} & R_{22} + Z_{22} & 0 \\ 0 & 0 & -R_{22} & R_{21} + R_{22} - \frac{j}{\omega C_2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{01} \\ 0 \\ 0 \\ U_{02} \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

$$\underline{U}_1(j\omega) = R_{12}(I_1 - I_2) \cdot \frac{1}{j\omega} \quad \underline{U}_2(j\omega) = R_{22}(I_4 - I_3) \cdot \frac{1}{j\omega}$$

Durch Rücktransformation in den Zeitbereich werden dann die Wandlerspannungen erhalten. Die Lösung dieses Gleichungssystems wurde in *MATLAB*[®] implementiert.

5.2. Simulationsergebnisse an realen Senderstrukturen

Zur Verifikation der im vorherigen Abschnitt aufgeführten Methoden wurden Messungen an verschiedenen Sendern durchgeführt und diese mit den Simulationsergebnissen verglichen.

5.2.1. Einlagige Sender

Zuerst wird der Testsender aus Kapitel 4.2.4 betrachtet. In Abbildung 5.12 ist der Betrag der elektrischen Eingangsimpedanz des Testsenders im Vergleich von Messung und Simulation dargestellt. Der Betrag des Simulationsergebnisses, welches ja nur ein piezokeramisches Element berücksichtigt, ist hierbei mit der Anzahl der Elemente nach (5.7) skaliert. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenem und simuliertem Verlauf in den wesentlichen Charakteristika. Die geringen Abweichungen sind auf Vereinfachungen im Simulationsmodell zurückzuführen. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Vernachlässigung der Klebestellen und der Lötunkte auf der Keramikoberseite beispielsweise für das Auftreten der parasitären Resonanzen bei ca. 108 kHz verantwortlich ist.

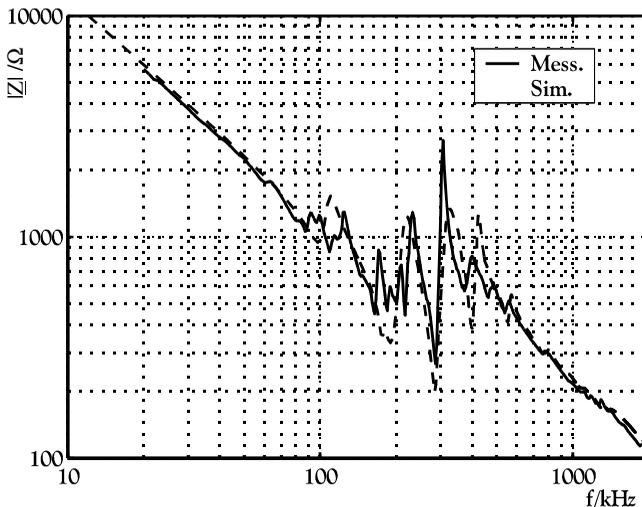


Abbildung 5.12 Vergleich zwischen simulierter und gemessener Impedanz des Testsenders aus Kapitel 4.2.4

Das Resultat für die berechnete Wandler­spannung eines einlagigen Schallsenders für die Lithotripsie mit den Schaltungsparametern nach Tabelle 5.1 ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

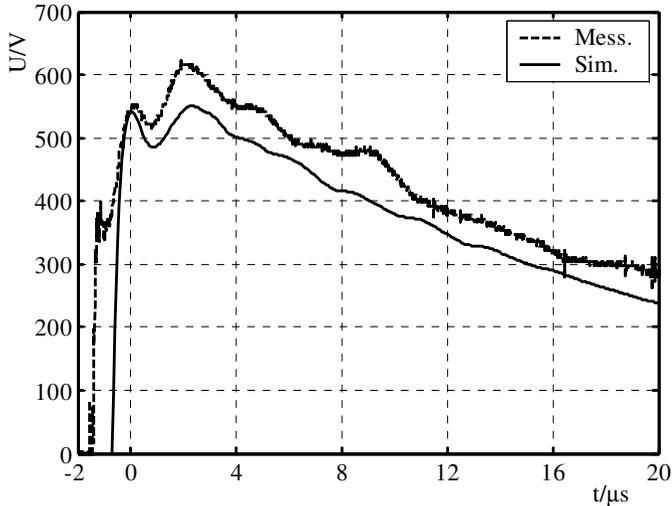


Abbildung 5.13 Vergleich zwischen gemessener und simulierter Wandler­spannung eines Schallsenders für die Lithotripsie

Auch hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Die ansteigende Flanke der gemessenen Wandler­spannung zeigt einen gestörten Verlauf, der auf den Einsatz einer getriggerten Funkenstrecke als Hochspannungsschalter zurückzuführen ist. Im Gegensatz zum einfachen Modell aus Kap. 5.1.1 ist hier der Einfluss der piezoelektrischen Elemente in den Simulationsergebnissen sehr gut reproduziert.

5.2.2. Zweilagige Sender

Die Simulationsergebnisse nach Kapitel 5.1.2 werden zum einen an dem ebenen Testsender nach Abbildung 4.32 und an den fokussierenden Sendern FB 10 und FB 27 überprüft. Der Vergleich der elektrischen Eingangsimpedanz ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Die gemessene Eingangsimpedanz wurde dabei mit der Anzahl der Elemente des Senders nach (5.8) skaliert.

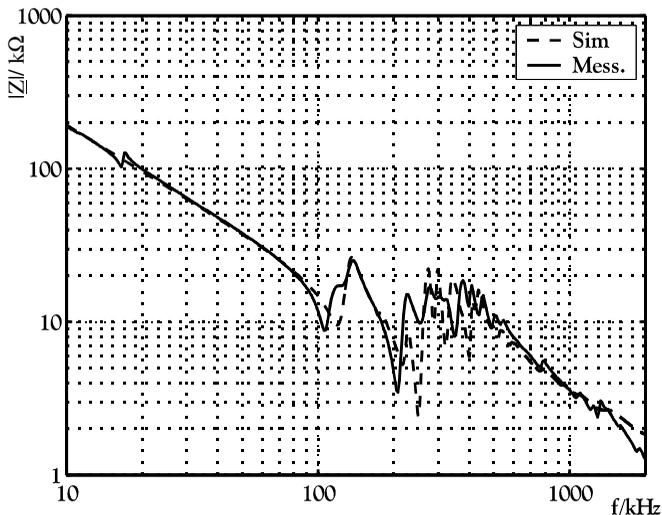


Abbildung 5.14 Vergleich zwischen Simulation und Messung der elektrischen Eingangsimpedanz einer Schicht des Testsenders nach Abb. 4.32

Auch hier ist eine gute Übereinstimmung in den wesentlichen Charakteristika des Impedanzverlaufs zu erkennen. Der wesentliche Unterschied zwischen Simulation und Messung zeigt sich hier in der Ausprägung der Resonanzen bei 200 kHz beziehungsweise ca. 220 kHz. Diese zeigen eine unterschiedliche Güte. Die Ursachen hierfür sind ebenfalls in den bereits erwähnten Vereinfachungen des Modells zu suchen.

Der Vergleich der berechneten zur gemessenen Wandlerspannung des Testsenders ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Hierbei ist die Amplitude auf die Ladespannung der Ladekondensatoren C_1 und C_2 der Schaltung nach Abbildung 5.9 normiert. Die verwendeten Parameter der Schaltung sind in Tabelle 5.2 angegeben, wobei auch die statische Kapazität der einzelnen Senderflächen aufgeführt ist. Die Daten entsprechen

einer Beschaltung, die in realisierten Therapiegeräten mit Sendern kleiner Durchmesser verwendet wird.

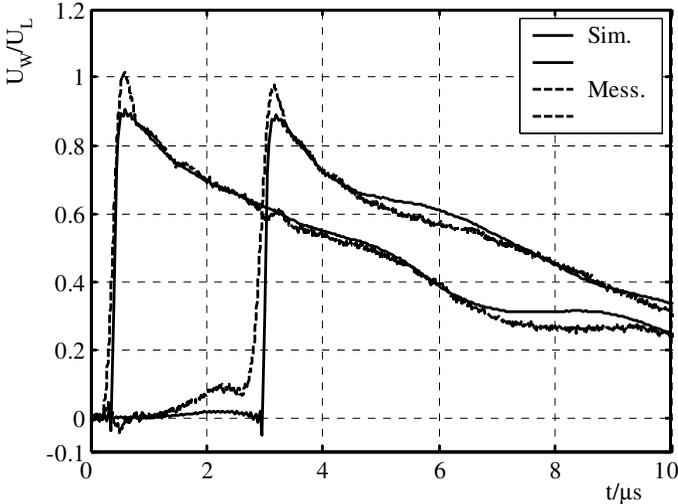


Abbildung 5.15 Vergleich der gemessenen zur simulierten Wandlerspannung des ebenen Testsenders

Tabelle 5.2 Parameter der Schaltung für die Wandlerspannung nach Abbildung 5.15

R_p	60Ω	a_r	0,142
R_s	$8,5 \Omega$	a_{L1}	9,71
C_{w1}	10,3 nF	a_{L1}	9,71
C_{w2}	10,3 nF	A_1	0,917
C_L	100 nF	A_2	0,917
τ_1	6,627 μs	τ_2	79,5 ns

Es zeigt sich hier eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung, wobei allerdings in der Messung eine deutlich höhere Maximalamplitude auftritt. Auch ist die Anstiegszeit der Wandlerspannung in der Simulation deutlich kleiner. Der Einfluss der piezoelektrischen Rückwirkung ist dagegen in der Simulation gut reproduziert. Die noch auftretenden Abweichungen können zumindest in großen Teil-

len durch die Annahme idealer Bauelemente in der Schaltungsberechnung erklärt werden. Eine Betrachtung dazu findet sich im nächsten Abschnitt.

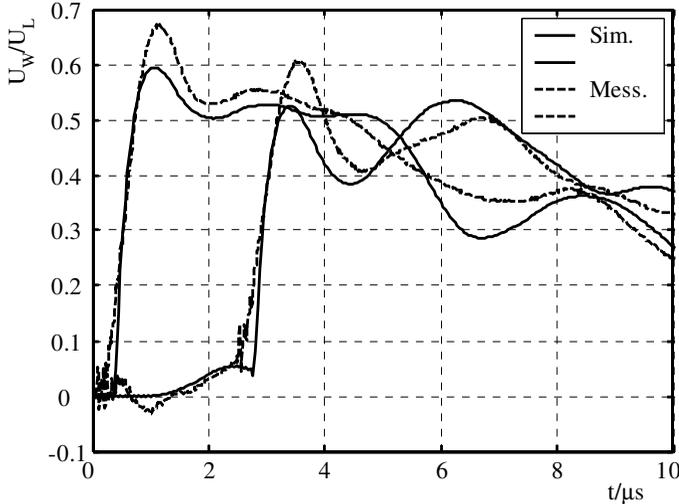


Abbildung 5.16 Gemessene zur simulierte Wandlerspannungen des Lithotripsie-schallsenders FB 27

Tabelle 5.3 Parameter der Schaltung für die Wandlerspannung nach Abbildung 5.16

R_p	30Ω	a_r	0,313
R_s	$9,4 \Omega$	a_{L1}	2,27
C_{W1}	87,9 nF	a_{L2}	2,79
C_{W2}	71,6 nF	A_1	0,718
C_L	200 nF	A_2	0,764
τ_{I2}	8,62 μ s	τ_{22}	500,6 ns

Als weiteres Beispiel für die Berechnung der Wandlerspannung ist der Lithotripsie-schallsender FB 27 mit den Schaltungsparametern nach Tabelle 5.3 untersucht worden. Die Ergebnisse nach Abbildung 5.16 liefern ein ähnliches Bild wie beim vorher betrachteten Testsender. Auch hier ist die Übereinstimmung in der gesamten Kurvenform sehr gut, nur die Maximalamplitude wird zu niedrig berechnet. Auffallend ist außerdem die stärkere „Welligkeit“ im zeitlichen Verlauf der Spannung. Diese ist auf die unterschiedlichen Schaltungsparameter zurückzuführen. Die statische Kapazität des Senders ist aufgrund der höheren Anzahl der piezoelektrischen Elemente deutlich

größer, während die übrigen Bauelemente von vergleichbarer Größenordnung sind. Dadurch erhöht sich insbesondere die Zeitkonstante τ_2 nach (5.5), was zu einem stärkeren Einfluss der piezoelektrischen Rückwirkung (s. Kapitel 3.2.1.1) auf die Wandlerspannung führt. Daraus ergibt sich ein Einfluss auf das abgestrahlte Drucksignal [ZLY83], was in Kapitel 6.3 näher betrachtet wird.

5.2.3. Einfluss nichtidealer Bauelemente

Bis hierhin wurden alle Bauelemente der elektrischen Ansteuerung als ideal angenommen, wodurch sich merkbare Abweichungen der berechneten zu den gemessenen Wandlerspannungen ergaben. Es ist daher sinnvoll den Einfluss nichtidealer Bauelemente zu betrachten. Da mit den Schaltungen Impulse mit hohen Spannungen und Stromstärken erzeugt werden, liegt es nahe, den Einfluss parasitärer Induktivitäten zu untersuchen. Ein starker Hinweis darauf, dass diese hier eine Rolle spielen, ergibt sich aus dem in Abbildung 5.17 gezeigten Verlauf des Betrages der Eingangsimpedanz des Testwandlers für einen Frequenzbereich von 10 kHz bis 10 MHz.

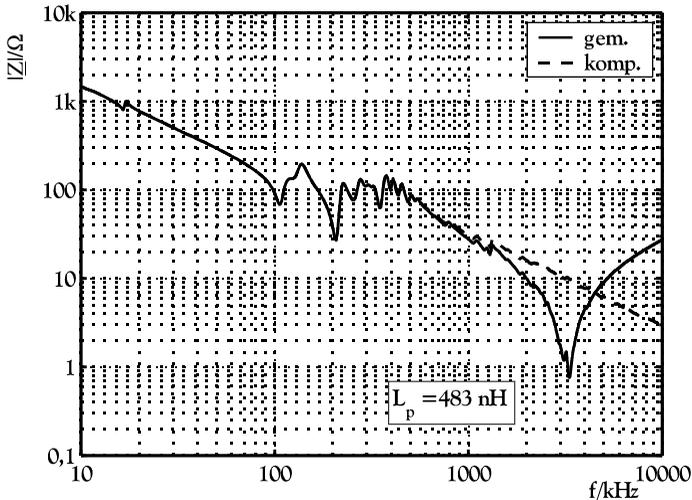


Abbildung 5.17 Betrag der elektrischen Eingangsimpedanz des Testsenders für einen erweiterten Frequenzbereich (gemessen und kompensiert)

Bei ca. 3,3 MHz zeigt sich eine ausgeprägte Resonanz, die einem Serienkreis entspricht. Eine in Serie zur statischen Wandlerkapazität C_0^S geschaltete parasitäre Induktivität ist dafür verantwortlich, denn die elektrische Eingangsimpedanz eines piezoelektrischen Wandlers hat weit oberhalb seiner mechanischen Resonanzfrequenz rein

kapazitives Verhalten. Aus der Kenntnis der statischen Kapazität lässt sich nun der Wert dieser parasitären Induktivität aus der Resonanzfrequenz berechnen und beträgt hier 483 nH. Durch eine Subtraktion des durch die Induktivität gebildeten Scheinwiderstandes ergibt sich der kompensierte Verlauf der Eingangsimpedanz in Abbildung 5.17. Die parasitäre Induktivität wird gebildet aus den nichtidealen Eigenschaften des Serienwiderstandes in der Schaltung nach Abbildung 5.9 und der Leitungsinduktivität der elektrischen Anschlüsse des Wandlers [Wei04]. Da der Einfluss der Zuleitungen bei der Messung der Wandlerspannung aufgrund des mechanischen Aufbaus der Schallwandler immer vorhanden ist, muss die Ansteuerschaltung um diese Komponenten erweitert werden. Die entsprechend modifizierte Schaltung ist in Abbildung 5.18 gezeigt.

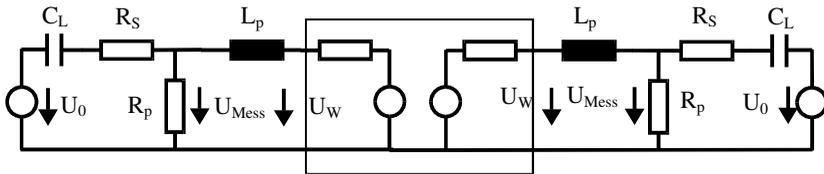


Abbildung 5.18 Erweiterte Ansteuerschaltung eines doppellagigen Senders

Die Berechnung der Wandlerspannung des ebenen Testsenders mit der modifizierten Schaltung ergibt den in Abbildung 5.19 dargestellten Verlauf. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist gegenüber der idealen Schaltung erheblich verbessert. Hervorzuheben ist die Tatsache, dass der Überschwinger der Spannung direkt nach dem Anstieg offensichtlich nicht auf die piezoelektrische Rückwirkung zurückzuführen ist, sondern allein durch parasitäre Serieninduktivitäten verursacht wird. Ein ähnliches Resultat wird bei Berechnung der Spannung für den Sender FB 27 erzielt, wie in Abbildung 5.20 gezeigt. Auch hier wird die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Vergleich zu den Resultaten in Abbildung 5.16 verbessert. Insbesondere werden die Anstiegsflanken und die Maximalamplituden in der Simulation besser reproduziert.

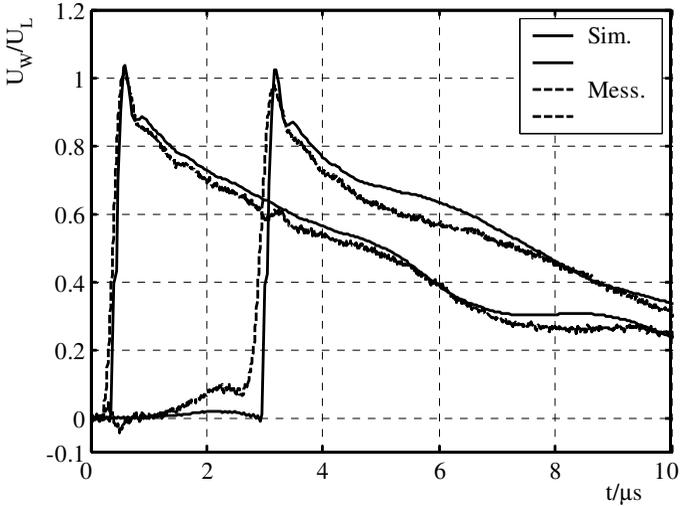


Abbildung 5.19 Gemessene und simulierte Wandler­spannungen des ebenen Test­senders mit parasitärer Serieninduktivität ($L_p=485\text{ nH}$)

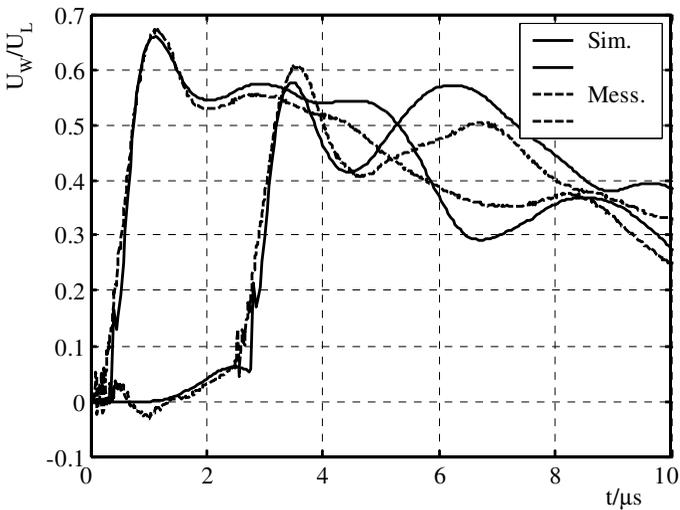


Abbildung 5.20 Gemessene und simulierte Wandler­spannungen des Senders FB27 mit parasitärer Serieninduktivität ($L_p=800\text{ nH}$)

Für die praktische Auslegung von Ansteuerschaltungen ist aufgrund dieser Ergebnisse auf eine induktionsarme Ausführung der Zuleitungen und Widerstände geachtet werden. Gerade bei Sendern mit großer statischer Kapazität besteht die Möglichkeit, dass die Resonanzfrequenz des Serienkreises nach Abbildung 5.17 in den Bereich der mechanischen Resonanzfrequenzen des Senders fällt und so einen erheblichen Einfluss auf das erzeugte Drucksignal haben kann. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Sendern ist das nicht der Fall, wie Testsimulationen ergeben haben.

Außer der parasitären Serieninduktivität sind noch weitere nichtideale Bauelemente in der Schaltung vorhanden. Auch der Parallelwiderstand besitzt einen induktiven Anteil, der zusammen mit der statischen Kapazität des Wandlers einen Parallelkreis bildet. Es hat sich aber gezeigt, dass dieser Einfluss zu vernachlässigen ist, da die Güte dieses Parallelkreises sehr gering ist ($Q \approx 1-2$) [Wei04]. Eventuell auftretende Resonanzen sind daher stark bedämpft und treten im zeitlichen Verlauf der Wandlerspannung praktisch nicht in Erscheinung.

Weiterhin haben die verwendeten Halbleiterschalter eine endliche Schaltzeit, die zu einer Anstiegszeit in der Größenordnung von 150-250 ns führt [Wei04]. Die Eigenanstiegszeit des Schalters liegt damit im Bereich der Anstiegszeit der Wandlerspannung für Sender mit niedrigerer Anzahl piezoelektrischer Elemente und daraus resultierender kleiner statischer Kapazität. Die gute Übereinstimmung der simulierten Wandlerspannung mit der gemessenen nach Abbildung 5.19 rechtfertigt hier die Vernachlässigung. Für Sender mit höherer Elementanzahl ist die Anstiegszeit der Wandlerspannung deutlich größer als die Anstiegszeit des Schalters, so dass diese dort mit Sicherheit vernachlässigt werden kann. Eine Integration der endlichen Anstiegszeit des Schalters ist aber ohne weiteres möglich und in [Wei04] beschrieben.

Aus der Berücksichtigung nichtidealer Bauelemente ergibt sich für die Simulation von Sendermodellen nach Kapitel 4.2 ff. die Konsequenz, dass die Eingangsspannung streng genommen nicht der gemessenen Spannung entspricht. Vielmehr ist die Spannung einzusetzen, die in der Schaltung nach Abbildung 5.18 mit U_W bezeichnet ist.

6. Darstellung und Analyse des Gesamtsystems

6.1. Systemtheoretische Betrachtung

Mit der FEM im Zeitbereich lassen sich sowohl die erzeugten Schallpulse als auch das mechanische Verhalten von komplexen Senderstrukturen mit großer Genauigkeit vorhersagen. Auch die Berechnung der anregenden Spannung U_w gelingt durch Simulation der elektrischen Eingangsimpedanz und nachfolgende Schaltungsanalyse. Aus diesen Einzelkomponenten kann nun ein Gesamtsystem hergeleitet werden, dessen Eingang die elektrische Ladespannung U_L und dessen Ausgang der Schalldruck im Fokus p_F des Senders ist. Aus dieser Betrachtung ergibt sich eine charakteristische Systemfunktion für die Beschreibung der globalen akustischen Eigenschaften einer Senderstruktur. Der Einfluss veränderter Eingangsgrößen lässt sich so für eine gegebene Senderstruktur ohne zeitaufwändige FE-Simulationen schnell berechnen.

Um die Systemfunktion eines Senders zu berechnen, wird die Theorie linearer zeitinvarianter Systeme verwendet. In der Literatur ist die Beschreibung eines akustischen Senders mit Hilfe der Systemtheorie vor allem in der Sonartechnik zur Erzeugung definierter Pulse beschrieben [Cob95], [Fre77], [MR77]. Obwohl die in dieser Arbeit betrachteten Sender nichtlinear aufgestellte Schallpulse im Fokus erzeugen liefert eine lineare Näherung ausreichende Informationen zum Senderdesign.

Bei Kenntnis einer Systemfunktion, die die elektrische Eingangsspannung mit dem Schalldruck im Fokus verknüpft, ergibt sich natürlich auch die Möglichkeit einer inversen Betrachtung. Dabei kann der Schalldruck im Fokus vorgegeben und daraus die benötigte elektrische Ansteuerung berechnet werden. Hiervon wird in der Ultraschall-Bildgebung Gebrauch gemacht [ZH02]. Es wird dabei für die Ansteuerung ein inverses adaptives Filter endlicher Koeffizientenanzahl verwendet. Diese nahe liegende Möglichkeit scheidet hier allerdings aus, da der Zeitverlauf der benötigten Hochspannungspulse damit nicht oder nur extrem aufwändig zu realisierbar ist.

6.1.1. Darstellung des Gesamtsystems

Wird der Schallwandler als lineares System betrachtet, so ergibt sich als Eingangsgröße die elektrische Ansteuerspannung U_e und als Ausgangsgröße der Schalldruck im Fokus p_f . Das Gesamtsystem wird in drei Teilsysteme nach Abbildung 6.1 unterteilt.

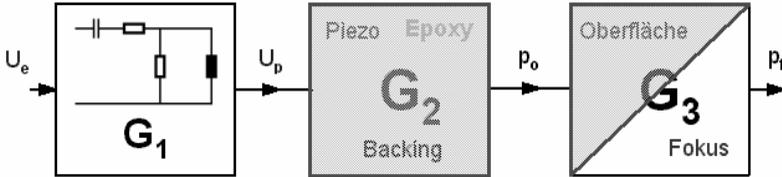


Abbildung 6.1 Systemmodell des Schallsenders mit Ansteuerung

Das erste Teilsystem beschreibt die elektrische Ansteuerung, welche die in Kapitel 4 vorgestellten Schaltungskomponenten beinhaltet. Dazu wird die elektrische Eingangsimpedanz benötigt. Sie wird aus einer FEM-Simulation berechnet. Die eigentliche Senderstruktur bildet den zweiten Teil, dieser wird durch die in Kapitel 3 vorgestellte FEM-Simulation realitätsnah beschrieben. Das dritte Teilsystem beschreibt die Schallausbreitung und Fokussierung. Unter der Annahme linearer Schallausbreitung ist das Schallsignal im Fokus bei Kenntnis des Drucksignals an der Senderoberfläche analytisch berechenbar, wie in Kapitel 2 ausgeführt. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben erzeugen die hier betrachteten Schallsender an der Senderoberfläche räumlich unterschiedliche Signale. Eine quasi ebene beziehungsweise ideal sphärische Wellenfront wird aber bereits in einer gewissen Distanz vom Sender aufgebaut, so dass dieses Signal als Startwert für die Berechnung des Fokusdrucksignals verwendet werden kann. Die Hauptaufgabe besteht hier nun in der Identifikation der elektro-akustischen Impulsantwort des Senders.

6.1.2. Methoden der Systemidentifikation

Eingangs- und Ausgangsgrößen eines linear zeitinvarianten (LZI) Systems sind durch die Faltungsbeziehung (6.1) im Zeitbereich verknüpft. Die das System beschreibende Größe ist die Impulsantwort oder auch Gewichtsfunktion $g(t)$.

$$y(t) = g(t) * u(t) = \int_t g(\tau) \cdot u(t - \tau) d\tau \quad \begin{array}{l} y(t): \text{Ausgang} \\ u(t): \text{Eingang} \end{array} \quad (6.1)$$

Zur Identifikation von LZI-Systemen bieten sich grundsätzlich zwei Methoden an, *parametrische* und *nichtparametrische* Verfahren [UR87]. Sie unterscheiden sich dadurch, ob Vorgaben über die innere Struktur des Systems gemacht werden. Bei parametrischen Verfahren wird das System durch eine lineare Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten beschrieben. Dieser Ansatz verspricht dann Erfolg, wenn Vorkenntnis über das betrachtete System dahingehend herrscht, dass eine Differentialgleichung eine hinreichend genaue Beschreibung liefert. Dazu ist es im praktischen Fall sinnvoll, wenn die Koeffizienten der Gleichung eine physikalische Bedeutung haben, also z.B. Materialparametern oder physikalischen Konstanten zugeordnet werden können. Dies ist für die Identifikation der hier betrachteten Sender aufgrund der mechanischen Komplexität nicht der Fall oder käme einer analytischen Lösung des Problems gleich [Wag02]. Für Spezialfälle ist diese Annahme durchaus gültig, so z.B. bei der Berechnung von Sendern mit eindimensionalen Schwingungsformen.

Daher ist hier ein nichtparametrischer Ansatz sinnvoll. Die Aufgabe besteht darin, die Impulsantwort des Systems nach (6.1) direkt zu bestimmen. Da sowohl in der Simulation als auch in der Messung letztendlich zeitdiskrete Größen vorliegen, wird die Faltungsbeziehung nach (6.1) diskret formuliert [KK89]:

$$y(n) = u(n) * g(n) = \sum_k u(k)g(n-k) \quad (6.2)$$

Im Frequenzbereich vereinfacht sich die Faltungsoperation zu einer Multiplikation der diskreten Fouriertransformierten der entsprechenden Größen.

$$DFT[x(n)] = \underline{X}(k) \quad \Rightarrow \quad \underline{Y}(k) = \underline{G}(k) \cdot \underline{U}(k) \quad (6.3)$$

Die gesuchte Systemfunktion $g(n)$ ist durch Umformung der Gleichung (6.3) bei bekannten Eingangs- und Ausgangsgrößen mit Gleichung (6.4) berechenbar.

$$g(n) = IDFT \left\{ \begin{array}{l} DFT\{y(n)\} \\ DFT\{u(n)\} \end{array} \right\} \quad (6.4)$$

Diese Beziehung stellt eine exakte Lösung dar, wenn das System stabil ist und die Impulsantwort in endlicher Zeit gegen Null geht [Unb93]. In der Praxis ist dies aber nicht unbedingt gegeben. Enthält das diskrete Spektrum der Anregungsfunktion Nullstellen oder sehr kleine Werte, treten Instabilitäten auf. Diese führen dazu, dass die errechnete Übertragungsfunktion gegen unendlich oder sehr große Werte strebt. Bei einer experimentellen Identifikation der Übertragungsfunktion kommen zusätzlich die nichtidealen Eigenschaften der gemessenen Signale dazu. Jede Messung enthält Rauschanteile, die zu einer Verfälschung des Ergebnisses führen [NG81]. Aus diesen

Gründen ist eine Tiefpassfilterung des errechneten Spektrums der Übertragungsfunktion notwendig. Allerdings ist es im allgemeinen a priori nicht möglich die Eigenschaften des Filters analytisch zu bestimmen. Die Grenzfrequenz ergibt sich aus der Begutachtung des nach (6.4) berechneten Spektrums der gesuchten Übertragungsfunktion. Dabei ist darauf zu achten, dass nur jene höherfrequenten Anteile unterdrückt werden, die zu einer Erhöhung des Rauschanteils der gesuchten Impulsantwort im Zeitbereich führen [NG81]. Beispiele zur konkreten Dimensionierung werden in Kapitel 6.2 vorgestellt.

Als Anregungssignale für eine Identifikation nach (6.4) werden deterministische Signale verwendet. In Frage kommen hierbei die Einheitssprungfunktion, der Rechteckpuls, sowie ein Dreieckspuls [UR87]. Der Vorteil dieser Signale liegt zum einen in der einfachen mathematischen Beschreibung und zum anderen in der genauen Kenntnis der Amplitudendichte im Frequenzbereich. Bis auf die Einheitssprungfunktion haben die Amplitudendichten zumindest abschnittsweise einen stetigen oder konstanten Verlauf [UR87]. Für pulsartige Anregungssignale lässt sich die Bandbreite der Anregung über die Pulsbreite einstellen. Aufgrund der potentiellen Instabilität von (6.4) ist eine Anpassung an die zu erwartende Bandbreite des Senders sinnvoll und geboten.

Neben der oben skizzierten Methode, die Impulsantwort mittels geeigneter Anregungssignale über eine Transformation in den Frequenzbereich zu ermitteln, bietet sich eine weitere Methode aus der stochastischen Signaltheorie an. Für stationäre und ergodische Prozesse ist die Autokorrelationsfunktion (AKF) des Eingangssignals $\varphi_{uu}(n)$ mit der Kreuzkorrelationsfunktion des Ausgangs- und Eingangssignals $\varphi_{uy}(n)$ durch eine Faltungsbeziehung mit der Gewichtsfunktion verknüpft [UR87], [Ise88].

$$\varphi_{uy}(n) = g(n) * \varphi_{uu}(n) \quad (6.5)$$

Als Eingangssignale für diese Analyse müssen stationäre stochastische Signale verwendet werden [Ise88]. Binäre Pseudoräuschsignale (PRBS) erweisen sich dabei als zweckmäßig, da ihre Autokorrelationsfunktion den Charakter eines bandbegrenzten Rauschens aufweist. Durch geeignete Wahl der Parameter des PRBS ist eine Anpassung an die Erfordernisse des zu identifizierenden Systems möglich. Ähnlich wie bei deterministischen Signalen lässt sich die Bandbreite der Anregung durch die Taktzeit des PRBS einstellen. Eine genügende Länge des Signals stellt sicher, dass das System eingeschwungen ist. Zur Berechnung der Übertragungsfunktion wird dann (6.4) verwendet. Dimensionierungsbeispiele werden hierzu in Kapitel 6.2.1 vorgestellt.

Eine Alternative zur Lösung von Gl. (6.5) im Frequenzbereich ist eine direkte Lösung im Zeitbereich. Unter der Annahme, dass für jeden Zeitpunkt n die Werte der Funktio-

nen $\varphi_{uu}(n)$ und $\varphi_{uy}(n)$ ermittelt worden sind, ergeben sich für die gesuchte Übertragungsfunktion $g(l)$ aus der Faltungsbeziehung Bestimmungsgleichungen mit unterschiedlichen Elementen. Diese werden zu einem Gleichungssystem mit $l+1$ Näherungsgleichungen zusammengefasst [Ise88].

$$\begin{pmatrix} \varphi_{uy}(l) \\ \varphi_{uy}(l+1) \\ \varphi_{uy}(l+2) \\ \vdots \\ \varphi_{uy}(l+N) \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \varphi_{uu}(l) & \varphi_{uu}(l-1) & \cdots & \varphi_{uu}(0) \\ \varphi_{uu}(l+1) & \varphi_{uu}(l) & \cdots & \varphi_{uu}(1) \\ \varphi_{uu}(l+2) & \varphi_{uu}(l+1) & & \varphi_{uu}(2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_{uu}(l+N) & \varphi_{uu}(l+N-1) & \cdots & \varphi_{uu}(l) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} g(0) \\ g(1) \\ g(2) \\ \vdots \\ g(l) \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

$$\bar{\varphi}_{uy} = \Phi_{uu} \cdot \bar{g}$$

Die Indizierung in (6.6) ist hier bereits für die Implementierung günstig gewählt, da negative Indices vermieden werden. Hierbei gilt die Voraussetzung, dass die Gesamtlänge der Ein- und Ausgangssignale $N+l$ beträgt. Gleichung (6.6) ist eine Näherung, da im Allgemeinen nicht bekannt ist, welche Länge die gesuchte Impulsantwort hat. Für den Fall $N=l$ lässt sich die Matrix Φ_{uu} einfach invertieren, da sie dann quadratisch ist. Zusätzlich darf das Gleichungssystem keine linear abhängigen Zeilen oder Spalten besitzen, die Determinante von Φ_{uu} muss also von Null verschieden sein.

Da für die Auswertung der Faltungssumme nach (6.6) nur endlich viele Zeitwerte verwendet werden, entsteht ein Abbruchfehler. Dieser Fehler wird umso kleiner, je größer l ist. Stehen für die Anregung und Antwort $N>2l$ Messwerte zur Verfügung, ist eine Lösung durch direkte Invertierung nicht möglich. Dieser Fall tritt dann ein, wenn mehr von Null verschiedene Werte der Korrelationsfunktionen verwendet werden sollen. Es ist hier eine Verbesserung der Genauigkeit zu erwarten, da mehr Informationen über das System berücksichtigt werden. Allerdings ist die Matrix Φ_{uu} dann nicht mehr quadratisch. Eine Schätzung für die Übertragungsfunktion im Sinne des kleinsten Fehlerquadrates (*least mean squares, LMS*) wird durch die Berechnung der Pseudoinversen nach (6.7) möglich.

$$\bar{g} = \left(\Phi_{uu}^T \Phi_{uu} \right)^{-1} \Phi_{uu}^T \cdot \bar{\varphi}_{uy} \quad \text{mit} : \det \left(\Phi_{uu}^T \Phi_{uu} \right) > 0 \quad (6.7)$$

Ein weiteres Kriterium für eine fehlerfreie (biasfreie) Schätzung ist die Verwendung mittelwertfreier Anregungssignale. Dies ist für PRBS Signale bei genügender Länge der Anregung näherungsweise gewährleistet [UR87], [Ise88].

Weiterhin wäre es für die Optimierung bestehender Sender von großem Interesse, durch Vorgabe einer Druck-Zeitfunktion das dazu benötigte Anregungssignal zu bestimmen. Ein nahe liegender Ansatz ist dabei die Umformung von (6.4) nach der Anregungsfunktion $u(n)$ mit nunmehr bekannter Übertragungsfunktion.

$$u(n) = IDFT \left\{ \frac{DFT\{y(n)\}}{DFT\{g(n)\}} \right\} \quad (6.8)$$

Das Verfahren zur Berechnung ist hier identisch mit dem oben angegebenen zur Bestimmung der Impulsantwort nach (6.4).

Eine direkte Bestimmung der inversen Übertragungsfunktion wäre wünschenswert, da damit eine Berechnung der gewünschten Ansteuerung ohne Umweg über eine Fouriertransformation möglich ist. Die Identifikation erfolgt dabei über den Ansatz (6.9):

$$g_i(n) = IDFT \left\{ \frac{1}{DFT\{g(n)\}} \right\} \quad (6.9)$$

In der Praxis führt eine Berechnung nach (6.9) allerdings zu numerischen Instabilitäten, die diese direkte Berechnung ungeeignet machen. Eine inverse Übertragungsfunktion existiert nicht in jedem Falle.

Sowohl die Identifikation im Frequenzbereich nach (6.4), als auch das Verfahren im Zeitbereich nach (6.6) bzw. (6.7) haben sich als gleichwertig für die Berechnung der Impulsantwort erwiesen [Wag02].

6.2. Identifikation der elektro-akustischen Impulsantwort

6.2.1. Impulsantwort einlagiger Sender

Die elektro-akustische Impulsantwort wird durch entsprechende FEM-Simulationen ermittelt. Hierzu wird als Anregungssignal eine der im vorigen Kapitel genannten Anregungsfunktionen verwendet und Druck-Zeitsignale in einer Entfernung von ca. 100 mm zur Senderoberfläche aufgezeichnet. Die Entfernung wurde in Testsimulationen festgelegt, um eine möglichst ebene Wellenfront sicher zu stellen [Wag02]. Ein Ausschnitt des Simulationsmodells ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Dieses Modell unterscheidet sich von dem in Abbildung 3.16 gezeigten darin, dass das Backing eine Länge von 150 mm aufweist. Reflexionen des Drucksignals von der Rückseite des Backings

sind dadurch zeitlich von den erwünschten Signalen entkoppelt. Dadurch wird ein unendlich ausgedehntes oder diffuses Backing approximiert.

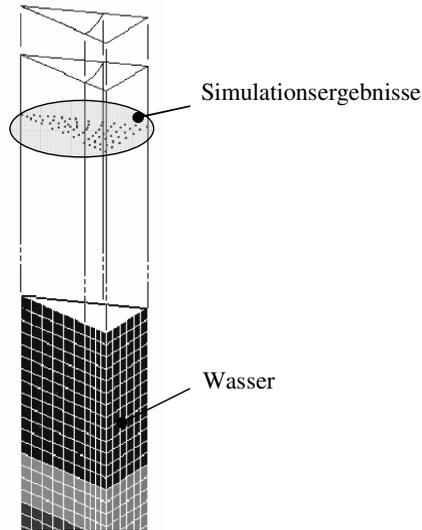


Abbildung 6.2 Ausschnitt des Simulationsmodells mit Ergebnisknoten

Für die Identifikation der Impulsantwort wird das Zeitbereichsverfahren nach (5.6) bis (5.8) angewendet. Dazu ist ein geeignetes PRBS Signal als Eingangsgröße der Simulation notwendig. Als freie Parameter für dieses Signal sind neben der Amplitude die Taktzeit τ_p und die Gesamtlänge N einer Sequenz wählbar. Die Wahl der Taktzeit bedingt die Bandbreite der Anregung, wobei für die Grenzfrequenz gilt [Ise88]:

$$f_g \approx \frac{2,77}{2\pi\tau_p} \quad (6.10)$$

Für das hier verwendete PRBS Signal ist eine Taktzeit von $\tau_p=330$ ns gewählt, was nach (6.10) einer -3dB Grenzfrequenz von 1,3 MHz entspricht. Die Gesamtlänge der Sequenz beträgt $N=3600$, was sowohl einen vernachlässigbaren Gleichanteil, als auch eine genügende Dichte der Spektrallinien im Frequenzbereich bewirkt. In Abbildung 6.3 ist ein Ausschnitt des PRBS Signals, sowie seine spektrale Leistungsdichte gezeigt.

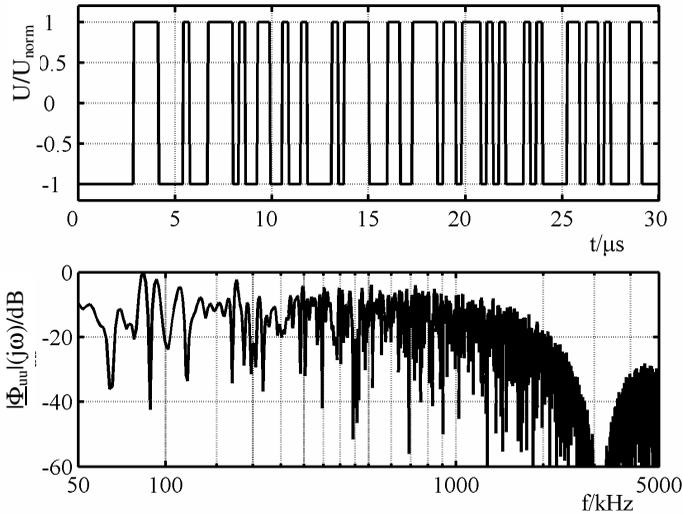


Abbildung 6.3 PRBS Anregungssignal und dazugehörige normierte spektrale Leistungsdichte

Dieses Signal dient als elektrisches Eingangssignal des FEM-Modells aus Abbildung 4.18. An den aus Abbildung 6.2 ersichtlichen Raumpunkten ergeben sich die in Abbildung 6.4 gezeigten Drucksignale. Es resultiert ein nur vernachlässigbarer Unterschied in den einzelnen Raumpunkten, so dass die gemittelten Signale in sehr guter Näherung als Ausgangsdaten für die Berechnung der Kreuzkorrelierten $\varphi_{wy}(t)$ zur Identifikation nach (6.6) dienen können.

Die aus diesen Signalen berechneten Impulsantworten sind in Abbildung 6.5 gezeigt. In der oberen Grafik ist das Ergebnis für die ebene Welle dargestellt, das die Übertragungsfunktion g des ebenen, bzw. schwach gekrümmten, Senders mit homogener Oberflächenbelegung repräsentiert. Die zeitliche Differentiation dieser Impulsantwort nach (2.6) liefert die Übertragungsfunktion für das Drucksignal im geometrischen Fokus g_F (Abbildung 6.5 unten). Die Impulsantwort an der Senderoberfläche ist im Wesentlichen gekennzeichnet durch einen positiven Druckpuls von $1,8 \mu\text{s}$ Dauer gefolgt einem beinahe doppelt so langen negativen Puls. Diese Impulsform unterscheidet sich deutlich von den analytischen Ergebnissen aus den Abbildungen 3.6 und 3.7. Dagegen besteht die Impulsantwort im Fokus aus einem positiven und negativen Impuls beinahe identischer Breite und Betrag der Amplituden.

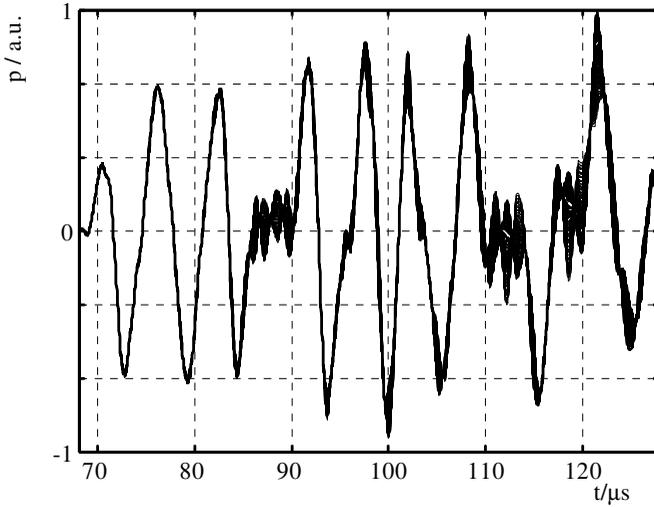


Abbildung 6.4 Simulierte Druck-Zeitverläufe in 100 mm Entfernung vom Sender

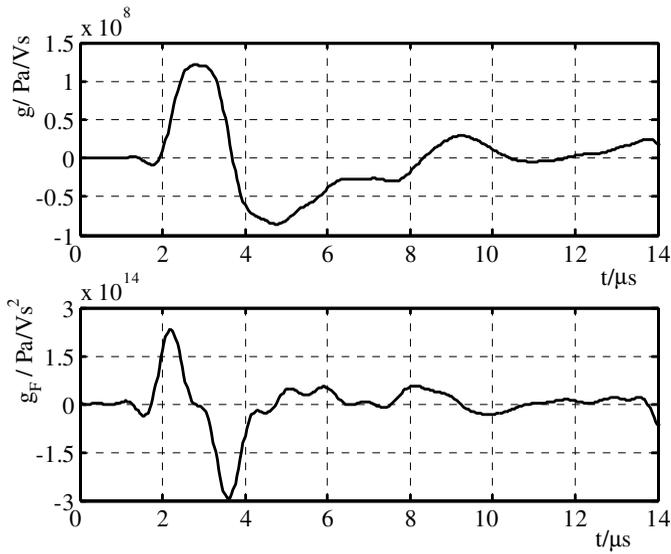


Abbildung 6.5 Identifizierte Übertragungsfunktionen für die Senderoberfläche (oben) und für den Fokus (unten)

Mit den so ermittelten Übertragungsfunktionen kann nun der Schalldruck im Fokus oder auch an der Senderoberfläche durch eine einfache Faltungsoperation im Zeitbereich berechnet werden. Der Vergleich zwischen dem gemessenen Schalldruck eines Lithotripsiesenders F50 und des aus der Faltung der simulierten Spannung nach Abbildung 5.13 zeigt Abbildung 6.6.

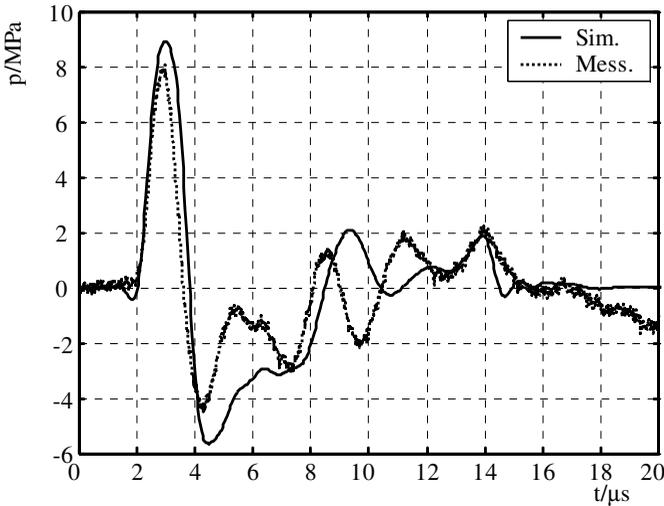


Abbildung 6.6 Schalldruck im Fokus: Vergleich Messung -Simulation

Das berechnete Drucksignal ist hierbei noch mit dem Geometriefaktor aus (2.6) skaliert. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation festzustellen. Sowohl die Maximal- und Minimalamplituden, als auch der Zeitverlauf sind zutreffend wiedergegeben. Die relativen Abweichungen zum gemessenen Signal betragen ca. 12% für die Maximalamplitude und ca. 15% für das Verhältnis zwischen Maximal- und Minimalamplitude, wobei noch eine relative Messunsicherheit von 10% für die Amplitude zu berücksichtigen ist. Damit ist mit diesen Ergebnissen klar gezeigt, dass mit dem vorgestellten Verfahren eine realitätsnahe Simulation des Schalldruckes im Fokus möglich ist.

6.2.2. Impulsantwort mehrlagiger Sender

Auch mehrlagige Senderstrukturen können durch Impulsantworten nach den soeben vorgestellten Verfahren charakterisiert werden. Weil das Signal an der Senderoberfläche und damit auch im Fokus aus einer konstruktiven Überlagerung des von der Vorder- und Rückseite abgestrahlten Signals ergibt, lautet die zu (6.1) entsprechende Faltungsbeziehung für einen doppellagigen Sender:

$$p(t) = g_f(t) * u_f(t - T_0) + g_b(t) * u_b(t) \quad (6.11)$$

Die Indizes f und b kennzeichnen die Größen der Vorder- (*front*) und Rückseite (*back*), die Verzögerungszeit der angelegten Spannung ist mit T_0 gekennzeichnet. Aus dieser Beziehung ergibt sich, dass die Übertragungsfunktionen für beide Seiten getrennt berechnet werden müssen. Ausgehend von dem FEM-Simulationsmodell nach Abbildung 4.28 sind dazu zwei Simulationen notwendig, bei der das Testsignal als elektrische Randbedingung nur an einem Piezoelement angesetzt wird, während das jeweils andere Element elektrisch kurzgeschlossen wird. Dieses Vorgehen beruht auf dem Überlagerungssatz für lineare elektrische Netzwerke mit mehreren unabhängigen Quellen. Die Voraussetzungen sind hier gegeben, da das jeweils nicht elektrisch angeregte piezokeramische Element eine mechanische Anregung durch das angeregte Element erfährt und somit als elektrische Quelle fungiert. Durch Superposition der Einzelantworten berechnet sich dann die Gesamtimpulsantwort nach (6.11).

Für die Identifikation wurde in diesem Fall das Verfahren im Frequenzbereich verwendet. Die Anregungsfunktion ist ein unipolarer dreieckförmiger Impuls mit einer Dauer von 400 ns. Die gewählte Breite ergibt eine obere Grenzfrequenz der Anregung von ca. 2 MHz. Als Tiefpassfilter für die Berechnung der Impulsantwort nach (6.4) wurde ein Butterworth-Filter 12. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 2 MHz numerisch implementiert. Die entsprechenden Amplitudenspektren der Filterübertragungsfunktion und des Dreiecksimpulses sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Die Wahl der Signalparameter richtet sich nach dem Frequenzgehalt des in Abbildung 4.4 gezeigten Spektrums des im Fokus gemessenen Drucksignals.

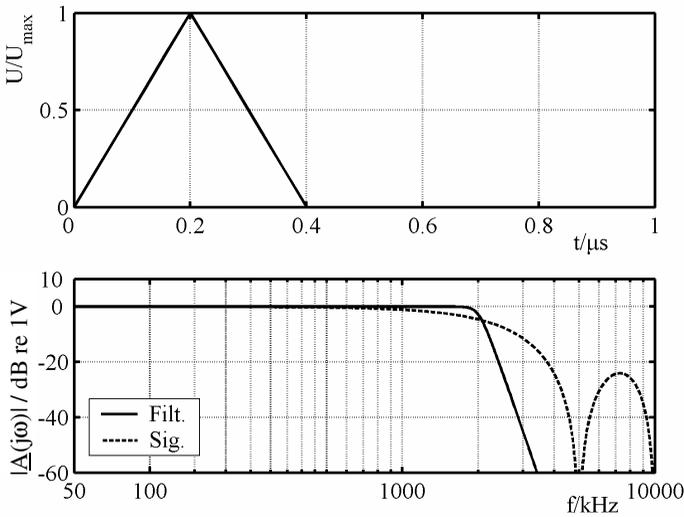


Abbildung 6.7 Anregungssignal und Frequenzspektrale für die Identifikation im Frequenzbereich (normiert)

Das Ergebnis der Identifikation für den Schalldruck an der Senderoberfläche ist in Abbildung 6.8 für die Vorderseite (oben) und für die Rückseite (unten) dargestellt. Beide Impulsantworten unterscheiden sich sowohl voneinander, als auch von der des einlagigen Senders nach Abbildung 6.5. Die Impulsantwort der Vorderseite ist gekennzeichnet durch einen positiven Puls mit zwei ausgeprägten Maxima und einem nachfolgenden negativen Anteil mit ebenfalls mehreren ausgeprägten Minima. Hier wirkt sich der geschichtete Aufbau aus, durch den Mehrfachreflexionen verursacht werden. Speziell das Maximum bei ca. $10\ \mu\text{s}$ ist einer Reflexion an der Senderrückseite zuzuordnen. Das Verhältnis zwischen dem positiven und negativen Maximum ist deutlich größer als beim einlagigen Sender. Die Impulsantwort der Rückseite besteht dagegen im Wesentlichen aus drei aufeinander folgenden Einzelpulsen mit wechselndem Vorzeichen und ca. $2\ \mu\text{s}$ Breite. Der Betrag der minimalen Amplitude überschreitet hier den der maximalen Amplitude. Bei Betrachtung der Maximalamplituden ergibt sich, dass die Vorderseite eine höhere positive Amplitude, die Rückseite dagegen einen höheren Zuganteil aufweist.

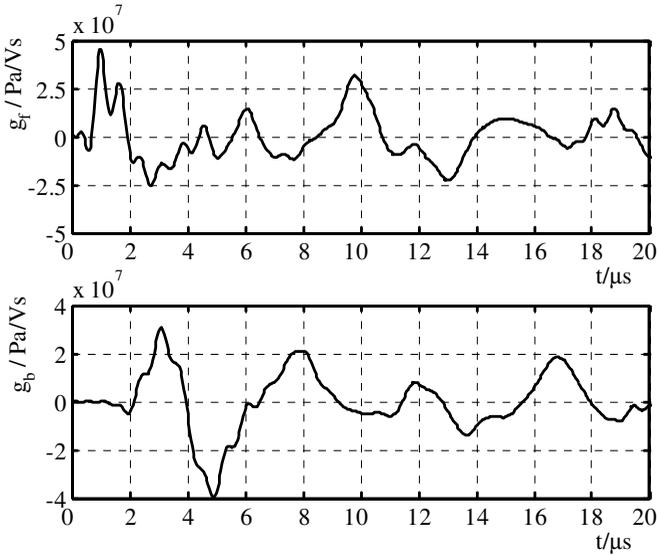


Abbildung 6.8 Simulierte Übertragungsfunktionen für den Druck an der Senderoberfläche des doppellagigen Senders

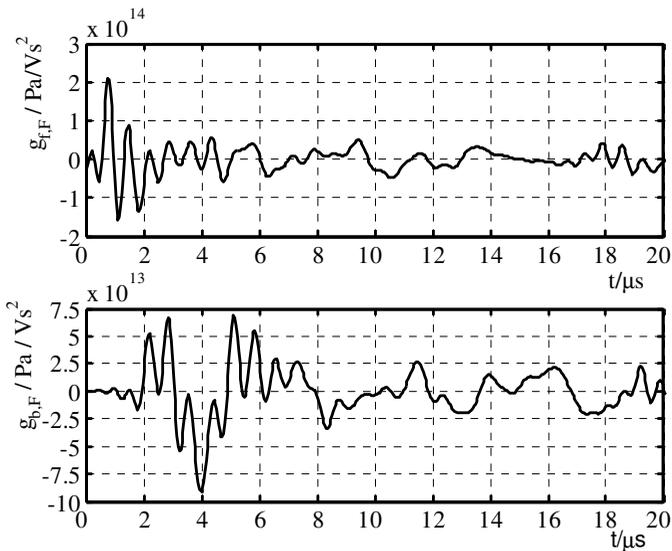


Abbildung 6.9 Simulierte Übertragungsfunktionen für den Schalldruck im Fokus des doppellagigen Senders

In Abbildung 6.9 sind die entsprechenden Übertragungsfunktionen für das Drucksignal im Fokus dargestellt. Durch die zeitliche Differentiation der Übertragungsfunktionen aus Abbildung 6.8 ergibt sich für die Signale beider Seiten eine Abfolge von positiven und negativen Pulsen, wobei auch hier die Rückseite höhere Zuganteile aufweist.

Für den Vergleich der durch Faltung mit den Eingangsspannungen nach Abbildung 5.15 berechneten Drucksignale werden gemessene Fokusdrücke des Senders FB 10 herangezogen. Die elektrische Beschaltung entspricht den in Tabelle 5.2 angegebenen Parametern. Bei der Messung wurden sowohl die beiden Lagen des Senders einzeln betrieben, als auch zusammen mit einer Verzögerung von $2,4 \mu\text{s}$ zwischen der Spannung an Vorder- und Rückseite. Es wurde eine relativ geringe Maximalamplitude der Spannung von $1,2 \text{ kV}$ angelegt, um lineare Schallausbreitungsverhältnisse sicher zu stellen.

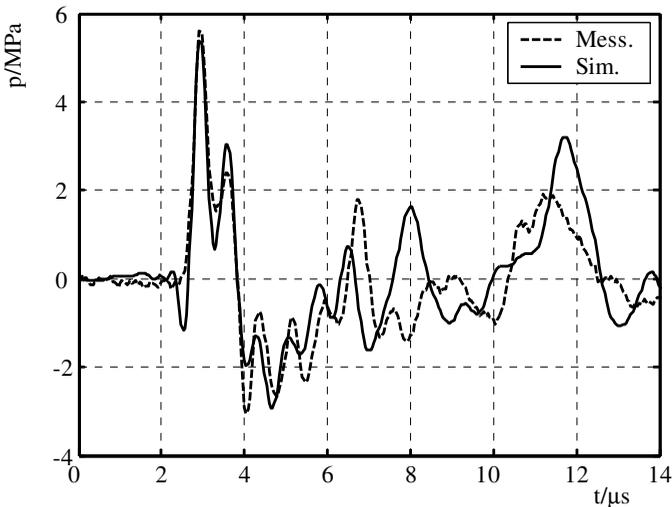


Abbildung 6.10 Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Fokusdruck bei Ansteuerung der Vorderseite

Das Ergebnis für die alleinige Ansteuerung der Vorderseite ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Hier ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung festzustellen. Sowohl die Amplituden als auch der zeitliche Verlauf in den ersten $5 \mu\text{s}$ des Signals werden sehr gut reproduziert. Geringe Abweichungen zeigen sich in der Amplitude des zweiten positiven Maximums sowie in den Amplituden der einzel-

nen Minima zwischen 4 und 7 μs . Im weiteren Verlauf zeigen sich größere Abweichungen in der Wiedergabe der Amplituden, wobei der Verlauf des Signals zu diesen späteren Zeitpunkten für die Anwendung nur von untergeordneter Bedeutung ist.

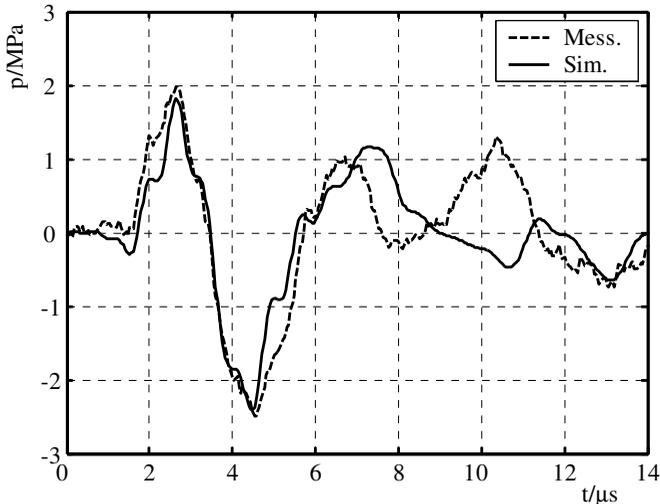


Abbildung 6.11 Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Fokusdruck bei Ansteuerung der Rückseite alleine

In Abbildung 6.10 ist das Ergebnis bei alleiniger Ansteuerung der Senderrückseite gezeigt. Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zu verzeichnen. Alle wesentlichen Charakteristika werden im simulierten Signal wiedergegeben. Ähnlich dem Ergebnis für die Übertragungsfunktion der Vorderseite, treten auch hier größere Abweichungen erst zu späteren Zeitpunkten (ab ca. 8 μs) auf.

Die Berechnung des Fokusdrucksignals bei Betrieb beider Seiten des Senders erfolgt durch Addition der Signale der einzelnen Seiten. Hierbei wurde die Sendergeometrie des Typs FB10 angenommen. Bei diesem Typ ist konstruktiv bedingt die mit Piezoelementen belegbare Fläche der Rückseite der Aluminiumkalotte deutlich kleiner als die der Vorderseite. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Amplitudenfaktoren für die Fokussierung. Das Verhältnis der Faktoren zwischen Vorder- und Rückseite beträgt ca. 1,32 und muss bei der Superposition der entsprechenden Signale berücksichtigt werden. Abbildung 6.12 zeigt den sich ergebenden Vergleich zwischen Simulation

und Messung. Durch die geringen Abweichungen der Ergebnisse für die einzelnen Seiten ergibt sich auch hier eine sehr gute Reproduktion des Signals.

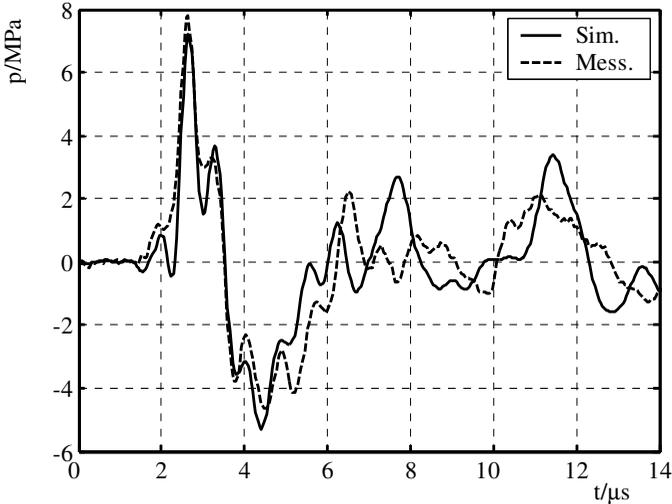


Abbildung 6.12 Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Fokusdruck bei Ansteuerung beider Seiten

Mit diesen Ergebnissen ist gezeigt, dass mit der Berechnung einer akustischen Impulsantwort aus den FEM-Simulationsergebnissen genaue Vorhersagen über den Schalldruck im Fokus für die beschriebenen Sender getroffen werden können. Aus der Kenntnis der Übertragungsfunktion lässt sich zudem ein Drucksignal berechnen, welches dem Signal entspricht, das an der Oberfläche eines homogen belegten und ideal fokussierenden Senders erzeugt wird. Dieses Signal kann dann als Eingangsgröße für nichtlineare Ausbreitungsberechnungen verwendet werden [GLS+02].

6.3. Einflussgrößen auf das Drucksignal im Fokus

Nachdem im vorigen Kapitel eine Beschreibung des Gesamtsystems hergeleitet wurde, soll nun der Einfluss bestimmter Parameter auf das Drucksignal im Fokus untersucht werden. Von Interesse ist dabei, wie sich Änderungen im Aufbau der Senderstruktur oder der elektrischen Ansteuerung auf die Pulsform und aus dem Drucksignal abgeleitete Parameter nach Kapitel 2.1.2 auswirken. Dabei werden hier nur doppellagige Sender betrachtet, da diese zum derzeitigen Stand der Technik gehören und ein größeres Entwicklungspotential im Hinblick auf neue Anwendungen versprechen. Die vorgestellte Methodik ist aber auch ohne weiteres auf einlagige Sender anwendbar.

6.3.1. Geometrie der Piezoelemente

Die Geometrie der piezokeramischen Elemente lässt einen maßgeblichen Einfluss auf die Pulsform erwarten. Zur Untersuchung dieses Einflusses werden die Abmessungen der piezokeramischen Zylinder variiert und die Übertragungsfunktion für jede resultierende Geometrie berechnet. Dabei ist der Variationsbereich nicht beliebig wählbar. Ausgehend von der bisher untersuchten Zylindergeometrie (Radius $r=3$ mm, Dicke $d=5$ mm) wird hier für den Radius r ein Bereich von 1 bis 5 mm gewählt. Kleinere Radien wären in der Praxis nur sehr schwer realisierbar, da die Elemente in der Fertigung einzeln manuell auf den Aluminiumträger aufgebracht werden müssen. Die obere Grenze des Variationsbereiches wird einerseits durch die Krümmung der Kugelkalotte vorgegeben. Bei kleineren Sendern (z.B. FB10) würde unter dem Element ein zu großer Abstand der planen Endfläche zum gekrümmten Träger auftreten, der zu Schwierigkeiten bei der Verklebung führt. Andererseits birgt ein großer Durchmesser der einzelnen Elemente die Gefahr einer radial hohen mechanischen Belastung der Keramik. Aus den Simulationsergebnissen in Abbildung 4.30 ist erkennbar, dass beim einzelnen Element signifikante radiale Auslenkungskomponenten auftreten. Erfolgt die Expansion des Elements in Dickenrichtung nun schneller als seine Kontraktion in radialer Richtung, entstehen hohe radiale Zugspannungen. Übersteigen diese die dynamische Zugfestigkeit der Keramik, führen diese zum Bruch. Dieser Effekt wird durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten in Dicken- und Radialrichtung verursacht und kommt bei großen Radius- zu Dickeverhältnissen zum tragen.

Für die Wahl der Dimensionen in Dickenrichtung lassen sich vergleichbare Kriterien zur Parameterwahl aufstellen. Dünne Elemente führen generell zu kürzeren Pulsbreiten des abgestrahlten Signals. Für die praktische Ausführung ist zu beachten, dass bei sehr

dünnen Elementen die Gefahr elektrischer Überschläge zwischen Ober- und Unterseite an den Rändern der Metallisierung besteht. Zudem werden hohe Anforderungen an die Klebtechnik gestellt. Ein eventuell auftretender Wulst an den Rändern der Klebefläche führt durch Verkürzung des Elektrodenabstandes zu einer Erhöhung der Feldstärke am Rand des Elementes.

Aus diesen Erwägungen heraus werden folgende Abmessungen der Keramikelemente untersucht:

- Dicke: $d = 3\text{-}5$ mm in 1 mm Abständen
- Radius: $r = 1\text{-}5$ mm in 1 mm Abständen

Zur Bezeichnung der unterschiedlichen Geometrien wird im Folgenden die Konvention „ $d \times r$ mm“ verwendet (z. B. $d = 3$ mm, $r = 2$ mm ergibt: 3×2 mm). Die Abmessungen der Epoxidschichten und des Aluminiumträgers des Sendermodells nach Abbildung 4.28 bleiben unverändert. Für die sich ergebenden 15 unterschiedlichen Geometrien werden die Übertragungsfunktionen für beide Seiten berechnet. Aus den erhaltenen Übertragungsfunktionen werden dann Drucksignale im Fokus berechnet. Zur Bewertung der Ergebnisse ist ein Vergleich anhand ausgewählter therapierelevanter Parameter des Drucksignals sinnvoll, da eine visuelle Beurteilung der Pulsformen unzureichend ist. Als Referenz dient das in Abbildung 6.12 gezeigte Drucksignal.

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, müssen die benötigten Ansteuerspannungen in ihren wesentlichen Charakteristika übereinstimmen. Dafür werden zwei Schaltungsvarianten betrachtet, welche die unterschiedlichen Anwendungsbereiche ESWT und ESWL repräsentieren. Ihre Kenndaten sind in den Tabellen 5.2 und 5.3 aufgeführt und werden im Folgenden als *Schaltung I* beziehungsweise *Schaltung II* bezeichnet. Zur Bestimmung der Bauelementwerte für die elektrische Ansteuerung werden für die Senderkonfigurationen die elektrischen Eingangsimpedanzen berechnet. Die Werte der Parameter a_r , a_L und τ_i werden nach Tabelle 5.2 bzw. 5.3 festgelegt und daraus die Bauelementwerte der Ansteuerschaltung berechnet. Eine tabellarische Aufstellung dazu findet sich in Anhang. Abbildung 6.13 zeigt beispielhaft den Verlauf der Wandlerspannung an den rückseitigen Piezoelementen mit Dicken von 5 mm und Radien von 1-5 mm. Es ist klar ersichtlich, dass sowohl die Amplituden als auch die Anstiegs- und Abfallzeiten für alle Geometrien nahezu identisch sind. Die Unterschiede im zeitlichen Verlauf werden durch das unterschiedliche Schwingungsverhalten der piezokeramischen Elemente verursacht. Für eine maximale Druckamplitude wird die Zeitverzögerung der Ansteuerspannungen von Vorder- zu Rückseite bei jeder Geometrie auf zeitliche Koinzidenz der ersten Maxima eingestellt.

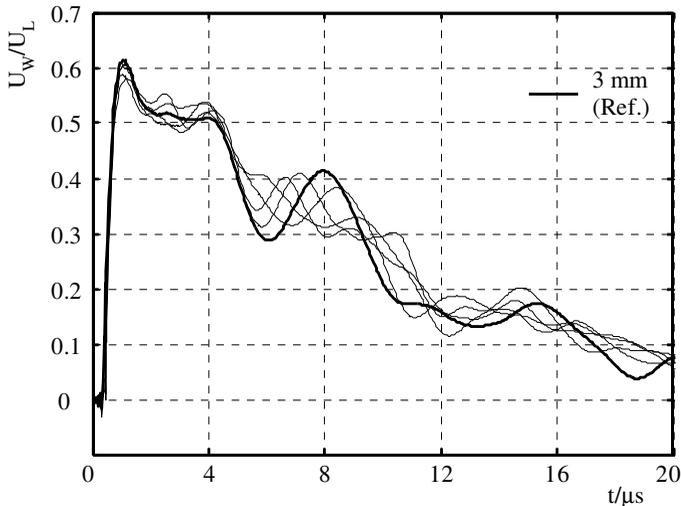


Abbildung 6.13 Simulierte Wandlerspannungen an der Rückseite für Elemente mit 5 mm Dicke und Radien von 1-5 mm (Schaltung II)

Im Folgenden wird der Einfluss der Geometrie auf die Pulsform des Drucksignals im Fokus anhand ausgewählter Ergebnisse qualitativ betrachtet. Das Simulationsergebnis für ein bestehendes System aus Abbildung 6.12 dient in den nachfolgenden Darstellungen als Referenz und ist jeweils als gestrichelte Kurve dargestellt. In allen Simulationsergebnissen ist der Fokussierungsfaktor nach (2.6) nicht berücksichtigt, da die Geometrie des Senders bei dieser Betrachtung keine Rolle spielen soll. Abbildung 6.14 zeigt das Ergebnis für eine Elementgeometrie von 3x1 bzw. 3x4 mm (Dicke x Radius). In beiden Fällen weicht die Pulsform stark von der des Referenzsignals (3x5 mm) ab. Insbesondere ergibt sich eine deutlich kleinere Pulsbreite des ersten positiven Pulses. Das Element mit 4 mm Radius erzeugt eine insgesamt größere Signalamplitude, wobei die positive Maximalamplitude gegenüber der negativen Amplitude überproportional ausgeprägt ist. In Abbildung 6.15 sind die Ergebnisse für die Geometrien 4x4 mm und 5x4 mm gezeigt. Für das Element mit 4x4 mm ergibt sich eine vergleichbare positive Druckspitzenamplitude mit einer deutlich erhöhten Zugamplitude. Auch hier ist eine Verkleinerung der Breite des positiven Pulses zu beobachten. Im Falle der Keramik mit 5x4 mm zeigt sich eine zur Referenz vergleichbare Pulsform mit einer geringfügigen Abnahme des positiven Spitzenwertes. Der Zuganteil besitzt ebenfalls eine geringere Amplitude, weist aber relativ starke Oszillationen auf.

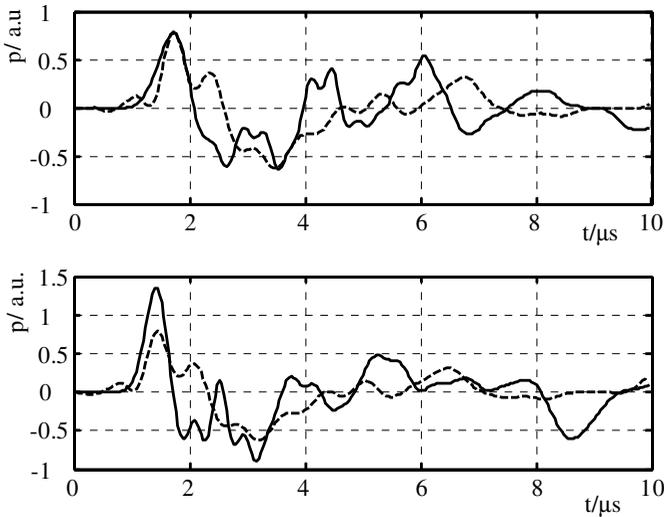


Abbildung 6.14 Simulierte Drucksignale im Fokus für die Geometrien 3x1 mm (oben) und 3x4 mm (unten) mit Ansteuerung nach Schaltung I

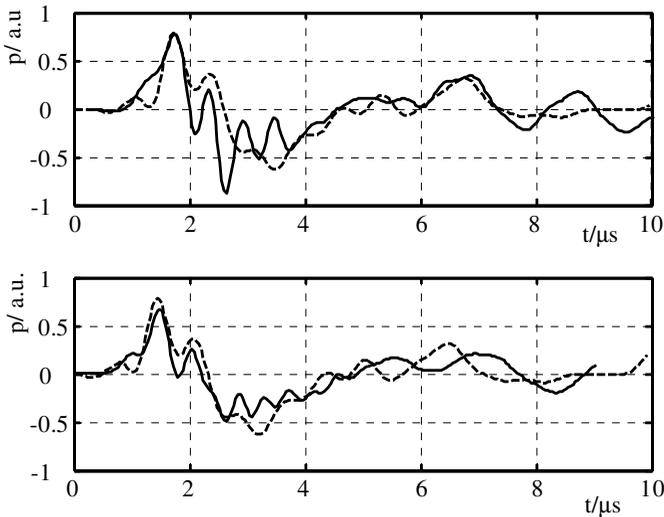


Abbildung 6.15 Simulierte Drucksignale im Fokus für die Geometrien 4x4 mm (oben) und 5x4 mm (unten) mit Ansteuerung nach Schaltung I

In den Abbildungen 6.16 und 6.17 sind die simulierten Drucksignale für die Elementgeometrien nach Abbildung 6.14 für die Schaltung II dargestellt. Generell ergibt sich für diese Beschaltung ein glatterer Verlauf der Drucksignale verglichen mit denen der Schaltung I. Insbesondere werden die Oszillationen des Zuganteils bedämpft. Auch hier ist die Breite des positiven Pulses mit der Dicke der Elemente korreliert, wie aus Abbildung 6.16 und 6.17 oben zu entnehmen ist. Die Verhältnisse der Maximal- und Minimalamplituden der Elemente mit $d=3$ mm zur Referenz (5×3 mm) sind ebenfalls vergleichbar mit den Ergebnissen der Schaltung I.

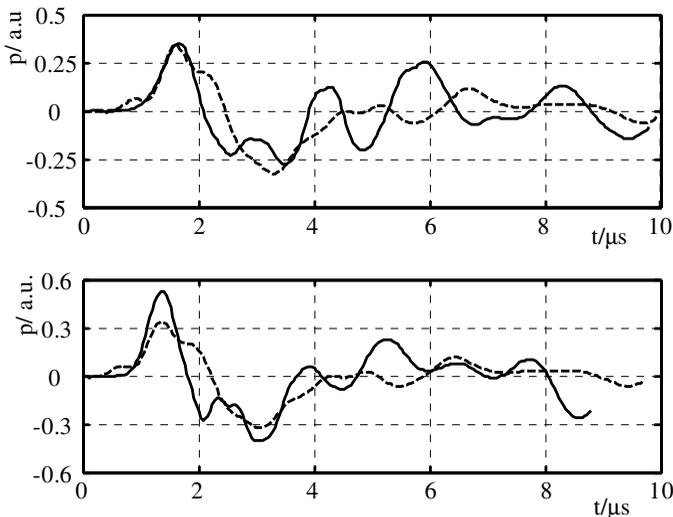


Abbildung 6.16 Simulierte Drucksignale im Fokus für die Geometrien 3×1 mm (oben) und 3×4 mm (unten) mit Ansteuerung nach Schaltung II

Die globalen Charakteristika der Pulsformen für die Geometrien 4×4 und 5×4 mm nach Abbildung 6.15 bleiben auch bei der geänderten Beschaltung erhalten, wie aus Abbildung 6.17 ersichtlich ist. Auch hier ist eine Verkleinerung der Pulsbreite abhängig von der Dicke erkennbar. Der auffälligste Unterschied sind die deutlich gedämpften Oszillationen im Drucksignal, die eindeutig auf die geänderte Schaltung zurückzuführen sind. Die Amplituden der Zuganteile sind hier durchweg geringer als bei der Referenz, während die positiven Spitzenamplituden beinahe gleich sind.

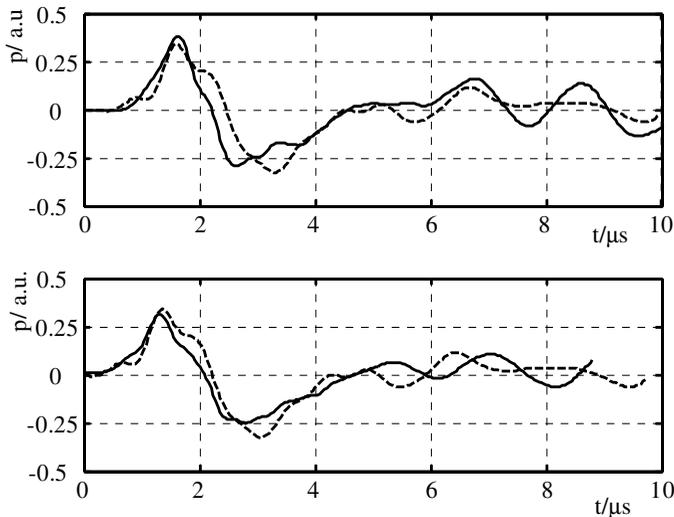


Abbildung 6.17 Simulierte Drucksignale im Fokus für die Geometrien 4x4 mm (oben) und 5x4 mm (unten) mit Ansteuerung nach Schaltung II

Diese qualitative Betrachtung zeigt, dass die Geometrie der piezokeramischen Elemente einen starken Einfluss auf die Pulsform des Drucksignals im Fokus hat. Insbesondere die Breite des positiven Pulses und der zeitliche Verlauf des Zuganteils sind von der Geometrie abhängig. Daher wird ein quantitativer Vergleich anhand ausgewählter Kenngrößen durchgeführt. Als Referenzwerte dienen die Ergebnisse für die Elementgeometrie 5x3 mm, auf die die Resultate der weiteren Geometrien bezogen sind.

- Maximale und minimale Spitzenamplitude p_+ und p_-
- Positive und gesamte Energieflussdichte des Drucksignals ED_+ und ED_{ges}
- Verhältnis der positiven zur negativen Spitzenamplitude $\frac{p_+}{p_-}$
- Verhältnis der Energieflussdichte des negativen Signalanteils zur Gesamtenergiedichte $\frac{(ED_g - ED_+)}{ED_g}$
- Breite des positiven Druckpulses

Die Auswahl dieser Größen erfolgte nach den für die unterschiedlichen Anwendungen gültigen Kriterien. Ein Maß für die Effizienz eines Senders ist die maximale Druckamplitude bei gegebener elektrischer Eingangsspannung. Der Energieinhalt des Signals ist bei vielen Anwendungen mit dem therapeutischen Erfolg korreliert, so dass auch dieser Parameter zu berücksichtigen ist. Das Auftreten von Kavitation hängt eng mit dem Zuganteil des Signals zusammen. Daher werden die maximale Zugamplitude und der Energiegehalt der Zugphase berücksichtigt. Dazu zählt noch das Verhältnis von maximaler zu minimaler Amplitude. Als weiteres Kriterium wird die Pulsbreite des ersten positiven Pulses betrachtet, die den Frequenzgehalt des Signals repräsentiert. Die nichtlineare Aufsteilung eines Drucksignals hängt sowohl vom Laufweg als auch von der Frequenz ab. Daraus folgt, dass höherfrequente Signale für die gleiche Maximalamplitude einen kürzeren Laufweg benötigen. Dadurch ist es möglich Sender mit kleineren Abmessungen zu konstruieren.

In den folgenden Ergebnisdarstellungen wird die Abhängigkeit der jeweils untersuchten Kenngröße vom Radius der piezokeramischen Elemente dargestellt. Auf der Abszisse ist der Radius des Elements aufgetragen, die jeweilige Kenngröße auf der Ordinate. Pro Diagramm sind jeweils drei Kurven für die jeweilige Dicke als Parameter aufgetragen.

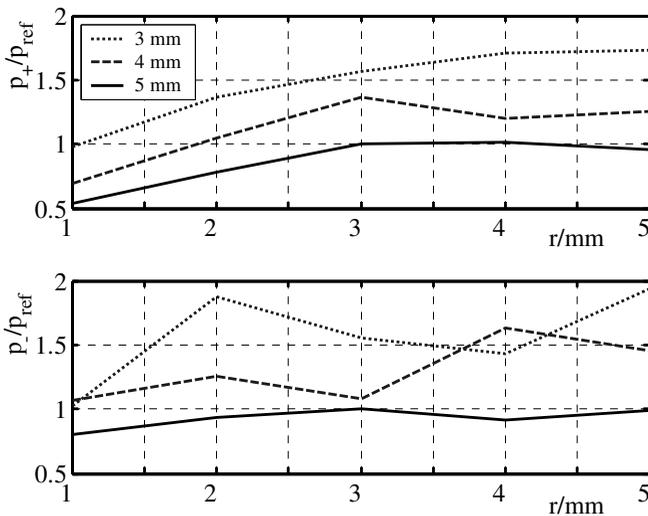


Abbildung 6.18 Maximale Druck- (oben) und Zugamplituden (unten) Schaltung I (Parameter: Dicke der Keramik)

Die Abbildungen 6.18 und 6.19 zeigen die maximalen Druck- und Zugamplituden. Es ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit der Druckamplitude von der Dicke des piezokeramischen Zylinders. Bei gleicher Amplitude der Ansteuerspannung erzeugen die dünneren piezoelektrischen Elemente eine deutlich größere Druckamplitude. Eine Vergrößerung des Elementradius führt in allen Fällen bis zu einem Wert von 3 mm ebenfalls zu einem Ansteigen der positiven Spitzenamplitude. Ein weiterer Anstieg der Amplitude ergibt sich nur für eine Dicke von 3 mm. Für die Zugamplitude ergibt sich dagegen ein differenzierteres Bild. Zwar liegen die Werte für die Elementdicken von 3 und 4 mm bei beiden Schaltungen über der Referenz, jedoch ohne Radiusabhängigkeit. Für die Schaltung I ergibt sich beispielsweise für eine Elementgeometrie von 4x3 mm eine Zugamplitude in Größenordnung der Referenz mit deutlich höherer Druckamplitude. Bei Radien größer 3 mm ist bei der Schaltung II sogar eine Abnahme der Zuganteils für die Dicken 4 und 5 mm zu verzeichnen (Abbildung 6.19 unten).

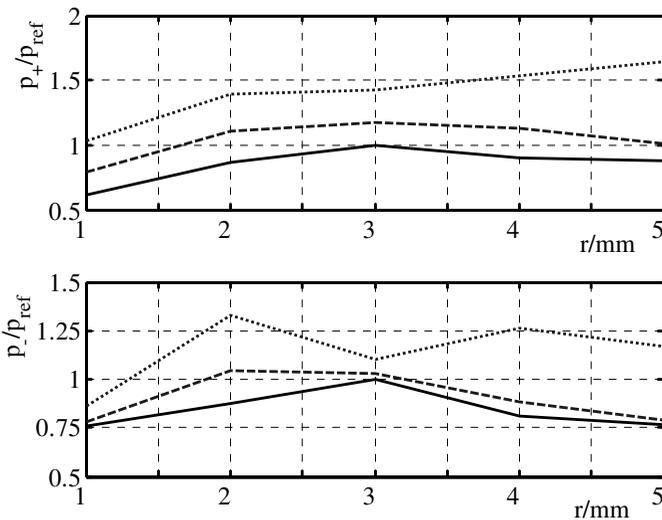


Abbildung 6.19 Maximale Druck- (oben) und Zugamplituden (unten) Schaltung II

Die Ergebnisse für die Energiedichte nach Abbildung 6.20 und 6.21 spiegeln im Wesentlichen den Trend der Ergebnisse für die Druckamplituden wieder. Auch hier ergibt sich eine klarer Anstieg mit der Dicke der Elemente sowohl für beide Energiedichten unabhängig von der Beschaltung. Für Radien größer als 3 mm zeigt sich bei der Schaltung I nur noch ein geringer Anstieg (Abbildung 6.20), bei Schaltung II sogar ein Verringerung der Werte (Abbildung 6.21).

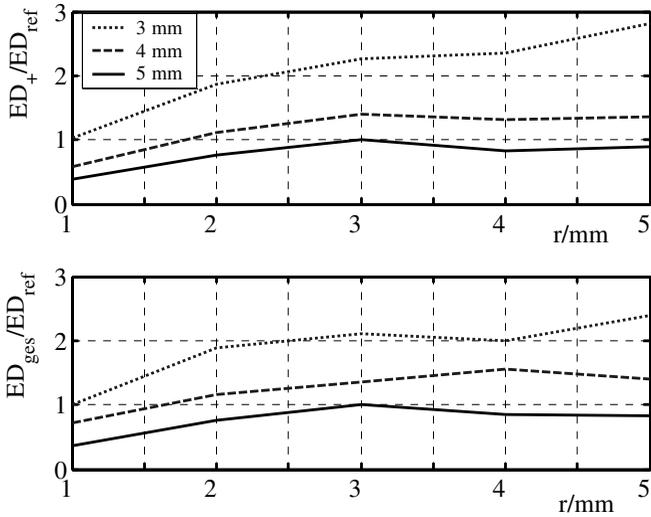


Abbildung 6.20 Positive (oben) und gesamte (unten) Energiedichte Schaltung I

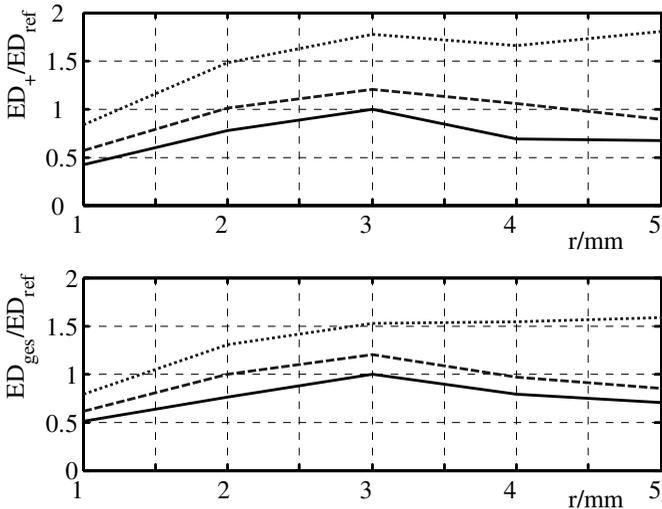


Abbildung 6.21 Positive (oben) und gesamte (unten) Energiedichte Schaltung II

Aus den bisherigen Ergebnissen zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Amplituden- und Energieparameter von der Dicke der Elemente. Eine Variation des Radius führt

dagegen ab $r=3$ mm zu keinem Anstieg der Parameter, hat aber Einfluss auf die maximalen Zugamplituden.

Abbildung 6.22 zeigt die Amplitudenverhältnisse von Druck- und Zuganteil, sowie die Energiedichte des Zuganteils für die Schaltung I. Hier zeigt sich für das Amplitudenverhältnis der Elemente mit 4 und 5 mm Dicke ein tendenzieller Anstieg zu größeren Radien hin. Für die Elemente mit 3 mm Dicke resultiert dagegen eine deutliche Vergrößerung der Zugamplitude mit zunehmendem Radius.

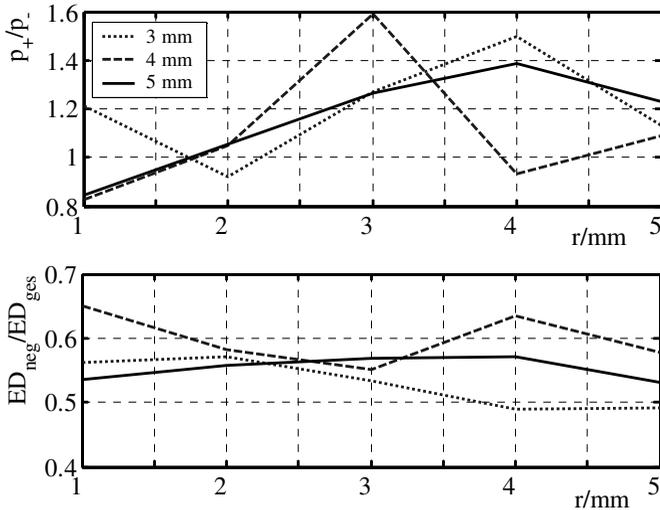


Abbildung 6.22 Verhältnis zwischen Druck- und Zugamplitude (oben) und negativ zu gesamter Energiedichte, Schaltung I

Die Energiedichte des Zuganteils variiert bei den Elementen mit 5 mm Dicke nur schwach mit dem Radius, während sich eine Abnahme bei 4 mm Dicke ergibt. Eine ähnlich eindeutige Tendenz lässt sich bei 3 mm Dicke nicht feststellen. Für die Radien 2 und 3 mm sind die Werte in der Größenordnung der anderen beiden Dicken, während sonst ein deutlich höherer Anteil der Energiedichte im Zuganteil liegt. Die Ergebnisse für die Schaltung II nach Abbildung 6.23 zeigen eine eindeutige Abhängigkeit. Das Verhältnis der positiven zur negativen Maximalamplitude steigt für alle Dicken mit zunehmendem Radius an. Bemerkenswert ist hier der geringe Unterschied zwischen den Elementen mit 3 und 4 mm Dicke. Der Energieinhalt des Zuganteils ist für die 3 mm Elemente am niedrigsten.

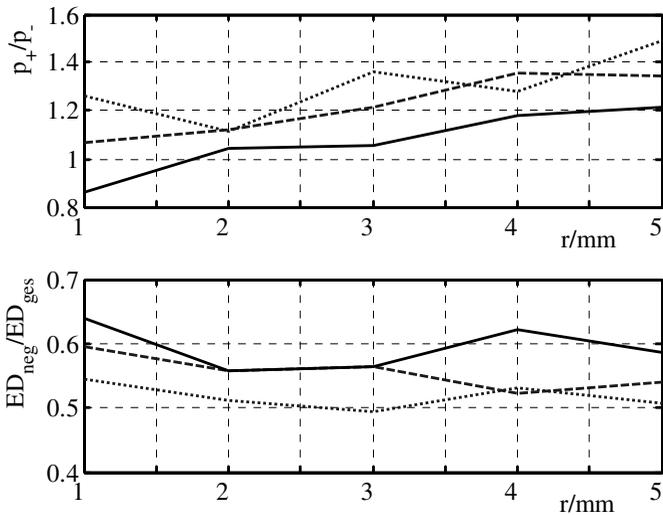


Abbildung 6.23 Verhältnis zwischen Druck- und Zugamplitude (oben) und negativer zu gesamter Energiedichte, Schaltung II

In Abbildung 6.24 ist die Abhängigkeit der Breite des ersten positiven Pulses gezeigt. Dabei ist die Pulsbreite hier als Abstand der Punkte definiert, an denen 25% der Maximalamplitude zuerst über- bzw. unterschritten werden. Für die Schaltung II ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang bei der die Pulsbreite mit zunehmender Elementdicke steigt. Eine Abhängigkeit vom Radius ist dagegen kaum festzustellen. Dieser Zusammenhang ist für die Schaltung I in dieser Eindeutigkeit nicht gegeben. Hier treten starke Änderungen abhängig von beiden Geometrieparametern auf. Die Ursache dafür ist im zeitlichen Verlauf des Drucksignals zu finden. So besteht der positive Anteil der Signale in Abbildung 6.15 aus einem Doppelpuls. Durch die Festlegung der Pulsbreite bei 25% der Spitzenamplitude ist es von der Amplitude des zweiten Pulses abhängig, ob nur der erste Puls oder beide in der Berechnung berücksichtigt werden. Nach der Übertragungsfunktion in Abbildung 6.9 besteht das Signal prinzipiell aus mehreren Pulsen.

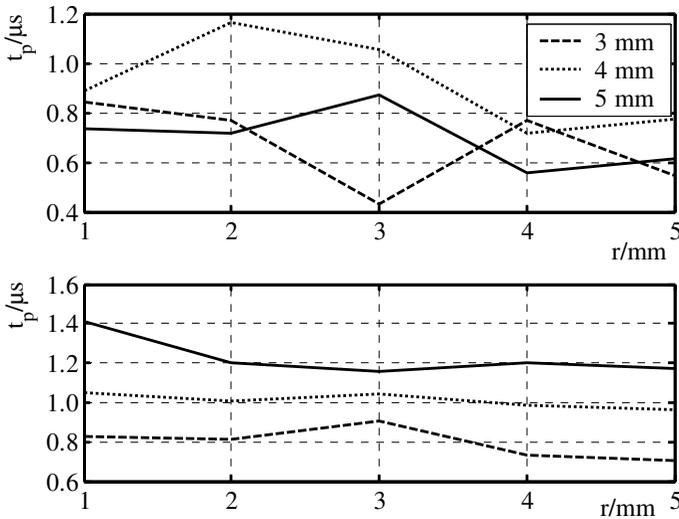


Abbildung 6.24 Pulsbreite des ersten positiven Pulses für Schaltung I (oben) und Schaltung II (unten)

Die Ergebnisse für die unterschiedlichen Geometrien zeigen, dass sich ein relativ großer Bereich relevanter Parameter abdecken lässt. Unabhängig von der gewählten Beschaltung besteht ein klarer Zusammenhang zwischen der Signalamplitude und der Dicke der Elemente. Eine Erklärung hierfür liegt darin, dass die Amplitude der Wandler-Spannung konstant gehalten wurde. Dadurch erhöht sich die maximale elektrische Feldstärke bei den Elementen mit kleinerer Dicke. Besonders der für das Auftreten von Kavitation bedeutsame Zuganteil kann durch entsprechende Wahl der Geometrie beeinflusst werden. Die Konstruktion von Schallsendern kleiner Abmessungen birgt den Nachteil, dass die Fokussierung durch die Sendergeometrie geringer ist. Hier ist es möglich durch Auswahl entsprechender Elemente diesen Nachteil zu kompensieren und Signale mit vergleichbarem Energieinhalt oder vergleichbarer Amplitude zu erzeugen. Eine konkrete Auswahl der Elementgeometrie für die Senderkonstruktion kann aber nur an den durch die Anwendung gegebenen Anforderungen orientieren.

6.3.2. Änderung der elektrischen Ansteuerung

Neben der Geometrie der Piezoelemente hat auch die Dimensionierung der elektrischen Ansteuerung Einfluss auf das erzeugte Drucksignal und die daraus abgeleiteten Parameter. Während im vorhergehenden Abschnitt unterschiedliche Geometrien bei zwei vorgegebenen Ansteuerungen untersucht wurden, soll hier der Einfluss unterschiedlich dimensionierter Ansteuerungen für drei ausgewählte Geometrien betrachtet werden. Dabei erfolgt die Auswahl anhand der Ergebnisse aus Abbildung 6.18 bis Abbildung 6.23. Neben der Referenzgeometrie 5x3 mm werden Elemente mit den Abmessungen 3x2 und 4x3 mm untersucht, da diese über alle Parameter betrachtet große Abweichungen zur Referenz aufweisen. Außerdem werden dadurch alle untersuchten Elementdicken berücksichtigt.

Die elektrische Ansteuerung wird nach Kapitel 5.1 durch folgende Parameter charakterisiert: Das Verhältnis der Lade- zur statischen Wandlerkapazität a_L , das Verhältnis der Widerstände a_r und die Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 , die beide nach (5.5) durch das Produkt $R_p C_w$ bestimmt sind. Von diesen drei freien Parametern werden im Folgenden nur a_L und die Zeitkonstante $R_p C_w$ variiert. Der Wert von a_r wird auf einen Wert von 0,15 festgelegt, der einerseits dem realisierten Ansteuerungen entspricht, andererseits nach Abbildung 4.8 zu einer hinreichend kleinen Zeitkonstante τ_2 führt. Kleinere Werte resultieren in der Praxis zu sehr kleinen Widerstandswerten ($< 1 \Omega$ für Sender großer Apertur), die nur schwer realisierbar sind. Der Wertebereich von a_L beträgt 0,5 bis 10 (11 Werte), der von $R_p C_w$ 0,5 bis 3,5 μs (7 Werte). Durch diese Auswahl wird ein sinnvoller Bereich für die Ladekapazität beschrieben, der sich auch praktisch realisieren lässt. Entsprechendes gilt auch für die Wahl der Zeitkonstante: Die Orientierung erfolgte an realisierten Lösungen nach Tabelle 5.2 und 5.3 mit einem nach oben und unten erweiterten Wertebereich.

Für jedes Wertepaar von a_L und $R_p C_w$ wird die Ansteuerspannung für die vorder- und rückseitigen piezoelektrischen Elemente berechnet, wobei die Maximalamplitude der Spannung an den Elementen auf Eins normiert wird. Aus diesen Ansteuerspannungen werden dann die Drucksignale für beide Seiten durch Faltung mit der entsprechenden Übertragungsfunktion berechnet und nachfolgend die Parameter des Drucksignals als Ergebnis ausgewertet. Die Berechnung erfolgt zunächst für beide Seiten getrennt, die Ergebnisse für das aus Vorder- und Rückseite kombinierte Signal werden aus den aufsummierten Drucksignalen erhalten. Eine konkrete Sendergeometrie wird nicht berücksichtigt, so dass die Ergebnisse repräsentativ für einen hypothetischen Sender mit gleich großen aktiven Flächen der Vorder- und Rückseite sind. Weiterhin sind die Ergebnisse auf Referenzwerte normiert, die mit den Werten der *Schaltung I* aus dem

vorigen Abschnitt berechnet wurden. Diese Normierung ermöglicht den Vergleich zu einem vorhandenen Sender.

Nachfolgend werden ausgewählte Resultate für die gesamte Energiedichte, die maximale Druckamplitude des durch das vordere Element generierten Schallpulses und die maximale Zugamplitude des durch die Rückseite generierten Schallpulses gezeigt. Die Auswahl dieser Parameter erfolgt wegen ihrer praktischen Relevanz. So wird der Energieinhalt des Signals in der ESWT als Vergleichskriterium herangezogen. Aus den bisherigen Ergebnissen wird deutlich, dass die maximale Druckamplitude des Signals im Fokus maßgeblich durch das Signal der Vorderseite beeinflusst wird, während der Verlauf des Zuganteils durch das der Rückseite bestimmt wird. In den nachfolgenden Abbildungen sind in Ordinatenrichtung das Verhältnis von Lade- zu Wandlerkapazität a_L aufgetragen, in Abszissenrichtung die Zeitkonstante $R_p C_w$. Die Ergebnisse sind als Graustufen dargestellt, wobei Zwischenwerte durch eine bilineare Interpolation gewonnen wurden. Zusätzlich sind Isokonturen für einen typischen Wert des jeweils dargestellten Parameters eingezeichnet.

In Abbildung 6.25 bis Abbildung 6.27 sind die Ergebnisse für die normierte gesamte Energiedichte der kombinierten Signale aus Vorder- und Rückseite dargestellt. Die maximal erreichbaren Werte für die Energiedichte entsprechen in guter Näherung den in Abbildung 6.20 für die Schaltung I gezeigten. So ist für Elemente mit 3x2 mm die 2-fache, für Elemente mit 4x3 mm noch die 1,5-fache Energiedichte bezogen auf die Referenz erreichbar.

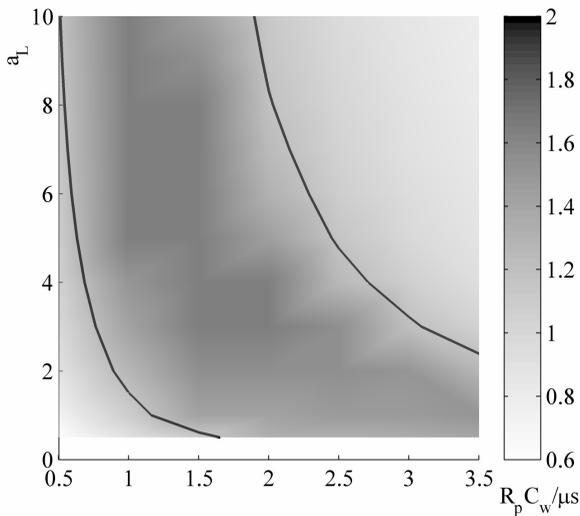


Abbildung 6.25 Normierte Gesamtenergiedichte für die Geometrie 3x2 mm (Kon-
tur: $ED_{gn}=1,6$)

Aus den eingezeichneten Isokonturen ergeben sich eindeutig abgegrenzte Wertebereiche, in denen die maximale Energiedichte erreicht wird. Aus Abbildung 6.25 ist ersichtlich, dass große Werte von a_L (Bereich von ca. 5-10) nur bei gleichzeitiger Wahl der Zeitkonstanten zwischen 1,0 und 1,5 μs zu einer maximalen Energiedichte führen. Dagegen ist für kleinere Werte von a_L der mögliche Bereich der Zeitkonstanten größer, allerdings erst ab ca. 1,5 μs . Ein vergleichbares Resultat ergibt sich nach Abbildung 6.26 für die Geometrie 4x3 mm, wenn auch mit einem geringeren Maximalwert für die Energiedichte.

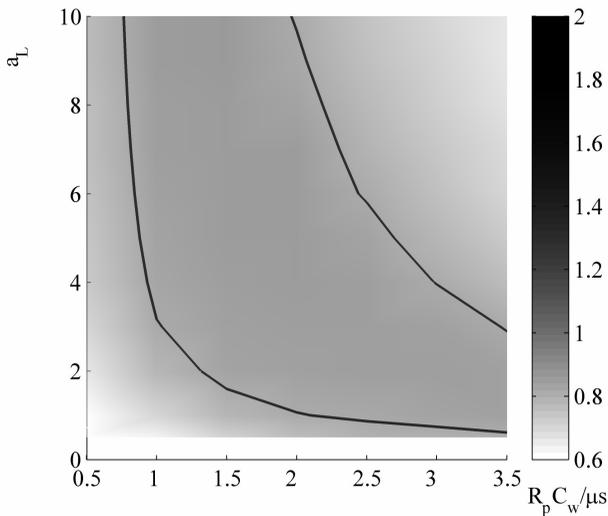


Abbildung 6.26 Normierte Gesamtenergiedichte für die Geometrie 4x3 mm (Kon-
tur: $ED_{gn}=1,1$)

Für die Geometrie 5x3 mm nach Abbildung 6.27 verschiebt sich dagegen der Bereich der maximalen Energiedichte in Richtung großer Werte von a_L und kleinerer Zeitkonstanten. Allerdings ist hier der gesamte Wertebereich der resultierenden Energiedichte deutlich kleiner, als z.B. in Abbildung 6.25 (0,5...1,2 gegenüber 0,7...2,1). Weiterhin ergeben sich in allen Fällen für zwei Extremwerte der Parameterkombination aus a_L und $R_p C_w$ relative Minima der Energiedichte, nämlich für die Kombination aus kleiner Zeitkonstante und kleinem a_L (z.B. Abbildung 6.25 links unten) und die Kombination aus großer Zeitkonstante und großem a_L (z.B. Abbildung 6.25 rechts oben).

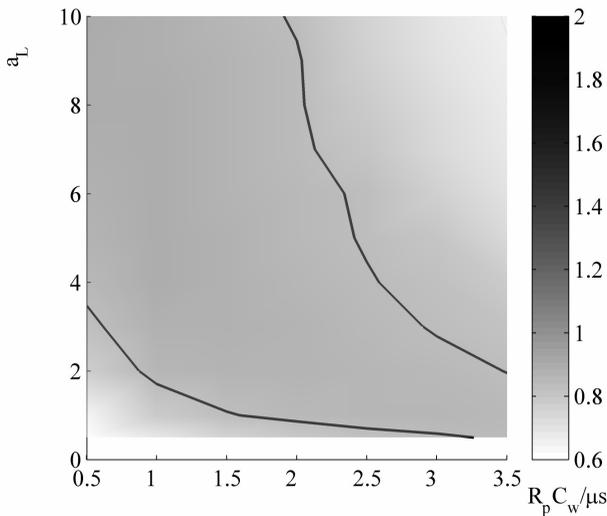


Abbildung 6.27 Normierte Gesamtenergiedichte für die Geometrie 5x3 mm (Kon-
tur: $ED_{gn}=1,1$)

Auch für die Druckamplitude der Vorderseite nach den Abbildungen 5.28 bis 5.30 ergeben sich eindeutige Bereiche in denen maximale Werte erreicht werden. Nach Abbildung 6.28 ergibt sich für die Geometrie 3x2 mm im Vergleich zur Referenz die 1,5-fache Amplitude. Der Wertebereich der Parameter in dem die Maximalamplitude auftritt ist in etwa der gleiche wie der für die gesamte Energiedichte nach Abbildung 6.25. Nur bei Werten von $a_L < 2$ und Zeitkonstanten größer als $2,5 \mu\text{s}$ ist eine Abnahme der Maximalamplitude festzustellen, während die Energiedichte nach Abbildung 6.25 noch maximale Werte aufweist. Auch bei den beiden weiteren Geometrien in Abbildung 6.29 und 6.30 sind eindeutige Bereiche maximaler Amplitude festzustellen, wobei hier für 4x3 mm das 1,4-fache und für 5x3 mm das 1,2-fache der Referenz erreichbar sind. Die Bereiche maximaler Amplitude sind auch hier bei gleichen Werten von a_L in Richtung kleinerer Zeitkonstanten gegenüber Abbildung 6.28 verschoben.

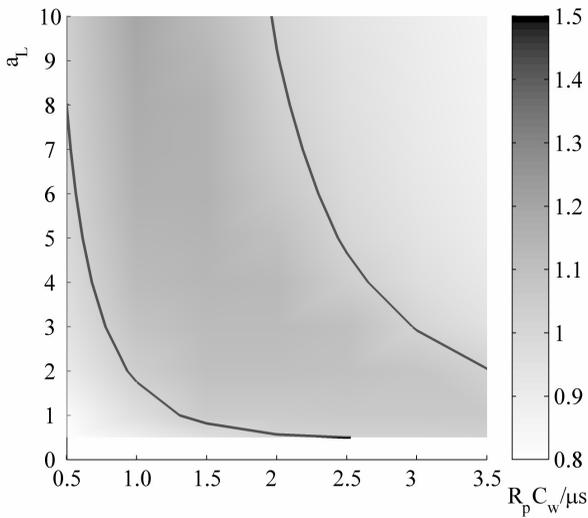


Abbildung 6.28 Normierte maximale Druckamplitude der Vorderseite für 3x2 mm
(Kontur: $p_{max,fn}=1,2$)

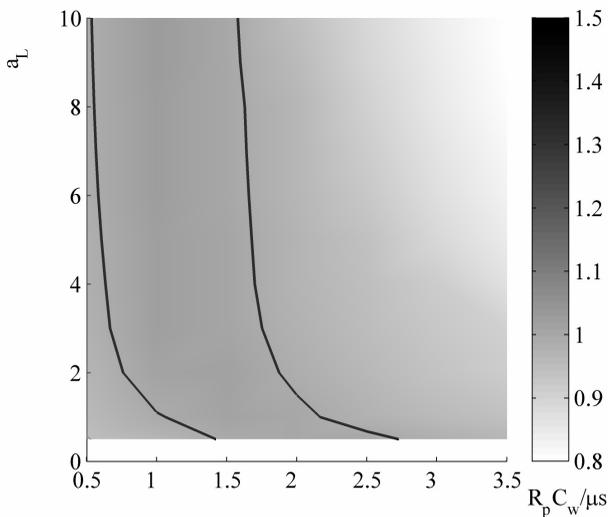


Abbildung 6.29 Normierte maximale Druckamplitude der Vorderseite für 4x3 mm
(Kontur: $p_{max,fn}=1,2$)

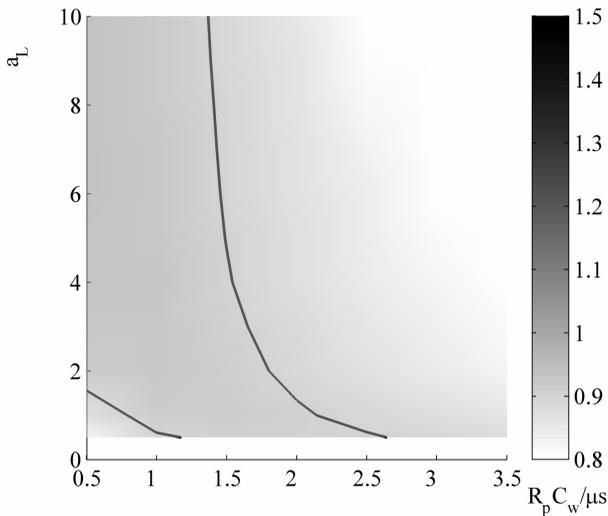


Abbildung 6.30 Normierte maximale Druckamplitude der Vorderseite für 5x3 mm
(Kontur: $p_{max,fn}=1,0$)

In den Abbildungen 6.31 bis 6.32 sind die Ergebnisse für die maximale normierte Amplitude des Zuganteils dargestellt. Es ergibt sich ein mit den vorherigen Ergebnissen vergleichbares Bild. Auch hier gibt es klar abgegrenzte Bereiche der Parameter, die zu einer maximalen Zugamplitude führen. Diese Bereiche sind allerdings weiter ausgedehnt, wie ein Vergleich zwischen Abbildung 6.31 und Abbildung 6.28 zeigt. Für die Geometrie 3x2 mm ergibt sich nach Abbildung 6.31 eine maximale Zugamplitude bis zum 1,5-fachen der Referenz für alle Werte von a_L bei Zeitkonstanten zwischen 1 und 1,5 μs . Für $a_L < 2$ und Zeitkonstanten größer als 1 μs werden ebenfalls maximale Werte erreicht.

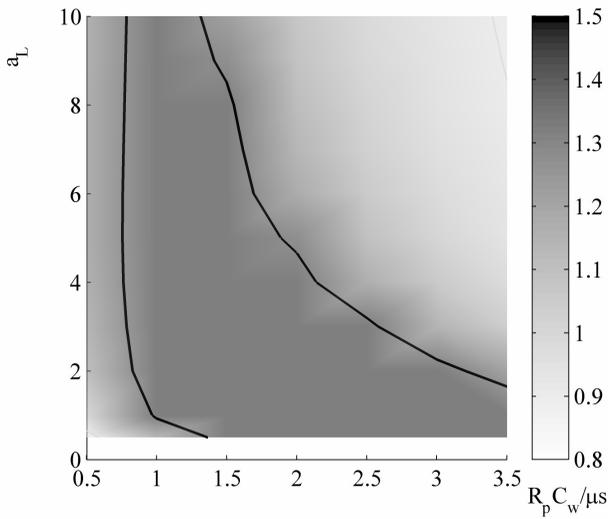


Abbildung 6.31 Normierte maximale Zugamplitude der Rückseite für 3x2 mm
(Kontur: $p_{min,bn}=1,5$)

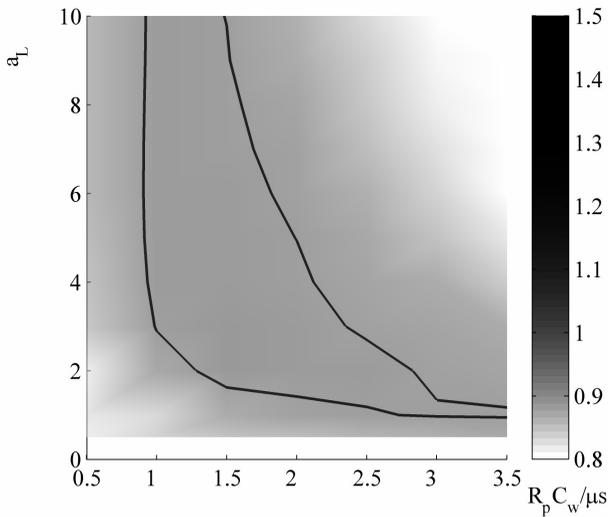


Abbildung 6.32 Normierte maximale Zugamplitude der Rückseite für 4x3 mm
(Kontur: $p_{min,bn}=1,0$)

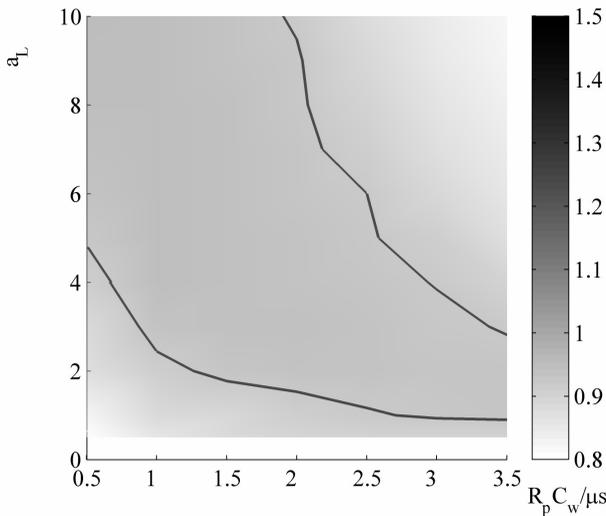


Abbildung 6.33 Normierte maximale Zugamplitude der Rückseite für 5x3 mm
(Kontur: $p_{min,bn}=1,05$)

Die Ergebnisse für die beiden weiteren Geometrien in Abbildung 6.32 und 6.33 sind mit den vorherigen vergleichbar. In beiden Fällen ergibt sich eine maximal 1,2-fache Amplitude des Zuganteils bezogen auf die Referenz. Der Parameterbereich für die Maximalamplitude ist ähnlich den Ergebnissen zur positiven Amplitude in Richtung kleinerer Zeitkonstanten und größeren Werten von a_L verschoben.

Aus den hier dargestellten Ergebnissen zum Einfluss der Schaltungsparameter auf das im Fokus erhaltene Drucksignal können für das praktische Design von Sendern einige Schlussfolgerungen abgeleitet werden. Für ein optimales Signal im Sinne einer möglichst hohen Maximalamplitude und damit verbundenen hohen Energiedichte ist nur ein eingeschränkter Bereich für die Schaltungsdimensionierung nutzbar. Gleichzeitig ist dieser Bereich von der Geometrie der verwendeten Piezoelemente abhängig. Diesem Aspekt ist bislang nur wenig Aufmerksamkeit zuteil geworden. Innerhalb dieses Bereiches gibt es aber durchaus Wahlmöglichkeiten, wie die Voranstehenden Ergebnisse zeigen. Dadurch ist es möglich in Verbindung mit den in Kapitel 4 dargestellten Zusammenhängen eine Ansteuerung zu entwerfen, die entsprechende Anforderungen erfüllt. Ein weiteres Ziel des Senderdesigns könnte die Beeinflussung der Kavitation sein. Diese geht einher mit der Amplitude und der Signalform des Zuganteils, wofür bei den hier betrachteten Sendern das von der Rückseite generierte Signal wesentlich

verantwortlich ist. Mit den hier erzielten Ergebnissen ist es nun möglich für die Vorder- und Rückseite unterschiedliche Ansteuerschaltungen zu dimensionieren. Dadurch würde sich zwar auch eine Einbusse in der maximalen positiven Amplitude des Gesamtsystems ergeben, gegenüber bestehenden Systemen jedoch eine Verbesserung. Aufgrund der Vielzahl an freien Parametern kann hier keine in allen Belangen optimale Lösung angegeben werden, sondern nur der Bereich möglicher Realisierungen aufgezeigt werden. Ein optimales Senderdesign kann nur anhand der durch die konkrete Anwendung vorgegebenen Randbedingungen erfolgen.

6.3.3. Auswirkung der nichtlinearen Ausbreitung

Die in den beiden vorangegangenen Abschnitten gezeigten Ergebnisse zum Einfluss der Elementgeometrie und der elektrischen Ansteuerung auf das Drucksignal im Fokus gelten im Falle linearer Ausbreitungsverhältnisse. Da in der Praxis aber nichtlineare Ausbreitungseffekte einen großen Einfluss auf das Signal im Fokus haben, ist eine Überprüfung der getroffenen Aussagen an einem Beispiel notwendig. Insbesondere ist abzuklären, ob sich die Änderungen der Kenngrößen auch im Falle nichtlinearer Ausbreitung bestätigen. Zur Anwendung kommt dabei das am IHE entwickelte numerische Verfahren zur Berechnung der nichtlinearen Ausbreitung [Ste98], [GLS+02]. Als Eingangsdaten für diese Simulation werden Drucksignale an der Senderoberfläche benötigt, die aus dem hier vorgestellten Verfahren gewonnen werden.

Der erste betrachtete Fall ist das Modell des bereits bekannten ESWT-Senders FB10, der mit Piezokeramiken 5x3 mm bestückt ist und als Referenz dient. Dazu wird ein hypothetischer Sender gleicher Geometrie verglichen, der mit Keramiken der Abmessungen 3x2 mm bestückt ist. Die Auswahl dieser Keramikgeometrie erfolgte nach den Ergebnissen aus Kapitel 6.3.1, da hier die größte Abweichung der Druckpulsparameter zur Referenz prognostiziert wurde.

Neben der Keramikgeometrie müssen noch die Parameter der elektrischen Ansteuerung festgelegt werden. Für den Referenzsender wurden die Daten aus Tabelle 5.2 verwendet. Die Auswahl der Schaltungsparameter für den zweiten Sender erfolgt nach den Ergebnissen aus Kapitel 6.3.2 gemäß folgenden Kriterien. Einerseits soll eine möglichst große Energiedichte erreicht werden, andererseits aber auch ein möglichst geringer Zuganteil. Die positive Maximalamplitude geht wesentlich in die Energiedichte ein und wird maßgeblich durch das Signal der Vorderseite des Senders erzeugt. Aus den Ergebnissen nach den Abbildungen 6.25 und 6.28 werden so die Werte $a_L=9$ und $R_p C_w=1,7 \mu\text{s}$ ermittelt. Die maximale Amplitude des Zuganteils wird dagegen durch das Signal der Rückseite bestimmt. Hier sollte ein möglichst niedriger Wert

erreicht werden, allerdings ohne die Gesamtamplitude des Signals zu stark zu verringern. Ein Kompromiss stellen hier die Werte $a_L=8$ und $R_p C_w=2,25 \mu\text{s}$ nach Abbildung 6.31 dar. Mit diesen Parametern sind dann entsprechende Ansteuerspannungen berechnet worden. Die Drucksignale für beide Seiten des Senders sind daraufhin durch Faltung mit den entsprechenden simulierten Übertragungsfunktionen berechnet worden. Eine Superposition beider Signale liefert das Eingangssignal nach Abbildung 6.34.

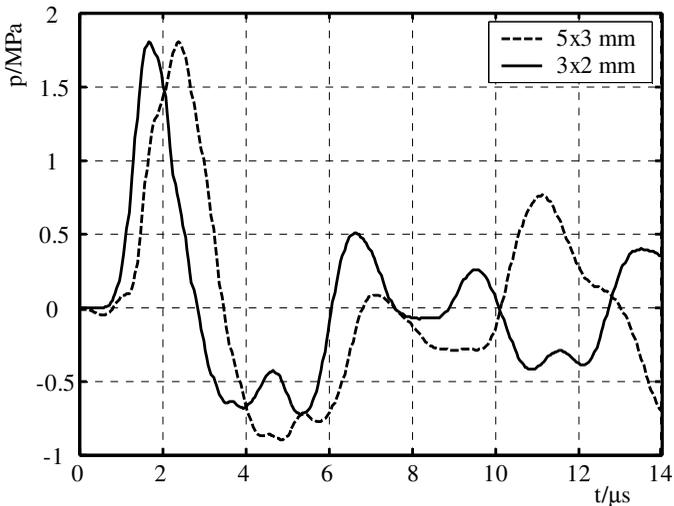


Abbildung 6.34 Drucksignale an der Senderoberfläche für die nichtlineare Ausbreitungssimulation

Als Maximalamplitude wurde ein Wert gewählt, der einer mittleren Intensitätsstufe eines Therapiegerätes entspricht. Beide Signale besitzen identische Maximalamplituden, um nur den Einfluss der Elementgeometrie und der Beschaltung zu untersuchen und nicht den einer höheren Gesamtamplitude des Signals. Nach den Ergebnissen aus Abbildung 6.18 ist bei Elementen mit 3 mm Dicke bei gleicher Spitzenamplitude der Ansteuerspannung eine höhere Spitzenamplitude gegenüber den Elementen mit 5 mm Dicke zu erwarten. Unter der Voraussetzung gleicher Anfangsamplituden des Druckpulses folgt daraus eine niedrigere Spannungsamplitude im Fall der Geometrie 3x2 mm.

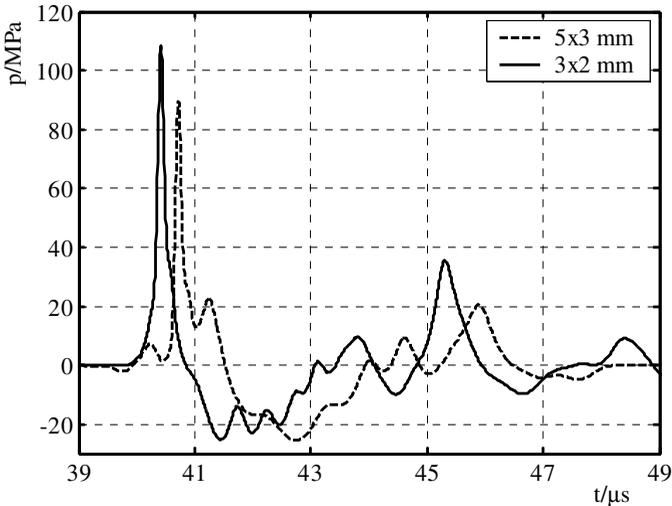


Abbildung 6.35 Simulierte Drucksignale im akustischen Fokus

In Abbildung 6.35 sind die sich aus der nichtlinearen Simulation ergebenden Drucksignale im Fokus dargestellt. Es zeigt sich für die Geometrie 3x2 mm eine signifikant höhere positive Spitzenamplitude, während die Amplituden der Zuganteile nahezu identisch sind. Die Breite des positiven Pulses ist ebenfalls deutlich kleiner als die des Referenzsignals. Eine quantitative Analyse liefert die Auswertung der Kenngrößen in Tabelle 6.1. Hier ergeben sich neben einer signifikanten Steigerung der Druckamplituden erhebliche Unterschiede in den Energiedichten mit einer Erhöhung der Gesamtenergiedichte um beinahe 25%. Dadurch, dass eine niedrigere Maximalamplitude der ansteuernden Spannung benötigt wird, erhöht sich zusätzlich die Effizienz des Senders.

Tabelle 6.1 Kenngrößen der Drucksignale

Sender/Parameter	p_{\max} / MPa	$ p_{\min} $ / MPa	ED_+ / mJ/mm ²	ED_{ges} / mJ/mm ²
3x2 mm	108,0	25,6	0,95	1,43
5x3 mm	89,7	25,2	0,68	1,15
rel. Änderung	+20,4%	+1,6%	+39,7%	+24,3%

Die Ergebnisse der nichtlinearen Rechnung bestätigen die Aussagen, die mit der linearen Abschätzung getroffen werden. Es ist durch gezielte Wahl der piezokeramischen Elemente und der elektrischen Ansteuerung möglich, Sender mit verbesserten Eigenschaften gegenüber bestehenden Systemen zu entwerfen. Auch damit ist gezeigt, dass das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren in der Lage ist, die Kernkomponenten ei Therapiesystems mit großer Genauigkeit zu simulieren.

7. Zusammenfassung

Fokussierende piezoelektrische Sender zur Erzeugung von Ultraschallimpulsen hoher Amplituden werden in mehreren therapeutischen Anwendungen eingesetzt. Die beiden wichtigsten sind die Lithotripsie von Steinen im Körper und die Stoßwellentherapie orthopädischer Erkrankungen. Obwohl diese Therapien entweder längst etabliert oder in der klinischen Erprobung sind, bleiben einige Fragestellungen zu den Wirkmechanismen Gegenstand aktueller Forschung. Insbesondere dem positiven oder negativen Einfluss der Kavitation und den grundlegenden Mechanismen der Steinertrümmerung wird besondere Beachtung geschenkt. Diese Effekte haben ihre unmittelbare Ursache im zeitlichen Verlauf des Schallpulses in der Fokusregion. Für die nichtlineare Ausbreitung von US-Impulsen hoher Amplitude existieren bereits realitätsnahe Simulationsmodelle. Allerdings benötigen diese realistische Randbedingungen für das von einem Sender abgestrahlte Signal. Für den Entwurf eines US-Therapiesystems ist es freilich wünschenswert, dass bereits vor dem Bau von Prototypen Aussagen über das zu erwartende Schallsignal getroffen werden können. Das Ziel der Geräteentwicklung sollte ein der jeweiligen Therapie angepasstes effizientes System mit möglichst geringen Nebenwirkungen sein. Unter den möglichen Sendertechnologien zeichnen sich piezoelektrische Sender durch ihre Flexibilität in Bezug auf die erzeugbaren Schallpulse aus. Sie sind daher prinzipiell am ehesten geeignet, sowohl an unterschiedliche Erfordernisse in der therapeutischen Anwendung angepasst zu werden, als auch als vielseitige Schallquelle für Grundlagenuntersuchungen zu dienen.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Systemmodell liefert erstmals eine Beschreibung für piezoelektrische Sender zur Erzeugung hochintensiver Schallpulse in dem sowohl die elektrische Ansteuerung als auch das Schwingungsverhalten des Senders integriert sind. Durch die Charakterisierung des Senders mit einer elektroakustischen Übertragungsfunktion ist es möglich schnell und effizient den Einfluss unterschiedlicher elektrischer Ansteuerungen sowohl auf das abgestrahlte Signal, als auch auf das Signal im Fokus in linearer Näherung zu untersuchen.

Die in Kapitel 2 vorgestellten Sender bestehen aus bis zu mehreren tausend einzelnen zylindrischen piezoelektrischen Keramiken, die auf einer sphärischen Aluminiumkalotte aufgebracht und in Epoxidharz vergossen sind. Als neuere Entwicklung werden Sender mit zwei Lagen piezokeramischer Elemente beiderseits der Kalotte beschrie-

ben, die eine höhere Schalldruckamplitude abstrahlen können. Dadurch ist es möglich, Sender mit kleineren Abmessungen und vergleichbarem Schallfeld zu fertigen. Die elektrische Ansteuerung erfolgt durch eine Hochspannungskondensatorentladung, wobei doppellagige Sender durch zwei zeitlich versetzte Impulse angesteuert werden. Der Zeitversatz ist so gewählt, dass die ersten Maxima der erzeugten Schallpulse koinzidieren. Die erzeugten Schallpulse im akustischen Fokus bestehen im Wesentlichen aus einem Druckpuls von etwa $1\text{-}2\ \mu\text{s}$ Breite mit einer nachfolgenden Zugphase etwa doppelter Breite.

Eine kritische Betrachtung einfacher analytischer eindimensionaler Modelle piezoelektrischer Sender in Kapitel 3 liefert zwar Beiträge zum grundlegenden Verständnis der Funktionsweise, zeigt aber auch die Grenzen dieser Modelle auf. Eine realitätsnahe Beschreibung der hier betrachteten Sender basierend auf analytischen Modellen ist aufgrund des komplexen mechanischen Aufbaus nicht möglich.

Eine realistische Simulation gelingt aber numerisch mit der Finite Elemente Methode im Zeitbereich, die in Kapitel 4 vorgestellt wird. Dabei müssen sowohl die mechanischen und elektrischen Eigenschaften der piezoelektrischen Keramiken berücksichtigt werden, als auch die Abstrahlung einer akustischen Welle in ein fluides Ausbreitungsmedium. Dazu wird das Programmpaket *CAPA* verwendet, das diese Eigenschaften besitzt. Ein rotationssymmetrisches Modell eines Keramikelements zeigt das komplexe Schwingungsverhalten der Keramikzylinder bei transienter Anregung. Dabei treten sowohl axiale als auch radiale Komponenten der Auslenkung auf, so dass eine eindimensionale Näherung keine wirklichkeitsgetreuen Ergebnisse liefern kann. Durch die Erweiterung auf ein dreidimensionales Modell ist es möglich, den Einfluss benachbarter Keramikelemente zu integrieren. Die großen Abmessungen der Sender machen es aber unmöglich, einen kompletten Sender zu simulieren. Durch Ausnutzen von Symmetrien, die sich durch die hexagonale Anordnung der Keramiken ergeben, ist es möglich das Simulationsmodell auf eine zur Berechnung geeignete Größe zu reduzieren. Aufgrund der schwachen Krümmung der Sender wurde zusätzlich ein unendlich ausgedehnter ebener Sender angenommen. Die Simulationsergebnisse für die mechanische Auslenkung eines einlagigen Senders zeigen eine inhomogene Bewegung der abstrahlenden Oberfläche, die nah am Sender ein ebenso räumlich variables Schallfeld ergibt. In einer größeren Entfernung vom Sender bildet sich dagegen eine nahezu ebene Wellenfront aus. Der Vergleich mit Messungen an ebenen und fokussierenden Testsendern liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation. Auch das Schwingungsverhalten doppellagiger Senderstrukturen mit direkt übereinander platzierten piezoelektrischen Elementen ist simuliert worden und liefert Ergebnisse in vergleichbarer Qualität. Die Simulation einer Senderstruktur bei der die vorder- und

rückseitigen piezoelektrischen Elemente gegeneinander versetzt sind, ergab keine Unterschiede im Schwingungsverhalten und in den erzeugten Schallpulsen. Dieses Ergebnis ist für die Produktion von Sendern von großer Relevanz, da das Positionieren der einzelnen Keramikelemente vereinfacht wird.

Zur vollständigen Beschreibung gehört die Simulation der elektrischen Ansteuerung des Senders, die in Kapitel 5 vorgestellt wurde. Eine Analyse des elektrischen Netzwerks liefert dabei wichtige Parameter zur Auslegung der Ansteuerschaltung. Zur Berechnung wird dabei die elektrische Eingangsimpedanz des Senders benötigt, die aus der FEM-Simulation gewonnen wird. Auch für doppelagige Sender gelingt eine realistische Berechnung der Eingangsspannungen des Senders. Dabei muss die elektromechanische Kopplung zwischen den einzelnen Lagen berücksichtigt werden. Die Simulationsergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen, die durch die Berücksichtigung nichtidealer Eigenschaften der Bauelemente weiter verbessert wird.

Die Integration der in den Kapiteln 4 und 5 erzielten Ergebnisse zu einer Beschreibung des Gesamtsystems wird in Kapitel 6 vollzogen. Aus den Ergebnissen der Berechnungen und Messungen zur Schallausbreitung geht klar hervor, dass sich ab einer Entfernung von ca. 50 mm von der Senderoberfläche eine quasi ebene Wellenfront ausbildet. Damit ist eine Charakterisierung des Senders mit einer elektroakustischen Übertragungsfunktion möglich. Diese wird aus den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit speziellen Eingangssignalen berechnet. Zur Anwendung kommen dabei Verfahren zur Systemidentifikation im Zeit- und Frequenzbereich. Der klare Vorteil dieser Beschreibung ist die einfache Berechnung des Schallsignals an der Senderoberfläche und im Fokus unter linearen Ausbreitungsverhältnissen durch Faltung einer beliebigen Eingangsspannung mit der Übertragungsfunktion. Der Vergleich der so berechneten Schallpulse mit gemessenen Signalen liefert hier eine hervorragende Übereinstimmung sowohl für einlagige als auch für doppelagige Sender. Um die Einsatzmöglichkeiten dieses Verfahrens aufzuzeigen wurde eine Parameterstudie für doppelagige Sender durchgeführt in der die Geometrie der piezokeramischen Elemente variiert wurde, um den Einfluss auf das Drucksignal im Fokus zu untersuchen. Es zeigt sich dabei, dass sowohl die erreichbare Amplitude, als auch die Form des Druckpulses variieren. Insbesondere der Zuganteil des Signals zeigt große Änderungen. Die Auswertung anhand therapierelevanter Parameter zeigt, dass gegenüber bestehenden Systemen noch ein großes Optimierungspotential besteht. Weiterhin ist der Einfluss der elektrischen Ansteuerung auf ausgewählte Signalparameter untersucht worden. Es ergibt sich dabei, dass für eine optimale Ansteuerung im Sinne maximal möglicher Parameterwerte, wie beispielsweise der Energiedichte, nur eingeschränkte Bereiche der Bauteilwerte zu-

lässig sind. Die durch eine lineare Berechnung des Drucksignals gewonnenen Erkenntnisse werden anhand einer nichtlinearen Ausbreitungssimulation überprüft. Der Vergleich eines bestehenden Senders mit einem Sender mit modifizierter Geometrie der piezokeramischen Elemente und einer modifizierten elektrischen Ansteuerung zeigt, dass der modifizierte Sender deutlich effizienter ist. Die Beurteilung erfolgte auch hier an ausgewählten Parametern.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Berechnungsverfahren für piezoelektrische Schallsender zur Erzeugung hochintensiver Ultraschallimpulse liefert einen wertvollen Beitrag zum Design zukünftiger Geräte. Mit dieser Methodik ist es nun erstmals ohne zeit- und kostenintensive experimentelle Untersuchungen möglich Geräte auf therapeutische Erfordernisse anzupassen und zu optimieren.

Literaturverzeichnis

- [AC99] AVERKIOU, M. A.; CLEVELAND, R. O.: *Modeling of an electrohydraulic lithotripter with the KZK equation* In: Journal of the Acoustical Society of America, 106. (1999), H. 1, S. 102-112.
- [ADS+04] AUERSPERG, V.; DOROTKA, R.; SABETTI-ASCHRAF, M. : *Extrakorporale Stoßwellentherapie (ESWT) aus orthopädischer und traumatologischer Sicht* In: Journal für Mineralstoffwechsel, 11. (2004), H. 4, S. 19-28.
- [AMW+97] ABOUD, N.; MOULD, J.; WOJCIK, G. u.a: *Thermal generation, diffusion and dissipation in 1-3 piezocomposite sonar transducers: finite element analysis and experimental measurements* Aus: 1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1997. S. 895-900.
- [AOL04] ARORA, M.; OHL, C. D.; LIEBLER, M.: *Characterization and modification of cavitation pattern in shock wave lithotripsy* In: Journal of Physics: Conference Series, 2004, H. 1, S. 155-160.
- [AWV+98] ABOUD, N. N.; WOJCIK, G.; VAUGHAN, D. : *Finite Element Modeling for Ultrasonic Transducers* Aus: Shung, K. (Hrsg.): Proc. SPIE Int. Symposium of Medical Imaging 1998 San Diego 1998. S. 1-10.
- [Bal01] BALLATO, A.: *Modeling piezoelectric and piezomagnetic devices and structures via equivalent networks* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 48. (2001), H. 5, S. 1189-1240.
- [Bat86] BATHE, K.-J.: *Finite-Elemente-Methoden* Berlin, Heidelberg, New York u.a. (Springer) 1986.
- [BBC+98] BAILEY, M.R.; BLACKSTOCK, D.T.; CLEVELAND, R. O. : *Comparison of electrohydraulic lithotripters with rigid and pressure-release ellipsoidal reflectors I. Acoustic fields* In: Journal of the Acoustical Society of America, 104. (1998), H. 4, S. 2517-2524.
- [BBC+99] BAILEY, M. R.; BALCKSTOCK, D. T.; CLEVELAND, R. O.: *Comparison of electrohydraulic lithotripters with rigid and pressure-release ellipsoidal reflectors II. Cavitation fields* In: Journal of the Acoustical Society of America, 106. (1999), H. 2, S. 1149-1160.
- [BCJ64] BERLINCOURT, D. A.; CURRAN, D. R.; JAFFE, H.: *Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function in Transducers* Aus: Mason, W.P. (Hrsg.): Physical Acoustics. Principles and Methods Vol. 1A New York, London (Academic Press) 1964. S. 169-270.
- [Beh01] *Fast High Voltage Solid State Switches* Produktkatalog der Fa. Behlke Electronic GmbH, Am Auernberg 4, 61476 Kronberg, 2001
- [BGC02] BIRER, A.; GHOHESTANI, M.; CATHIGNOL, D.: *Compact Self Focusing Piezoelectric Generator using Electrically Pre-Stressed Transducer for Strong*

- Sound Pulses in Therapy* Aus: 2002 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2002. S. 1249-1252.
- [BGC04] BIRER, A.; GHOHESTANI, M.; CATHIGNOL, D.: *Generation of Higher Pressure Pulses at the Surface of Piezo-Composite Materials Using Electrical Pre-Strain* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 51. (2004), H. 7, S. 879-886.
- [BGS+01] BIRER, A.; GHOHESTANI, M.; SFERRUZZA, J.-P. : *Generation of very high pressure pulses at the surface of piezocomposite materials using electrical pre-stress* Aus: 2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2001. S. 1165-1168.
- [BH95] BENNETT, J., HAYWARD, G.: *Design of monolithic 1-3 piezocomposite ultrasonic arrays using finite element modelling* Aus: 1995 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1995. S. 925-928.
- [BKS+03] BAILEY, M. R.; KHOKLOVA, V. A.; SAPOZHNIKOV, O. A. : *Physical Mechanisms of the Therapeutic Effect of Ultrasound (A Review)* In: Acoustical Physics, 49. (2003), H. 4, S. 369-388.
- [Bri91] BRISSAUD, M.: *Characterization of piezoceramics* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 38. (1991), H. 6, S. 603-617.
- [BtHR+94] BARNETT, S. B.; TER HAAR, G.; RIDDLER, S.: *Current status of research on biophysical effects of ultrasound* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 20. (1994), S. 211-219.
- [BW76] BATHE, K.-J.; WILSON, E. L.: *Numerical Methods in Finite Element Analysis* Englewood Cliffs (Prentice-Hall) 1976.
- [CB94] CATHIGNOL, D.; BIRER, A.: *Beam Steering of Shock Waves using 30 cm Diameter Bidimensional Array* Aus: 1994 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1994. S. 1801-1804.
- [CBN+95] CATHIGNOL, D.; BIRER, A.; NACHEF, S. : *Electronic beam steering of shock waves* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 23. (1995), S. 365-377.
- [CBS80] CHAUSSY, C.; BRENDEL, W.; SCHMIEDT, E.: *Extracorporeally induced destruction of kidney stones by shock waves* In: Lancet, 1980, H. 2, S. 1265.
- [Chu89] CHURCH, C. C.: *A theoretical study of cavitation generated by an extracorporeal shock wave lithotripter* In: Journal of the Acoustical Society of America, 86. (1989), H. 1, S. 215-227.
- [Cob95] COBO, P.: *Application of shaping deconvolution to the generation of arbitrary acoustic pulses with conventional sonar transducers* In: Journal of Sound and Vibration, 188. (1995), H. 1, S. 131-144.
- [Cru88] CRUM, L.: *Cavitation microjets as a contributory mechanism for renal calculi disintegration in ESWL* In: Journal of Urology, 140. (1988), S. 1587-1590.
- [CS05] CLEVELAND, R. O.; SAPOZHNIKOV, O. A.: *Modeling elastic wave propagation in kidney stones with application to shock wave lithotripsy* In: Journal of the Acoustical Society of America, 118. (2005), H. 4, S. 2667-2676.

- [CS93] COLEMAN, A.J.; SAUNDERS, J. E.: *A review of the physical properties and biological effects of the high amplitude acoustic fields used in extracorporeal lithotripsy* In: *Ultrasonics*, 31. (1993), H. 2, S. 75-89.
- [CT04] CLEVELAND, R. O; TELLO, J. S.: *Effect of the diameter and the sound speed of a kidney stone on the acoustic field induced by shock waves* In: *Acoustic Research letters online*, 5. (2004), H. 2, S. 37-43.
- [CTB+98] CATHIGNOL, D.; TAVAKKOLI, J.; BIRER, A. : *Comparison between the effects of cavitation induced by two different pressure-time shock waveform pulses* In: *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 45. (1998), H. 3, S. 788-799.
- [CVV94] CHIN, L.C; VARADAN, V.V.; VARADAN, V.K.: *Hybrid finite element formulation for periodic piezoelectric arrays subjected to fluid loading* In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 37. (1994), S. 2987-3003.
- [De102] DELIUS, M.: *Extracorporeal Shock Waves: Bioeffects and Mechanisms of Action* Aus: Srivastava, R. C. u.a. (Hrsg.): *Shock Focussing Effect in Medical Science and Sonoluminescence* Berlin, Heidelberg, New York (Springer) 2002. S. 211-223.
- [De194] DELIUS, M.: *Medical Applications and Bioeffects of Extracorporeal Shock Waves* In: *Shock Waves*, 4. (1994), S. 55-72.
- [DKB+00] DREYER, T.; KRAUSS, W.; RIEDLINGER, R. E. : *Investigations of compact self focusing transducers using stacked piezoelectric elements for strong sound pulses in therapy* Aus: 2000 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2000. S. 1239-1242.
- [DR01] DREYER, T.; RIEDLINGER, R. E.: *Modeling of Piezoceramic Composite Transducer Structures Generating Strong Sound Pulses in Therapy* Aus: 2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2001.S. 1027-1030.
- [DR99] DREYER, T.; RIEDLINGER, R. E.: *Transient Response of Cylindrical Piezoceramics Used in Self Focusing Transducers for Therapy* Aus: 1999 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1999. S. 1245-1248.
- [DRB+01] DREYER, T.; RIEDLINGER, R. E.; BAUER, E. : *Compact piezoelectric transducers for lithotripsy* In: *Journal of the Acoustical Society of America*, 109. (2001), H. 5 Pt. 2, S. 2482.
- [DRL+01] DREYER, T.; RIEDLINGER, R. E.; LIEBLER, M. : *Physikalische Wirkungsmechanismen von Hochenergetischem Puls-Ultraschall zur Behandlung von Geweben* In: *Ultraschall in der Medizin*, 22. (2001), S. 152-153.
- [DRS98b] DREYER, T.; RIEDLINGER, R. E.; STEIGER, E.: *Experiments on the relation of shock wave parameters to stone disintegration* Aus: Kuhl, P., Crum, L. (Hrsg.): *Proceedings 16th International Congress on Acoustics and 135th Meeting of the Acoustical Society of America* Seattle 1998. S. 725-726.
- [EDT+02] EISENMENGER, W.; DU, X.,X, TANG, C. : *The First Clinical Results of "Wide-Focus and Low-Pressure" ESWL* In: *Ultrasound in Medicine and Biology*, 28. (2002), H. 4, S. 769-774.

- [Eis03] EISENMENGER, W.: *Die Physik der akustischen Nierensteinertrümmerung und neue klinische Resultate* Aus: *Fortschritte der Akustik - DAGA 03 Oldenburg* 2003. S. 1-10.
- [Eis59] EISENMENGER, W.: *Eine elektromagnetische Impulsschallquelle zur Erzeugung von Druckstößen in Flüssigkeiten und Festkörpern* Aus: Cremer, L. (Hrsg.): *Proc. 3rd International Congress on Acoustics Amsterdam (Elsevier) 1959*. S. 326-329.
- [ER03] EBENEZER, D. D.; RAMESH, R.: *Analysis of axially polarized piezoelectric cylinders with arbitrary boundary conditions on flat surfaces* In: *Journal of the Acoustical Society of America*, 113. (2003), H. 4, S. 1900-1908.
- [Föl86] FÖLLINGER, O.: *Laplace- und Fourier Transformation* Heidelberg (Hüthig) 1986.
- [Fre77] FREEDMAN, A.: *The use of linear system theory in acoustic radiation and scattering analysis* In: *Journal of Sound and Vibration*, 52. (1977), H. 2, S. 265-276.
- [FVI+96] FEIGL, T.; VÖLKLEIN, B.; IRO, H. : *Biophysical effects of high-energy pulsed ultrasound on human cells* In: *Ultrasound in Medicine and Biology*, 22. (1996), S. 1267-1275.
- [Gin02] GINTER, S.: *Selbstkonsistente Modellierung der Erhitzung von biologischem Gewebe durch hochintensiven Ultraschall* Dissertation Universität Karlsruhe 2002. (= Forschungsberichte aus dem Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik Bd. 32).
- [GK92] GRANZ, B.; KÖHLER, G.: *What makes a shock wave efficient in lithotripsy* In: *Journal of Stone Disease*, 4. (1992), H. 2, S. 123-128.
- [GLS+02] GINTER, S.; LIEBLER, M.; STEIGER, E.; DREYER, T. : *Full-wave modeling of therapeutic ultrasound: Nonlinear ultrasound propagation in ideal fluids* In: *Journal of the Acoustical Society of America*, 111. (2002), H. 5 Pt. 1, S. 2049-2059.
- [Gro05] GROßMANN, J.-E.: *FEM-Simulationen zum Wirkungsmechanismus in der Stoßwellenlithotripsie* Universität Karlsruhe, IHE, Diplomarbeit 2005 Als Manuskript gedruckt.
- [GSC+85] GURURAJA, T.R., SCHULZE, W., CROSS, L.E.: *Piezoelectric composite materials for ultrasonic transducer applications. Part 1: Resonant modes of Vibration of PZT rod-polymer composites* In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 32. (1985), H. 4, S. 481-498.
- [GSC+85b] GURURAJA, T.R., SCHULZE, W. A., CROSS, L.E.: *Piezoelectric composite materials for ultrasonic transducer applications. Part 2: Ultrasonic medical applications* In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 32. (1985), H. 4, S. 499-513.
- [HA93] HOSSACK, J. A.; AULD, B. A.: *Improving the Characteristics of a Transducer Using Multiple Piezoelectric Layers* In: *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 40. (1993), H. 2, S. 131-139.
- [Ham92] HAMILTON, M. F.: *Comparison of three transient solutions for the axial pressure in a focused sound beam* In: *Journal of the Acoustical Society of America*, 92. (1992), H. 1, S. 527-532.

- [Har92] HARRIS, Gerald R.: *Lithotripsy Pulse Measurement Errors Due to Nonideal Hydrophone and Amplifier Responses* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 39. (1992), H. 2, S. 256-261.
- [Har95] HARRIS, Gerald R.: *Pressure Pulse Distortion by Hydrophones Due to Diminished Low Frequency Response* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 42. (1995), H. 6, S. 989-992.
- [HB95] HUANG, D., BOUCHER, S.G.: *Two- and three-dimensional finite element time and frequency domain analysis for the complex 1-3 type piezocomposite material transducer* Aus: 1995 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1995. S. 985-988.
- [HH90] HOSSACK, J. A.; HAYWARD, G.: *Assessment of Different Pillar Geometries for 1-3 Composite Transducers using Finite Element Analysis* Aus: 1990 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1990. S. 389-392.
- [HH91] HOSSACK, J.A.; HAYWARD G.: *Finite-element analysis of 1-3 composite transducers* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 38. (1991), H. 6, S. 618-629.
- [HHD93] HLADKY-HENNION, A.,C., DECARPIGNY, J.N.: *Finite element modeling of active periodic structures: Application to 1-3 piezocomposites* In: Journal of the Acoustical Society of America, 94. (1993), H. 2, S. 621-635.
- [Hof03] HOFFELNER, J.: *Simulation, Erzeugung und Ausbreitung von hochintensivem Ultraschall* Düsseldorf (VDI-Verlag) 2003. (= Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Bd. 346).
- [Hos90] HOSSACK, J.A.: *Modelling techniques for 1-3 composite transducers* PhD Thesis, University of Strathclyde, Glasgow, 1990.
- [HZP01] HOSSACK, J.A.; ZHOU, S.; POWELL, D.J.: *Finite element analysis of phased plano-concave multi-layer transducers* Aus: 2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2001. S. 1003-1006.
- [IEC98] International Electrotechnical Commission (Hrsg.): *IEC 61846 Ultrasonics-Pressure Pulse Lithotripters -Characteristics of Fields* Geneva 1998.
- [IEE88] *IEEE Standard on Piezoelectricity ANSI/IEEE Std 176-1987* New York 1988.
- [ILP98] IULA, A.; LAMBERTI, N.; PAPPALARDO, M.: *An approximated 3-D model of cylinder-shaped piezoceramic elements for transducer design* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 45. (1998), H. 4, S. 1056-1064.
- [Ise88] ISERMANN, R.: *Identifikation dynamischer Systeme Band 1* Berlin, Heidelberg, New York u.a. (Springer) 1988.
- [ISF+92] IRO, H.; SCHNEIDER, H. T.; FOEDRA, C. : *Shockwave lithotripsy of salivary duct stones* In: Lancet, 339. (1992), S. 1333.
- [IVW+98] IRO, H.; VÖLKLEIN, B. A.; WALDFAHRER, F. : *Cytotoxic and antiproliferative effects of high-energy pulsed ultrasound (HEPUS) on human squamous cell carcinoma cells as compared to connective tissue fibroblasts* In: European Archives of Otorhinolaryngology, 255. (1998), S. 420-426.

- [JCJ71] JAFFE, B.; COOK, W.R.; JAFFE, H.: *Piezoelectric ceramics* London New York (Academic Press) 1971. (= Non-Metallic Solids).
- [Kat59] KATZ, H.W. (Hrsg.): *Solid state magnetic and dielectric devices* New York (Wiley) 1959.
- [Kin87] KINO, G. S.: *Acoustic Waves Devices, Imaging & Analog Signal Processing* Englewood Cliffs (Prentice-Hall) 1987.
- [KK89] KAMMEYER, K.D.; KROSCHER, K.: *Digitale Signalverarbeitung Filterung und Spektralanalyse* Stuttgart (Teubner) 1989.
- [KLM70] KRIMHOLTZ, R.; LEEDOM, D.A.; MATTHAEI, G.L.: *New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers* In: Electronics Letters, 6. (1970), H. 13, S. 398-399.
- [KLP90] KUNKEL, H. A.; LOCKE, S.; PIKEROEN, B.: *Finite-element analysis of vibrational modes in piezoelectric ceramic disks* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 37. (1990), H. 4, S. 316-328.
- [Kno91] KNOBLACH, W.: *Piezoelektrische Erzeugung von fokussierten Stoßwellen mit variablem Druck-Zeit-Verlauf in fluiden Medien*. Dissertation, Ruhr Universität Bochum, 1991.
- [KSK+01] KALTENBACHER, M.; SIMKOVICS, R.; KALTENBACHER, B. : *Determination of piezoelectric material parameters using a combined measurement and simulation technique* Aus: 2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2001. S. 1023-1026.
- [Kut88] KUTTRUFF, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls* Stuttgart (Hirzel) 1988.
- [Lan96] LANDES, H.: *Numerische Simulation elektromechanischer Wandler* Johannes Kepler Universität Linz, Vorlesungsskript, 1996 Als Manuskript gedruckt.
- [LBS01] LEVY, M.; BASS, H. E.; STERN, R. R. (Hrsg.): *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases Vol. II: Elastic properties of Solids: Theory Elements and Compunds*, San Diego, San Francisco, New York u. a. (Academic Press) 2001.
- [Lea94] LEACH, W. M.: *Controlled-Source Analogous Circuits and SPICE Models for Piezoelectric Transducers* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 41. (1994), H. 1, S. 60-66.
- [Ler90] LERCH, R.: *Simulation of piezoelectric devices by two- and three-dimensional finite elements* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 37. (1990), H. 2, S. 233-247.
- [LGD+04] LIEBLER, M.; GINTER, S.; DREYER, T. : *Full wave modeling of therapeutic ultrasound: Efficient time-domain implementation of the frequency power-law attenuation* In: Journal of the Acoustical Society of America, 116. (2004), H. 5, S. 2742-2750.
- [LPW01] LENK, A.; PFEIFER, G.; WERTHSCHÜTZKY, R.: *Elektromechanische Systeme Mechanische und akustische Netzwerke, deren Wechselwirkungen und Anwendungen* Berlin, Heidelberg, New York u.a. (Springer) 2001.

- [LSG89] LEWIN, Peter A.; SCHAFER, Mark E.; GILMORE, James M.: *PVDF Sensors for Quantitative Shock Wave Measurements* Aus: Ultrasonics International 89 Conference Proceedings Guildford (Butterworth) 1989. S. 548-553.
- [LTB01] LAN, J.; TANCRELL, H.; BOUCHER, S. G.: *Approaches for determining the properties of materials by FEM* Aus: 2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2001. S. 467-470.
- [Mar71] MARKO, H.: *Theorie linearer Zweipole, Vierpole und Mehrpole* Stuttgart (Hirzel) 1971. (= Monographien der elektrischen Nachrichtentechnik. 27).
- [Mas58] MASON, W. P.: *Physical acoustics and the properties of solids* Princeton, Toronto, New York, u.a. (Van Norstrand) 1958. (= The Bell Telephone Laboratories Series).
- [McK01] MCKEIGHEN, R.: *Finite element simulation and modeling of 2-d arrays for 3-d ultrasonic imaging* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 48. (2001), H. 5, S. 1395-1405.
- [MH86] MORRIS, S. A; HUTCHENS, C. G.: *Implementation of Mason's Model on Circuit Analysis Programs* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 33. (1986), H. 3, S. 295-298.
- [MR77] MAZZOLA, C.J.; RAFF, A.I.: *On the Generation of Transient Acoustic Pulses in Water* In: Journal of Sound and Vibration, 53. (1977), H. 3, S. 375-388.
- [Mül90] MÜLLER, M.: *Dornier-Lithotripter im Vergleich Vermessung der Stoßwellenfelder und Fragmentationswirkungen* In: Biomedizinische Technik, 35. (1990), H. 11, S. 250-262.
- [MWK90] MARLINGHAUS, E. H.; WESS, O. J.; KATONA, J.: *A new pressure wave generator for extracorporeal lithotripsy* In: Biomedizinische Technik, 35. (1990), Ergänzungsb. 3, S. 235-236.
- [NG81] NAHMAN, N.S.; GUILLAUME, M.E.: *Deconvolution of Time Domain Waveforms in the Presence of Noise*, National Bureau of Standards TN 1047 Washington 1981.
- [NSC78] NEWNHAM, R. N.; SKINNER, D. P.; CROSS, L. E.: *Connectivity and Piezoelectric-Pyroelectric Composites* In: Material Research Bulletin, 13. (1978), S. 525-536.
- [OPP+97] OAKLEY, C. G.; PAZOL, B. G.; POWELL, D. J. : *Stacked Composite Piezoelectric Materials for 1.5-D Arrays* Aus: 1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1997. S. 923-926.
- [PCA+06] PARSONS, J. E.; CAIN, C. A.; ABRAMS, G. D.: *Pulsed cavitationultrasound therapy for controlled tissue homogenization* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 32. (2006), H. 1, S. 115-129.
- [PHL+97] PÜTTMER, A.; HAUPTMANN, P.; LUCKLUM, R. : *SPICE Model for Lossy Piezoelectric Transducers* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 44. (1997), H. 1, S. 60-65.
- [PL76] PENTTINEN, A.; LUUKKALA, M.: *The impulse response and pressure nearfield of a curved ultrasonic radiator* In: Journal of Physics D: Applied Physics, 9. (1976), S. 1547-1557.

- [RBG+05] RASSWEILER, J. J.; BERGSDORF, T.; GINTER, S. : *Progress in Lithotripter Technology* Aus: Chaussy, C.; Haupt, G.; Jocham, D. u.a. (Hrsg.): Therapeutic Energy Applications in Urology Stuttgart, New York (Thieme) 2005. S. 1-15.
- [Red60] REDWOOD, M.: *Transient Performance of a piezoelectric transducer* In: Journal of the Acoustical Society of America, 33. (1961), H. 4, S. 527-536.
- [Red63] REDWOOD, R.: *A Study of Waveforms in the Generation and Detection of Short Ultrasonic Pulses* In: Applied Materials Research, 1963, S. 76-48.
- [Rie86] RIEDLINGER, R. E.: *Erzeugung transienter Hochenergie-Schallpulse* Aus: Fortschritte der Akustik - DAGA 86 Bad Honnef (DPG-GmbH) 1986. S. 821-824.
- [Rie88] RIEDLINGER, R. E.: *Stosswellen und Kurzzeit-Schallpulse Schalltechnik für medizinische Therapie* Aus: Fortschritte der Akustik - DAGA 88 Bad Honnef (DPG-GmbH) 1988. S. 77-89.
- [RKV+97] ROMPE, J.-D.; KÜLLMER, K.; VOGEL, J. : *Extrakorporale Stoßwellentherapie Experimentelle Grundlagen, klinischer Einsatz* In: Orthopäde, 26. (1997), H. 3, S. 215-228.
- [RN86] REICHENBERGER, H.; NASER, G.: *Electromagnetic acoustic source for the extracorporeal generation of shock waves in lithotripsy* In: Siemens Forschungs- und Entwicklungsberichte, 15. (1986), S. 187-194.
- [RU86] RIEDLINGER, R. E.; UEBERLE, F.: *Berührungsfreie piezoelektrische Nierensteinzertrümmerung* Aus: Fortschritte der Akustik - DAGA 86 Bad Honnef (DPG-GmbH) 1986. S. 829-832.
- [RUW+86] RIEDLINGER, R. E.; UEBERLE, F.; WURSTER, P. : *Die Zertrümmerung von Nierensteinen durch piezoelektrisch erzeugte Hochenergie-Schallpulse* In: Urologie A, 25. (1986), S. 188-192.
- [RUZ88] RIEDLINGER, R. E.; UEBERLE, F.; ZANGER, U.: *HEPUS (High Energy Pulsed Ultrasound): Apparatus and Physical Aspects of Tumor Insonification* In: Biomedizinische Technik, 33. (1988), Ergänzungsbd. 2, S. 139-140.
- [SA91] SMITH, W.A.; AULD, B.A.: *Modeling 1-3 composite piezoelectrics: thickness mode oscillations* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 38. (1991), H. 1, S. 40-47.
- [SB97] SIEBERT, W.; BUCH, M. (Hrsg.): *Extracorporeal Shock Waves in Orthopedics* Berlin, Heidelberg, New York (Springer) 1997.
- [SBC+02] SFERRUZZA, J.-P.; BIRER, A.; CHAVRIER, F. : *Damping, Amplitude, Aging Tests of Stacked Transducers for Shock Wave Generation* In: IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 49. (2002), H. 10, S. 1453-1460.
- [SBC00] SFERRUZZA, J.-P.; BIRER, A.; CATHIGNOL, D.: *Generation of very high pressure pulses at the surface of a sandwiched piezoelectric material* In: Ultrasonics, 38. (2000), S. 965-968.
- [SBC01] SOKOLOV, D. L.; BAILEY, M. R.; CRUM, L. A.: *Use of a dual-pulse lithotripter to generate a localized and intensified cavitation field* In: Journal of the Acoustical Society of America, 110. (2001), H. 3, S. 1685-1695.

- [SCB+03] SAILLANT, J.F.; COCHRAN, S.; BERRIER, R. : *Multilayer 1-3 Piezocomposites-Theoretical and Experimental Study of Pillar Misalignment* Aus: 2003 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2003. S. 2007-2010.
- [SCB+04] SAILLANT, J. F.; COCHRAN, S.; BERRIET, R. : *The Effect of Pillar Misalignment on the Underwater Performance of High Frequency Multilayer 1-3 Piezocomposite Transducers with Acoustic Matching and Backing Layers* Aus: 2004 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2004. S. 630-633.
- [Sch00] SCHIPPER, B.: *3-D Simulation von gepulsten piezoelektrischen Quellen für therapeutischen Ultraschall* Universität Karlsruhe, IHE, Diplomarbeit Als Manuskript gedruckt.
- [Sch78] SCHNABEL, P.: *Dispersion of thickness vibrations of piezoceramic disc resonators* In: IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 25. (1978), H. 1, S. 16-24.
- [SDM98] STEIGER, E.; DREYER, T.; MAYER, J.: *Acoustic Field of a Device for Noninvasive Pressure Wave Therapy in Orthopedics* Aus: Kuhl, P., Crum, L. (Hrsg.): Proceedings 16th International Congress on Acoustics and 135th Meeting of the Acoustical Society of America Seattle 1998. S. 725-726.
- [SDS+88] SACKMANN, M.; DELIUS, M.; SAUERBRUCH, T. : *Shockwave lithotripsy of gallbladder stones: the first 175 patients* In: New England Journal of Medicine, 318. (1988), S. 393-397.
- [SE93] STAUDENRAUS, J.; EISENMENGER, W.: *Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water* In: Ultrasonics, 31. (1993), H. 4, S. 267-273.
- [Sit67] SITTING, E.K.: *Transmission Parameters of Thickness-Driven Piezoelectric Transducers arranged in Multilayer Configurations* In: IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, 14. (1967), H. 4, S. 167-174.
- [SSM01] SCHECHTER, R.S.; SIMMONDS, K.E.; MIGNOGNA, R.B.: *Computational and experimental investigation of the fields generated by a 1-3 piezocomposite transducer* In: Ultrasonics, 39. (2001), S. 163-172.
- [Sta91] STAUDENRAUS, J.: *Erzeugung und Ausbreitung freifeldfokussierter Hochenergiegedruckpulse in Wasser* Düsseldorf (VDI Verlag) 1991. (= Fortschrittsber. VDI Reihe 21 Nr. 89)
- [Ste98] STEIGER, E.: *Modellierung der Ausbreitung in extrakorporalen Therapien eingesetzter Ultraschallimpulse hoher Intensität* Dissertation Universität Karlsruhe Karlsruhe 1998. (= Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik Bd. 19)
- [Sut84] SUTILOV, V.: *Physik des Ultraschalls* Wien, Berlin, Heidelberg (Springer) 1984.
- [TBA+97] TAVAKKOLI, J.; BIRER, A.; AREFIEV, A. : *A Piezocomposite Shock Wave Generator with Electronic Focusing Capability: Application for Producing Cavitation-Induced Lesions in Rabbit Liver* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 23. (1997), H. 1, S. 107-115.
- [TC05] THÜROFF, S.; CHAUSSY, C.: *Status of high intensity focused ultrasound (HIFU) in urology in 2005* Aus: Chaussy, C.; Haupt, G.; Jocham, D. u.a. (Hrsg.):

- Therapeutic Energy Applications in Urology Stuttgart, New York (Thieme) 2005. S. 98-103.
- [TGM05] TISCHER, T.; GERDESMAYER, L.; MAIER, M.: *Basic Research in Orthopedic Extracorporeal Shock Wave Application -An Update* Aus: Chaussy, C.; Haupt, G.; Jocham, D. u.a. (Hrsg.): Therapeutic Energy Applications in Urology Stuttgart, New York (Thieme) 2005. S. 154-163.
- [TMZ+04] TISCHER, T; MILZ, S.; ZYSK, S. : *ESWL aus Sicht des Osteologen* In: Journal für Mineralstoffwechsel, 11. (2004), H. 4, S. 29-35.
- [Ueb88] UEBERLE, F.: *Ein Konzept für Ultraschall-Ortung und -Erkennung von Zielen für Schallpulse hoher Amplitude* Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [Unb93] UNBEHAUEN, R.: *Systemtheorie* München (Oldenbourg) 1993.
- [UR87] UNBEHAUEN, H.; RAO, G. P.: *Identification of Continuous Systems* Amsterdam, New York, Oxford u. a. (North-Holland) 1987. (= North-Holland Systems and Control Series Vol. 10)
- [Wag02] WAGNER, C.: *Untersuchungen zur Signalformung an piezoelektrischen Sensoren für therapeutische Zwecke* Universität Karlsruhe, IHE, Diplomarbeit 2002 Als Manuskript gedruckt.
- [WCB+01] WU, F.; CHEN, W. Z.; BAI, J. : *Pathological changes in human malignant carcinoma treated with high-intensity focused ultrasound* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 27. (2001), S. 1099-1106.
- [Wei04] WEISSGÄRBER, J.: *Optimierungskonzepte zur Hochspannungsansteuerung mehrlagiger piezoelektrischer Pulsschallsender* Universität Karlsruhe, Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik, Diplomarbeit 2004 Als Manuskript gedruckt.
- [WML+95] WOJCIK, G.; MOULD, J.; LIZZI, F. : *Nonlinear modeling of therapeutic ultrasound* Aus: 1995 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1995. S. 1617-1622.
- [Wol89] WOLF, H.: *Lineare Systeme und Netzwerke 2. korr. Auflage* Berlin, Heidelberg, New York u.a. (Springer) 1989.
- [WVA+93] WOJCIK, G.L.; VAUGHAN, D.K.; ABOUD, N. : *Electromechanical modeling using explicit time-domain finite elements* Aus: 1993 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1993. S. 1107-1112.
- [WVM+94] WOJCIK, G.L., VAUGHAN, D.K., MURRAY, V.: *Time-domain modeling of composite arrays for underwater imaging* Aus: 1994 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 1994. S. 1027-1032.
- [XZ00] XI, X.; ZHONG, P.: *Improvement of stone fragmentation during shock wave lithotripsy using a combined EH/PEAA shock-wave generator -invitro experiments-* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 26. (2000), H. 3, S. 457-467.
- [XZ01] XI, X.; ZHONG, P.: *Dynamic photoelastic study of the transient stress field in solids during shock wave lithotripsy* In: Journal of the Acoustical Society of America, 109. (2001), S. 1226-1239.
- [YZL83] YING, C.F.; ZHANG, H.; LI, M.: *Approximate Two-Dimensional Equivalent Circuit of a Piezoelectric Circular Disk and its Application to the Analysis of*

- the Transient Induced Voltage* In: Chinese Journal of Acoustics, 2. (1983), H. 3, S. 184-196.
- [ZDL+04] ZHU, S.; DREYER, T.; LIEBLER, M.: *Reduction of tissue injury in shock-wave lithotripsy by using an acoustic diode* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 30. (2004), H. 5, S. 675-682.
- [ZH02] ZHOU, S.; HOSSACK, J.: *Investigation of Digital Filtering for Stacked, Phased Ultrasound transducers* Aus: 2002 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings New York 2002. S. 1201-1204.
- [ZLY83] ZHANG, H. L.; LI, M. X.; YING, C. F.: *Complete Solution of the Transient Behavior of a Transmitting Thickness-Mode Piezoelectric Transducer and their Physical interpretations.* In: Journal of the Acoustical Society of America, 74. (1983), H. 4, S. 1105-1114.
- [ZWD+99] ZENK, J.; WALDFAHRER, F.; DREYER, T. : *High energy pulsed ultrasound (HEPUS) for tumor therapy -invitro investigations* In: Journal of Cancer Research and Clinical Oncology, 125. (1999), Suppl, S. 82.
- [ZZ01] ZHONG, P.; ZHOU, Y.: *Suppression of large intraluminal bubble expansion in shock wave lithotripsy without compromising stone comminution: Methodology and in vitro experiments* In: Journal of the Acoustical Society of America, 110. (2001), H. 6, S. 3283-3291.
- [ZZZ01] ZHONG, P.; ZHOU, Y.F.; ZHU, S.: *Dynamics of bubble oscillation in constrained media and mechanisms of vessel rupture in SWL* In: Ultrasound in Medicine and Biology, 27. (2001), S. 119-134.

Anhang

A.1 Piezoelektrische Grundgleichungen

Im Folgenden werden noch alternative Formulierungen der piezoelektrischen Zustandsgleichungen angegeben:

$$\mathbf{T} = c^D \cdot \mathbf{S} - h^t \cdot \mathbf{D} \qquad \mathbf{S} = s^E \cdot \mathbf{T} + d^t \cdot \mathbf{E}$$

$$\mathbf{E} = -h \cdot \mathbf{S} + \beta^S \cdot \mathbf{D} \qquad \mathbf{D} = d \cdot \mathbf{T} + \epsilon^T \cdot \mathbf{E}$$

$$\mathbf{S} = s^D \cdot \mathbf{T} - g^t \cdot \mathbf{D}$$

$$\mathbf{E} = -g \cdot \mathbf{T} + \beta^T \cdot \mathbf{D}$$

Die einzelnen mechanischen und piezoelektrischen Koeffizienten sind über folgende Beziehungen miteinander verknüpft:

$$s^D = [c^D]^{-1} \quad s^E = [c^E]^{-1}$$

$$d = \epsilon^T \cdot g = e \cdot s^E$$

$$s^E - s^D = g^t \cdot d = d^t \cdot g$$

$$e = d \cdot c^E = \epsilon^S \cdot h$$

$$c^D - c^E = h^t \cdot e = e^t \cdot h$$

$$g = h \cdot s^D = \beta^T \cdot d$$

$$\epsilon^T - \epsilon^S = e \cdot d^t = d \cdot e^t$$

$$h = \beta^S \cdot e = g \cdot c^D$$

$$\beta^S - \beta^T = g \cdot h^t = h \cdot g^t$$

$$\text{mit: } \beta = 1/\epsilon$$

A.2 Materialdaten

Nachfolgend sind die Materialdaten der in den Simulationsrechnungen verwendeten Materialien angegeben. Die Elastizitätskoeffizienten sind als 6x6-Matrix dargestellt. Für die Daten der piezoelektrischen Keramik gelten die Darstellungen nach (3.5) und (3.6) in Kapitel 3.1.

Aluminium

Elastizitätsmatrix $c \cdot 10^{-11} \text{ N/m}^2$

1,078	0,5493	0,5493			
0,5493	1,078	0,5493		0	
0,5493	0,5493	1,078			
			0,2645		
	0			0,2645	
					0,2645

Dichte ρ_0 : 2700 kg/m³

Koeffizienten der Rayleigh Dämpfung

$$a = 4 \cdot 10^4 \quad b = 8 \cdot 10^{-9}$$

Epoxidharz

Elastizitätsmatrix $c \cdot 10^{-9} \text{ N/m}^2$

7,3211	3,771	3,771			
3,771	7,3211	3,771		0	
3,771	3,771	7,3211			
			1,7758		
	0			1,7758	
					1,7758

Dichte ρ_0 : 1150 kg/m³

Koeffizienten der Rayleigh Dämpfung

$$a = 5,998 \cdot 10^4 \quad b = 6,083 \cdot 10^{-9}$$

Piezoelektrische Keramik

Typbezeichnung: *Ceramtec Sonox[®] P5*

Elastizitätsmatrix $\mathbf{c}^E \cdot 10^{-11} \text{ N/m}^2$

1,3432	0,925	0,892			
0,925	1,3432	0,892		0	
0,892	0,892	1,2279			
			0,2812		
	0			0,2812	
					0,2091

Matrix der piezoelektrischen Kopplungskoeffizienten $\mathbf{e} \text{ N/Vm}$

				0	
					14,66
			14,66		
					0
-5,2632	-5,2632	17,86			

Dielektrizitätsmatrix $\boldsymbol{\varepsilon}^s \cdot 10^8 \text{ As/Vm}$

1,0802		0
	1,0802	
0		0,76587

Dichte ρ_0 : 7650 kg/m³

Koeffizienten der Rayleigh Dämpfung

$$a = 9,0 \cdot 10^3 \quad b = 6,0 \cdot 10^{-9}$$

A.3 Bauelementwerte der Schaltungen in Kapitel 6.3.1

Die Bezeichnungen der einzelnen Bauelemente entsprechen dem Schaltbild nach Abbildung 5.11, die statische Wandlerkapazität ist hier mit C_0 bezeichnet. Die Abmessungen der piezokeramischen Elemente sind mit r und d bezeichnet.

Werte für die Schaltung I:

r /mm	1	2	3	4	5
d=3 mm					
C_2 /F	1.3684E-10	5.5922E-10	1.2407E-09	2.1600E-09	3.3048E-09
C_1 /F	1.1062E-10	4.5208E-10	1.0030E-09	1.7462E-09	2.6716E-09
R_{11} /Ω	7.7020E+03	1.8847E+03	8.4948E+02	4.8793E+02	3.1891E+02
R_{21} /Ω	6.2265E+03	1.5236E+03	6.8674E+02	3.9445E+02	2.5782E+02
R_{12} /Ω	5.4239E+04	1.3272E+04	5.9822E+03	3.4361E+03	2.2459E+03
R_{22} /Ω	4.3849E+04	1.0730E+04	4.8362E+03	2.7778E+03	1.8156E+03
C_0 /F	1.4436E-11	5.8995E-11	1.3089E-10	2.2787E-10	3.4864E-10
d=4 mm					
C_2 /F	8.2038E-11	3.3839E-10	7.5563E-10	1.3214E-09	2.0269E-09
C_1 /F	1.0148E-10	4.1859E-10	9.3471E-10	1.6346E-09	2.5073E-09
R_{11} /Ω	1.0386E+04	2.5178E+03	1.1276E+03	6.4480E+02	4.2036E+02
R_{21} /Ω	8.3960E+03	2.0355E+03	9.1154E+02	5.2127E+02	3.3983E+02
R_{12} /Ω	7.3139E+04	1.7732E+04	7.9405E+03	4.5408E+03	2.9602E+03
R_{22} /Ω	5.9127E+04	1.4335E+04	6.4193E+03	3.6709E+03	2.3931E+03
C_0 /F	1.0706E-11	4.4159E-11	9.8609E-11	1.7244E-10	2.6451E-10
d=5 mm					
C_2 /F	8.0576E-11	3.3414E-10	8.1393E-10	1.3133E-09	2.0190E-09
C_1 /F	6.5137E-11	2.7012E-10	6.5799E-10	1.0617E-09	1.6321E-09
R_{11} /Ω	1.3080E+04	3.1541E+03	1.2949E+03	8.0252E+02	5.2204E+02
R_{21} /Ω	1.0574E+04	2.5498E+03	1.0468E+03	6.4877E+02	4.2203E+02
R_{12} /Ω	9.2113E+04	2.2213E+04	9.1188E+03	5.6515E+03	3.6763E+03
R_{22} /Ω	7.4467E+04	1.7957E+04	7.3719E+03	4.5688E+03	2.9720E+03
C_0 /F	8.5004E-12	3.5250E-11	8.5867E-11	1.3855E-10	2.1299E-10

Werte für die Schaltung II:

r /mm	1	2	3	4	5
d=3 mm					
C_2 /F	3.8963E-11	1.5923E-10	3.5327E-10	6.1503E-10	9.4099E-10
C_1 /F	3.1427E-11	1.2843E-10	2.8494E-10	4.9608E-10	7.5899E-10
R_{11} /Ω	5.7230E+04	1.4004E+04	6.3121E+03	3.6256E+03	2.3697E+03
R_{21} /Ω	4.8245E+04	1.1805E+04	5.3211E+03	3.0564E+03	1.9977E+03
R_{12} /Ω	1.8267E+05	4.4698E+04	2.0147E+04	1.1572E+04	7.5636E+03
R_{22} /Ω	1.5399E+05	3.7681E+04	1.6984E+04	9.7554E+03	6.3762E+03
C_0 /F	1.4436E-11	5.8995E-11	1.3089E-10	2.2787E-10	3.4864E-10
d=4 mm					
C_2 /F	2.3307E-11	9.6133E-11	2.1467E-10	3.7541E-10	5.7584E-10
C_1 /F	2.8896E-11	1.1919E-10	2.6614E-10	4.6542E-10	7.1392E-10
R_{11} /Ω	7.7171E+04	1.8709E+04	8.3783E+03	4.7914E+03	3.1234E+03
R_{21} /Ω	6.5056E+04	1.5772E+04	7.0631E+03	4.0392E+03	2.6330E+03
R_{12} /Ω	2.4632E+05	5.9716E+04	2.6742E+04	1.5293E+04	9.9693E+03
R_{22} /Ω	2.0765E+05	5.0341E+04	2.2544E+04	1.2892E+04	8.4041E+03
C_0 /F	1.0706E-11	4.4159E-11	9.8609E-11	1.7244E-10	2.6451E-10
d=5 mm					
C_2 /F	2.2943E-11	9.5141E-11	2.3175E-10	3.7395E-10	5.7487E-10
C_1 /F	1.8505E-11	7.6738E-11	1.8693E-10	3.0163E-10	4.6368E-10
R_{11} /Ω	9.7191E+04	2.3438E+04	9.6215E+03	5.9632E+03	3.8790E+03
R_{21} /Ω	8.1933E+04	1.9758E+04	8.1111E+03	5.0270E+03	3.2699E+03
R_{12} /Ω	3.1022E+05	7.4808E+04	3.0710E+04	1.9033E+04	1.2381E+04
R_{22} /Ω	2.6152E+05	6.3064E+04	2.5889E+04	1.6045E+04	1.0437E+04
C_0 /F	8.5004E-12	3.5250E-11	8.5867E-11	1.3855E-10	2.1299E-10

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Thomas Dreyer
Geburtsdatum: 26. Februar 1966
Geburtsort: Aurich
Familienstand: ledig

Schulbildung

1972 - 1976: Grundschule Lengede
1976 - 1985: Gymnasium Groß Ilsede

Wehrdienst

1985 - 1986: Wehrdienst in Braunschweig und Wolfenbüttel

Studium und Berufsweg

1987-1995: Studium der Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe (TH) Schwerpunkt: Technik der Bild- und Tonübertragung
1995-1996 Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe (TH)
1996 - 2005: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe (TH)
Mitarbeit in Forschung und Lehre
Arbeitsgebiete: Therapeutischer Ultraschall, Piezoelektrische Schallsender, Ultraschallmesstechnik, numerische Simulationen
seit 9/2006 Tätigkeit als Entwicklungsingenieur bei der Weber Ultrasonics GmbH in Karlsbad-Ittersbach