
SCHALLSTRAHLUNGSKONTRAST
IN DER MRT

-

DETEKTION VON MIKROKALK

von

Judith Schindler

Diplomarbeit in Physik

angefertigt am

Helmholtz - Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

März 2010

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate als solche kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. Karl Maier
Korreferent: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
1 Theorie	3
1.1 Magnetresonanztomographie	3
1.1.1 Grundlagen	3
1.1.2 Relaxation	5
1.1.3 Ortskodierung	7
1.1.4 Echos und Sequenzen	9
1.1.5 Der Tomograph	11
1.2 Ultraschall	14
1.2.1 Grundlagen	14
1.2.2 Verhalten an Grenzflächen	16
1.2.3 Ultraschallerzeugung	17
1.2.4 Schallfelder	18
1.2.5 Sicherheitsaspekte	18
1.3 Finite-Elemente-Methode	19
1.3.1 Allgemeine Grundlagen	19
1.3.2 Kontinuumsmechanische Kenngrößen	20
1.3.3 Numerischer Hintergrund	21
1.3.4 Elementtypen	22
1.4 Mikrokalk	22
2 Experimenteller Aufbau	25
2.1 Aufbau	25
2.1.1 Ultraschall-Emitter	25

2.1.2	Verschiebevorrichtung	26
2.1.3	Ultraschallansteuerung	28
2.2	Phantome	29
2.2.1	Befestigung der Eierschale	30
2.2.2	Phantom A	32
2.2.3	Phantom B	32
2.2.4	Phantom C	33
2.3	Auswertung	33
3	Messungen und Ergebnisse	35
3.1	Allgemeine Voraussetzungen	35
3.2	Phantom A	36
3.3	Phantom B	40
3.4	Phantom C	42
4	Modelle	45
4.1	Geometrie und Eigenschaften der Modelle	45
4.1.1	Aufbau des Modells	46
4.1.2	Materialeigenschaften	46
4.1.3	Randbedingungen	47
4.1.4	Modell 1	48
4.1.5	Modell 2	49
5	Diskussion und Zusammenfassung	51
5.1	Experiment	51
5.2	Ergebnisse	51
5.2.1	Phantom A	51
5.2.2	Phantom B	52
5.2.3	Phantom C	53
	Ausblick	55
	Literaturverzeichnis	57

Danksagung

59

Einführung

Brustkrebs ist weltweit eine der häufigsten Krebsarten und eine der häufigsten Todesursachen bei Frauen. Bei der Diagnose spielt u.a. eventuell vorhandener Mikrokalk im Brustgewebe eine große Rolle. Oftmals tritt er in Verbindung mit Krebstumoren auf, wird aber auch in Anwesenheit einer gutartigen Zyste gefunden. Das Wissen über Gestalt, Anzahl und Verteilung des Mikrokalks ist für den untersuchenden Arzt sehr wichtig um abzuschätzen, ob es sich um bösartiges Gewebe handelt. Diagnoseverfahren, die bisher Mikrokalk detektieren können, sind die Mammographie und der diagnostische Ultraschall. Allerdings kommt es bei der Mammographie zum Einsatz von ionisierender Strahlung und die Sensitivität hängt sehr stark von der Dichte des Drüsengewebes der Brust ab. Hat eine Frau sehr dichtes Drüsengewebe, so muss auf andere Diagnoseverfahren, wie zum Beispiel die Magnet-Resonanz-Tomographie (MRT) in Kombination mit Kontrastmittel, zurückgegriffen werden. Dieses Diagnoseverfahren nutzt den erhöhten Stoffwechsel von Tumorgewebe und ermöglicht damit deren Auffinden. Die Detektion von Mikrokalk ist mit dieser Methode nicht möglich.

In letzter Zeit gibt es aber immer mehr Methoden, die verschiedene Gewebetypen aufgrund von Unterschieden in der Festigkeit und Elastizität unterscheiden können. Zwei sehr ähnliche Verfahren sind die MR-Elastographie und die Ultraschallelastographie. In beiden Fällen werden mechanische Wellen in das Gewebe eingekoppelt. Die Ausbreitung der im Gewebe erzeugten Scherwellen wird dann entweder mit der MRT oder durch Ultraschall sichtbar gemacht. Unterschiede in der Ausbreitung lassen auf Unterschiede in der Schubsteifigkeit des Gewebes schließen. Bei der Vibro-Akustographie in Kombination mit Mammographie handelt es sich um ein Verfahren, das Mikrokalk in Gewebe detektiert. Dabei erzeugt die durch Ultraschall hervorgerufene Schallstrahlungskraft innerhalb des Objekts ein stark lokalisiertes im kHz-Bereich oszillierendes Spannungsfeld. Die durch die Schwingungen hervorgerufene akustische Emission wird detektiert.

Während meiner Diplomarbeit habe ich mich mit einer Methode beschäftigt, die in den letzten Jahren in der Arbeitsgruppe von Prof. Karl Maier entwickelt wurde. Dabei wird fokussierter Ultraschall während einer MRT-Untersuchung in das zu untersuchende Gewebe eingekoppelt. Der Ultraschall verursacht eine Schallstrahlungskraft in Ausbreitungsrichtung. Die so erzeugte Gewebeverschiebung kann mit Hilfe des MR-Tomographen sichtbar gemacht werden. Allerdings werden nicht die bekannten Amplitudenbilder sondern Phasenbilder benutzt.

Bisher wurde gezeigt, dass es damit möglich ist in Messphantomen Tumore von normalem Brustgewebe aufgrund von Unterschieden im Elastizitätsmodul zu unterscheiden [1, 2]. Für

eine spätere Anwendung am Patienten ist es besonders wichtig sensitiv auf viele verschiedene Gewebetypen zu sein. Eine mögliche Erweiterung, die sehr wichtig für die Brustkrebsdiagnostik ist, stellt der Mikrokalk dar. Im ersten Teil dieser Arbeit werde ich darauf eingehen, wie der Mikrokalk sich im Schallfeld verhält. Es handelt sich um ein sehr kleines und sehr festes Schallhindernis, dessen Ausmaße kleiner als die Volumenpixel des aufgenommenen Bildes sind. Da dieses Hindernis elastisch an seine Umgebung gekoppelt ist, wird es mit der vorgestellten Methode sichtbar. Im zweiten Teil werden die gewonnenen Messergebnisse mit Finite-Elemente-Simulationen verglichen. Es wurde ein einfaches Modell erstellt, welches bereits qualitativ gute Ergebnisse liefert.

1 Theorie

1.1 Magnetresonanztomographie

1.1.1 Grundlagen

Der Spin der Atomkerne setzt sich aus dem Spin der Nukleonen und deren Drehimpulsen zusammen. Dabei haben nur Kerne mit einer ungeraden Anzahl von Nukleonen einen nicht verschwindenden Spin, da sich die Nukleonen jeweils zu Paaren mit antiparallelem Spin zusammenfinden. Im einfachsten Fall betrachtet man Wasserstoffkerne bzw. Protonen. Protonen und Neutronen, und damit auch zahlreiche Atomkerne, besitzen einen Eigendrehimpuls \vec{I} und mit diesem verknüpft ein magnetisches Dipolmoment

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{I}, \quad (1.1)$$

wobei γ das gyromagnetische Verhältnis ($\gamma = 2,7 \cdot 10^8$ Hz/T für Protonen), $\hbar = h/2\pi$ und h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Liegt nun ein äußeres, statisches Magnetfeld \vec{B}_0 an, das im Folgenden immer in \vec{e}_z -Richtung zeigt, so führt die Kernmagnetisierung als magnetischer Kreisel eine Präzessionsbewegung um die Feldrichtung aus. Die Präzessionsfrequenz ω_L ist proportional zum äußeren Magnetfeld

$$\vec{\omega}_L = \gamma \vec{B}_0 \quad (1.2)$$

und wird Larmorfrequenz genannt. Für das weitere Vorgehen bietet es sich an Wasserstoffkerne zu betrachten, da diese in organischem Material in großer Zahl vorkommen. Dabei handelt es sich um Protonen mit einem Kernspin $I = 1/2$. Deswegen gibt es im äußeren Magnetfeld zwei mögliche („parallele“ bzw. „antiparallele“) Energieeinstellungen (Kernzeeman Effekt). Der energetische Abstand zwischen diesen beiden Niveaus beträgt

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0. \quad (1.3)$$

Das bedeutet, dass die Protonen nur Energie abgeben bzw. aufnehmen können, die diesem ΔE entspricht (vgl. Abbildung 1.1). Die korrespondierende Frequenz einer elektromagnetischen Welle ergibt sich mit $E = \hbar\omega$ zu $\omega = \gamma B_0 = \omega_L$. Daher können resonant mit der Larmorfrequenz eingestrahlte elektromagnetische Wellen Übergänge zwischen den Energieniveaus induzieren.

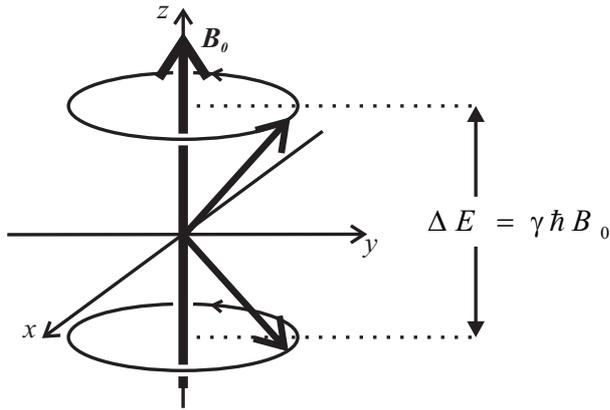


Abbildung 1.1 – Befindet sich ein Spin $1/2$ Teilchen (z.B. ein Proton) in einem äußeren Magnetfeld, so wird für die Drehimpulszustände die Energieentartung aufgehoben. Je nach dem ob sich der Kernspin „parallel“ ($I = +1/2$) oder „antiparallel“ ($I = -1/2$) zum äußeren Magnetfeld ausrichtet, kommt es zur Besetzung verschiedener Energieniveaus. Der Unterschied zwischen diesen beiden Energieniveaus beträgt $\Delta E = \gamma \hbar B_0$. [3]

Im thermischen Gleichgewicht folgt die Besetzung der Niveaus der Boltzmann Verteilung und ist damit proportional zu $e^{E_m/kT}$, wobei k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur ist. Für die Polarisation erhält man

$$P = \frac{N_{1/2} - N_{-1/2}}{N_{1/2} + N_{-1/2}} \approx \frac{E_{1/2}}{kT}, \quad (1.4)$$

dabei ist N_m die Besetzungszahl der Niveaus mit der Drehimpulsquantenzahl $m = \pm 1/2$. Nimmt man Raumtemperatur und eine Magnetfeldstärke von 1 T an, so erhält man eine Polarisation von ca. 10^{-6} . Anschaulich bedeutet das, dass von 1 Million Kerne nur ein einziger zur effektiven Polarisation beiträgt. Bedenkt man allerdings, dass schon in 1 ml Wasser 10^{22} Protonen enthalten sind, so enthält dieses kleine Volumen schon 10^{16} polarisierte Protonen. Angesichts der großen Zahlen betrachtet man nicht mehr die einzelnen magnetischen Momente, sondern die makroskopische Magnetisierung

$$\vec{M} = NP\vec{\mu} \quad (1.5)$$

für ein Volumen mit N Protonen. Aufgrund der hohen Teilchenzahl kann man die Magnetisierung als kontinuierliche Größe ansehen. Die Orientierung der Magnetisierung kann verändert werden, indem man z.B. die Verteilung der Besetzungszahlen ändert. Dazu wird senkrecht zu \vec{B}_0 ein magnetisches Wechselfeld $\vec{B}_1(t)$ angelegt, welches mit der Larmorfrequenz rotiert. Damit kann resonant Energie auf das System übertragen werden und die Spins können von einem Energieniveau in das andere übergehen. Dies hat zur Folge, dass die Magnetisierung \vec{M} beginnt um das effektive Magnetfeld $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_1(t) + \vec{B}_0$ zu präzedieren. Um die weiteren Erklärungen zu vereinfachen, wird ein mit ω_0 um die z -Richtung rotierendes Koordinatensystem eingeführt. Die Achsen werden mit x' , y' und z' bezeichnet, wobei nun $\vec{B}_1(t)$ in die y' -Richtung zeigt und \vec{B}_0 in die z' -Richtung. In diesem Koordinatensystem kann die zeitliche Änderung nun wie folgt beschrieben werden

$$\frac{d}{dt}\vec{M}(t) = \gamma\vec{M}(t) \times \vec{B}_1 = \gamma\vec{M}(t)\vec{B}_1 \sin \alpha, \quad (1.6)$$

wobei α der Winkel zwischen der Magnetisierung $\vec{M}(t)$ und der z' -Achse ist. Dieser ändert sich mit der Geschwindigkeit $\vec{\omega}_F = \frac{d\alpha}{dt} = -\gamma \cdot \vec{B}_1$ und das bedeutet, dass nach einer bestimmten Einstrahlzeit τ von \vec{B}_1 der Winkel den Wert

$$\alpha = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau \quad (1.7)$$

hat. Wählt man nun τ gerade so, dass die Magnetisierung in die $x'y'$ -Ebene gekippt wird, d.h. $\alpha = \pi/2$, so spricht man von einem 90° -Puls (vgl. Abbildung 1.2). Es wird in einer senkrecht zur Ebene stehenden Antenne eine Spannung (ein sogenannter „Free Induction Decay“ (FID)) erzeugt und man erhält eine Messgröße für die Magnetisierung.

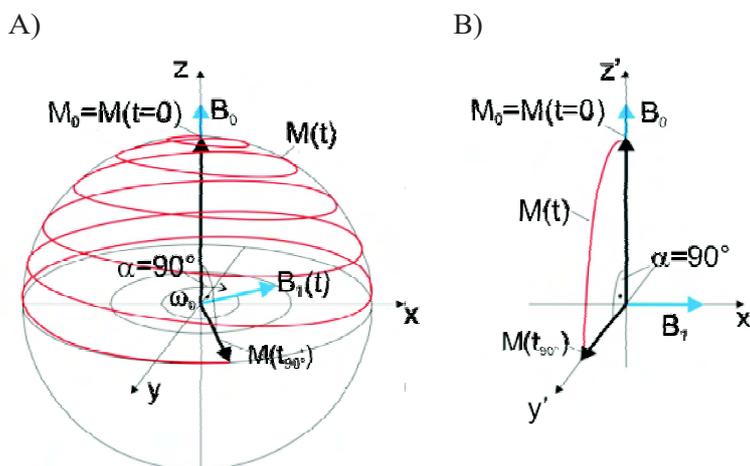


Abbildung 1.2 – Dargestellt ist die Magnetisierungsänderung durch einen 90° -Puls in einem ruhendem Koordinatensystem A) und in einem mit ω_0 rotierendem Koordinatensystem B). In beiden Fällen befindet sich die Magnetisierung $M(t_{90^\circ})$ nach einer Zeit t_{90° in der xy - bzw. $x'y'$ -Ebene.

Analog zum 90° -Puls kann τ so gewählt werden, dass die Magnetisierung in die $-z'$ -Richtung zeigt und man somit von einem 180° -Puls spricht.

1.1.2 Relaxation

Wird der Puls (z.B. ein Hochfrequenz(HF)-Puls), der das thermische Gleichgewicht gestört hat, wieder ausgeschaltet, so ist das System bestrebt den Gleichgewichtszustand wieder herzustellen. Die dafür verantwortlichen Relaxationsmechanismen sollen im folgenden kurz vorgestellt werden. Zur Unterscheidung der verschiedenen Mechanismen wird die Magnetisierung in zwei Komponenten unterteilt. Zum einen die Längsmagnetisierung M_z und zum anderen die Quermagnetisierung M_{xy} , welche durch die Phasenkohärenz der Spins in der xy -Ebene nach einem 90° -Puls hervorgerufen wird. Die Blochschen Gleichungen beschreiben diese beiden Größen

$$M_z(t) = M_{z_0} \left(1 - \exp(-t/T_1) \right) \quad (1.8)$$

$$M_{xy}(t) = M_{xy_0} \left(\exp(-t/T_2^*) \right). \quad (1.9)$$

Da die Relaxationszeiten T_1 und T_2 gewebespezifisch sind, bieten sie eine Möglichkeit verschiedene Gewebearten voneinander zu unterscheiden.

Längsrelaxation T_1

Die Längsrelaxation wird auch Spin-Gitter-Relaxation genannt, da sie durch die Wechselwirkung mit den umliegenden Atomen (dem Gitter) zustande kommt. Die Zeitkonstante nach der die Magnetisierung M_z wieder bei $(1 - \frac{1}{e}) \approx 63\%$ ihres Gleichgewichtswertes ist, nennt man T_1 . Einige wichtige Prozesse, die die Längsrelaxation verursachen, sind:

Dipol-Dipol-Wechselwirkung Dipolmomente erzeugen magnetische Wechselfelder. Über diese Felder können die einzelnen Kern-Dipole wechselwirken und relaxieren.

Paramagnetische Relaxation Paramagnetische Verunreinigungen, z.B. ungepaarte Elektronen, besitzen auch Dipolmomente, welche mit den Kern-Dipolmomenten wechselwirken können. Da das Moment eines Elektrons ca. 1000-mal größer ist als das eines Protons, ist auch die paramagnetische Wechselwirkung erheblich stärker als die Kern-Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Deshalb beeinflussen schon kleinste Konzentrationen paramagnetischer Stoffe die Längsrelaxation erheblich und senken die T_1 -Zeit deutlich.

Weitere Relaxationsprozesse Ferromagnetische und elektrisch leitende Materialien führen durch ihre Wechselwirkung mit den Kern-Dipol-Momenten zu einer schnelleren Relaxation. Ebenso besitzen Kerne mit $I > 1/2$ ein Quadrupolmoment und haben damit die Möglichkeit mit einem elektrischen Feldgradienten wechselzuwirken. Da dies allerdings bei Protonen nicht der Fall ist, wird dies hier nicht genauer betrachtet. Ein weiterer Prozess ist die anormale Relaxation, welche nur bei sehr hohen Temperaturen auftritt und damit auch zu vernachlässigen ist.

Querrelaxation T_2

Der Begriff Querrelaxation betrifft alle Prozesse, die zu einer Dephasierung der Spins und damit zum Zerfall der Magnetisierung in der xy -Ebene führen. Die Geschwindigkeit mit der die Quermagnetisierung zerfällt, hängt u.a. auch von der Längsrelaxation ab. Denn wenn es zur Längsrelaxation kommt, so nimmt automatisch auch die Komponente ab, die in der xy -Ebene ist und es ergibt sich

$$\frac{1}{T_2'} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{2T_1}. \quad (1.10)$$

Prozesse die zusätzlich zur Längsrelaxation die Quermagnetisierung beeinflussen, sind zum einen die Spin-Spin-Wechselwirkung (mit der Zeitkonstante T_2) und zum anderen die Wechselwirkung mit Magnetfeldinhomogenitäten (mit der Zeitkonstanten T_{2i}).

Spin-Spin-Wechselwirkung Ein Kern sieht zusätzlich zu den von außen angelegten Magnetfeldern auch noch diejenigen Magnetfelder, die von den Dipolmomenten in seiner

Umgebung erzeugt werden. Die Komponenten dieser zusätzlichen Felder, die parallel oder antiparallel zu \vec{B}_0 stehen, verändern die Larmorfrequenz und führen damit zu einer Dephasierung. Außerdem kann es auch zu einem sogenannten Spin-Flip kommen. Dabei kommt es zum Austausch der gesamten Spin-Information zweier Spins, ohne eine Wechselwirkung mit dem Gitter. Da dieser Prozess eine endliche Zeit dauert, kommt es zu einem Phasenversatz zwischen den Spins, die am Spin-Flip beteiligt waren, und dem Rest und damit zu einer Dephasierung.

Magnetfeldinhomogenitäten Da reale Magnetfelder nie ideal homogen sind, werden verschiedene Spin-Ensembles immer verschiedenen Magnetfeldern ausgesetzt sein und damit unterschiedlich schnell präzedieren, was zur Dephasierung führt. Typische Werte für die Feldhomogenität liegen bei einem Tomographen bei 0,25 - 1 ppm, was bei einem 1,5 T Gerät zu einem Unterschied in den Präzessionsfrequenzen von 15-60 Hz führt. Daher kommt es zu einem schnellen Zerfall der Quermagnetisierung.

Damit gilt nun für ein reales Magnetfeld

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2i}} + \frac{1}{T_2} \tag{1.11}$$

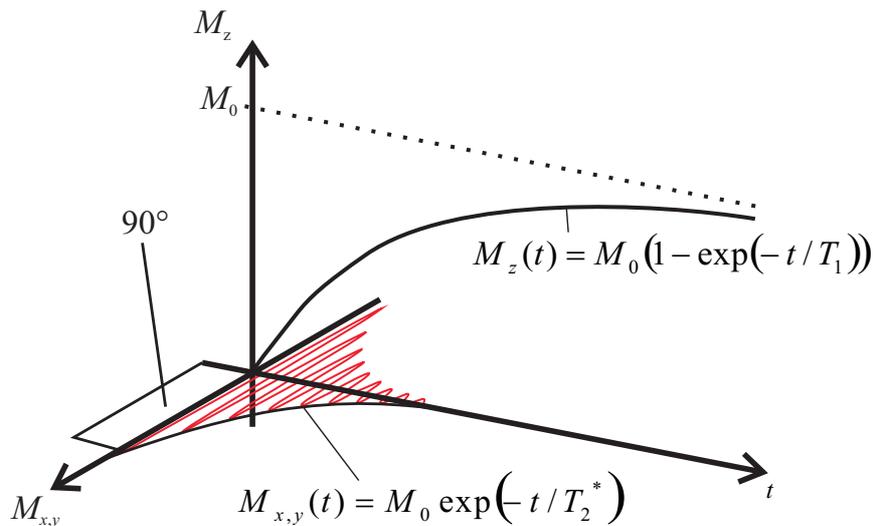


Abbildung 1.3 – Nach einem 90°-Puls wird das System den Zustand des thermischen Gleichgewichts wieder herstellen. Dies ist abhängig von der gewebespezifischen Zeit T_1 . Gleichzeitig baut sich die Magnetisierung in der xy -Ebene durch das Dephasieren der Spins mit der charakteristischen Zeit T_2^* ab.[3]

1.1.3 Ortskodierung

Ziel der Magnetresonanztomographie ist es, Schnittbilder der Quermagnetisierung M_{xy} zu erzeugen. Da jedes Voxel (Volumenelement im Messvolumen) sein eigenes M_{xy} hat und alle Voxel gleichzeitig zum Antennensignal beitragen, ist es die Aufgabe der Tomographie, die

Signale der einzelnen Voxel so zu kodieren, dass man daraus Bilder der Quermagnetisierung rekonstruieren kann. Dazu wird meist nur eine Schicht selektiv angeregt um mit Hilfe von Phasen- und Frequenzmodulationen die anderen beiden Raumrichtungen zu kodieren.

Schichtanregung

Zur selektiven Anregung wird während des HF-Pulses, z.Bsp. eines 90° -Pulses, ein Gradientenfeld eingeschaltet. In den meisten Fällen handelt es sich dabei um einen Gradient in z -Richtung: $G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z}$.

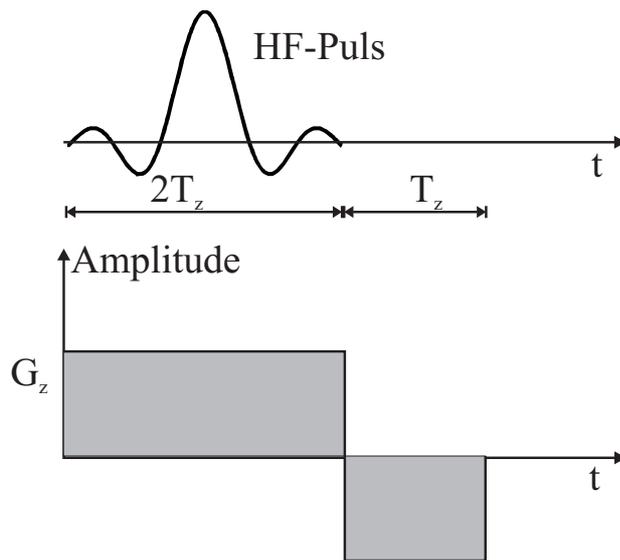


Abbildung 1.4 – Bei der Schichtanregung verändert ein Gradient in z -Richtung linear das \vec{B}_0 -Feld und damit die Larmorfrequenz. Bei gleichzeitiger Einstrahlung eines HF-Pulses wird daraufhin nur diejenige Schicht angeregt, die die zum HF-Puls passende Larmorfrequenz hat. Die Schichtdicke ist u.a. abhängig von der Gradientenstärke und der Bandbreite des Anregungspulses. Der negative Gradient korrigiert anschließend die Phasenlage der Protonen innerhalb der ausgewählten Schicht.[1]

Dieser Gradient führt dazu, dass die Larmorfrequenz der Kernspins entlang der z -Achse ansteigt

$$\omega_0(z) = \gamma(B_0 + G_z z). \tag{1.12}$$

Nun werden mit einer HF-Welle aufgrund der Resonanzbedingung nur die Spins umgeklappt, die die passende Larmorfrequenz haben. Dabei ist nun die Breite der angeregten Schicht (typischerweise 3 - 4 mm) von der Stärke des Gradienten und der Bandbreite des HF-Pulses abhängig.

Phasenkodierung

Für die Phasenkodierung müssen Gradientenfelder zwischen der HF-Anregung und dem Auslesen der Antennensignale eingeschaltet werden. Für diese Kodierung wird ein y -Gradient $G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y}$ für eine bestimmte Zeit T_y angelegt.

Dieser Gradient sorgt für eine ortsabhängige Phasenverschiebung $\phi = -\gamma G_y y T_y$. Wiederholt man die Sequenz N -mal mit gleichen Parametern, abgesehen von der Gradientenstärke, die stetig erhöht wird, erhält man N verschiedene Signale. Aus diesen N Gleichungen mit N Unbekannten kann man die Informationen über N verschiedene Voxel extrahieren.

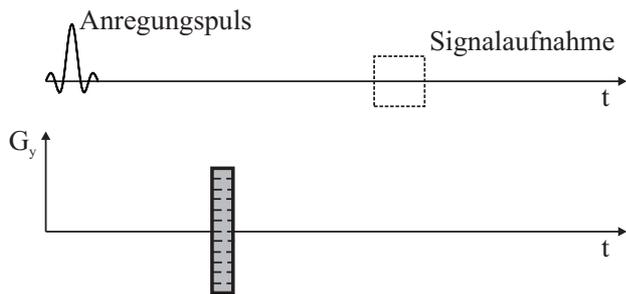


Abbildung 1.5 – Bei der Phasenkodierung sorgt ein Gradient in y -Richtung für eine ortsabhängige Phasenverschiebung. Bei jedem Auslesevorgang wird der Gradient in seiner Stärke verändert.[1]

Frequenzkodierung

Die letzte fehlende Raumrichtung wird durch einen Gradienten in x -Richtung $G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}$ kodiert.

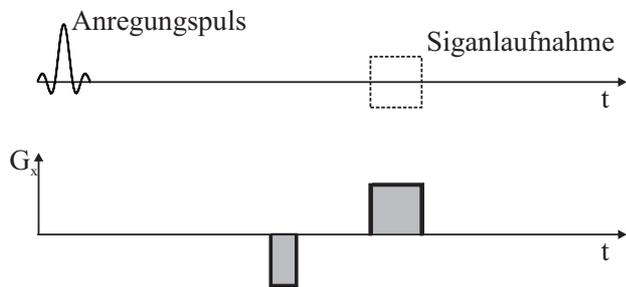


Abbildung 1.6 – Legt man während der Auslese einen Gradienten in x -Richtung an, präzedieren die Spins mit ortsabhängigen Frequenzen. Durch eine Fouriertransformation kann zu jeder Frequenz die x -Koordinate ermittelt werden.[1]

Dadurch präzedieren die Spins mit ortsabhängigen Frequenzen und das Antennensignal enthält ein breites Frequenzspektrum. Durch eine Fouriertransformation können die Beiträge aller Voxel mit gleicher x -Koordinate herausgefunden werden. Steilere Gradienten erfordern eine größere Antennenbandbreite, führen aber auch zu einer höheren Ortsauflösung.

1.1.4 Echos und Sequenzen

Um unterschiedliche Gewebetypen bestmöglich darzustellen, verwendet man verschiedene Abfolgen von Pulsen, sogenannte Puls-Sequenzen. Es gibt sehr viele verschiedene Sequenzen, die auf die jeweilige diagnostische Fragestellung angepasst sind. Damit ist es möglich die gewebespezifischen Relaxationszeiten (vgl. Abschnitt 1.1.2) zu messen und Aussagen über die im untersuchten Volumen vorhandenen Kerne und deren Umgebung zu treffen. Dazu betrachten wir die von der Antenne aufgenommenen Signale genauer. Nach einem 90° -Puls kommt es zu einem FID-Signal (vgl. Abschnitt 1.1.1) welches zum Zeitpunkt des Pulses der zuvor in z -Richtung vorhandenen Magnetisierung entspricht und dessen Einhüllende exponentiell mit der Zeit T_2^* abfällt.

Spin-Echo-Sequenz

Da T_2^* für die Bildgebung meist zu kurz ist, muss die Dephasierung der Spin-Ensembles durch Magnetfeldinhomogenitäten in der xy -Ebene mit einem Trick rückgängig gemacht werden. Dazu wird nach dem 90° -Puls und dem Abklingen des FID-Signals nach einer

Zeit $T_E/2$ ein 180° -Puls eingestrahlt, welcher das ganze Spin-Bild um 180° um die z -Achse dreht. Die Spins, die vor dem 180° -Puls eine höhere Präzessionsfrequenz hatten, laufen nun hinter denen mit niedrigerer Frequenz hinterher. Nach einer Zeit $T_E/2$ nach dem 180° -Puls sind alle magnetischen Momente wieder in Phase und es kommt zu einer messbaren Quermagnetisierung, d.h. zu einem Echo. Dieses Echo fällt nur noch mit der Zeitkonstante T_2' ab.

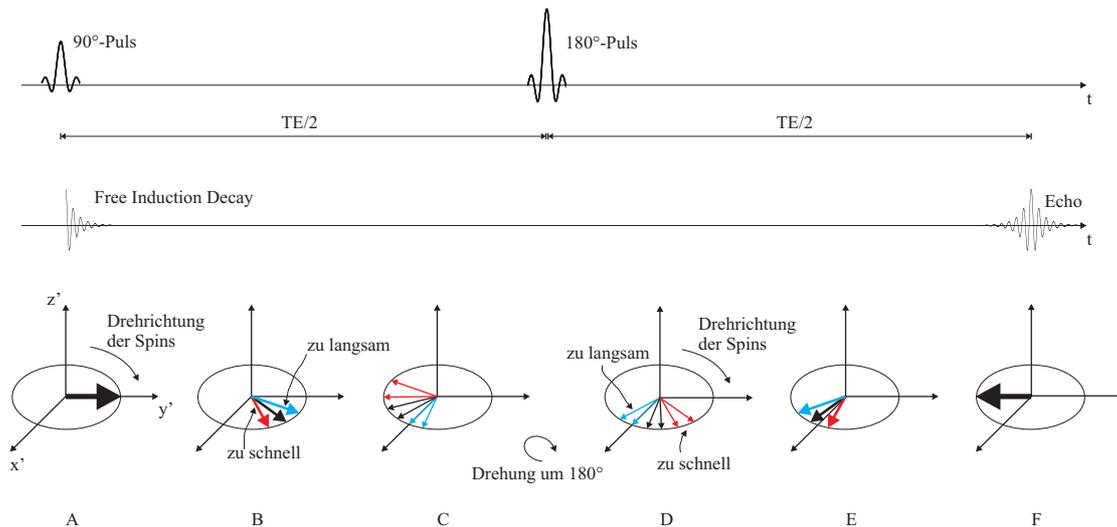


Abbildung 1.7 – Prinzip der Echoerzeugung. Durch Magnetfeldinhomogenitäten präzedieren einige Spins schneller (rot) und einige langsamer (blau) als der Durchschnitt (schwarz). Die Spins dephasieren und das Signal zerfällt. Nach einem 180° -Puls befinden sich die schnelleren hinter dem Durchschnitt und die langsameren vor dem Durchschnitt (D). Dadurch rephasieren die Spins und das Signal baut sich wieder auf (E und F). Es kommt zu einem sogenannten Echo, dessen maximale Amplitude mit der Zeit T_2 abnimmt. [1]

Bewegungssensitive Sequenzen

Für diese Arbeit ist es grundlegend Verschiebungen im Gewebe zu detektieren. Dazu können vorhandene Sequenzen (z.Bsp. Spin-Echo-Sequenz) durch zwei zusätzliche Magnetfeldgradienten (im folgenden als $G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}$ angenommen) moduliert werden. Dadurch kommt es zu einer ortsabhängigen Präzessionsfrequenz

$$\omega_0(x) = \gamma(B_0 + G_x x). \quad (1.13)$$

Die monopolen Gradienten werden symmetrisch um den 180° -Puls eingefügt. Zunächst kann man sich die Auswirkungen dieser zusätzlichen Magnetfeldgradienten anhand einer Probe verdeutlichen, die sich nicht bewegt. Dabei führt der erste Gradient zu einer Dephasierung der Spins entlang der x -Achse. Durch den 180° -Puls werden die Phasen der Spins gespiegelt und damit führt das Schalten des zweiten Gradienten, der symmetrisch zum ersten ist, zu einer vollständigen Rephasierung und damit zur Wiederherstellung des Echos. Hat sich das Probenvolumen zwischen dem ersten und dem zweiten Gradienten jedoch bewegt, so kann der zweite Gradient die Spins nicht mehr vollständig rephasieren und es entsteht eine

festen Phasendifferenz zwischen den Spins. Diese Phasendifferenz $\Delta\phi$ ist proportional zur Verschiebung Δx , zur Einstrahlzeit des Gradienten T_G und zur Gradientenstärke G_x :

$$\Delta\phi = \gamma \cdot G_x \cdot T_G \cdot \Delta x. \quad (1.14)$$

Kontraste

Wie schon am Anfang dieses Kapitels erwähnt wurde, ist es eine sehr positive Eigenschaft der MRT, dass die Messsequenzen an die jeweilige diagnostische Fragestellung angepasst werden können. Es gibt verschiedene Zeiteinstellungen - sowohl für die Zeit T_E (vgl. Abschnitt 1.1.4) als auch für die Zeit T_R - um unterschiedlich gewichtete Bilder zu erhalten:

- T_1 -Wichtung : T_R kurz ($T_R \ll T_1$) und T_E kurz ($T_E \ll T_2$)
- T_2 -Wichtung : T_R lang ($T_R \gg T_1$) und T_E lang ($T_E \gg T_2$)
- Protonendichte-Wichtung : T_R lang ($T_R \gg T_1$) und T_E kurz ($T_E \ll T_2$)

Außerdem bieten Kontrastmittel (paramagnetische Substanz z.Bsp. Gd^{3+} oder magnetische Nanopartikel) eine weitere Möglichkeit die Bilder in Hinblick auf eine spezifische diagnostische Fragestellung zu verbessern. Dabei verkürzt das Kontrastmittel sowohl die T_1 - als auch die T_2 -Zeit und kann dadurch gut im Körper detektiert werden.

Bis jetzt wurde immer davon ausgegangen, dass die Amplitude des Echos dargestellt wird, allerdings kann noch zusätzlich die Phase der einzelnen Voxel dargestellt werden. Dies ist besonders für diese Arbeit interessant, da mit bewegungssensitiven Sequenzen gearbeitet wurde und dabei gerade Phasenverschiebungen induziert werden, die proportional zur Gewebeverschiebung sind.

1.1.5 Der Tomograph

Da bis jetzt nur die theoretischen Grundlagen der Magnet-Resonanz-Tomographie betrachtet wurden, sollen nun die wichtigsten Bestandteile eines kommerziellen Magnet-Resonanz-Tomographen beschrieben werden.

Zur Erzeugung des statischen Magnetfeldes \vec{B}_0 wird in den meisten klinischen Geräten ein supraleitender Magnet benutzt. Je größer die Magnetfeldstärke, desto mehr Spins richten sich aus und tragen zum Signal bei. Deshalb steigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit steigender Magnetfeldstärke. Allerdings steigt in gleichem Maße auch die Larmorfrequenz und es kann zur Signalabschwächung durch den Skin-Effekt im Gewebe kommen. Am gebräuchlichsten sind Tomographen mit einer Magnetfeldstärke zwischen 1 und 3 T.

Zur Erzeugung der Magnetfeldgradienten, die zur Ortskodierung gebraucht werden, werden sogenannte Gradientenspulen verwendet. Diese können innerhalb von 0,1 bis 1 Millisekunden Gradienten ein- bzw. ausschalten, wobei auch hier beachtet werden muss, dass ein zu schnelles „Schalten“ zu Stimulationen in Muskeln und Nerven führen kann. Daher gibt es

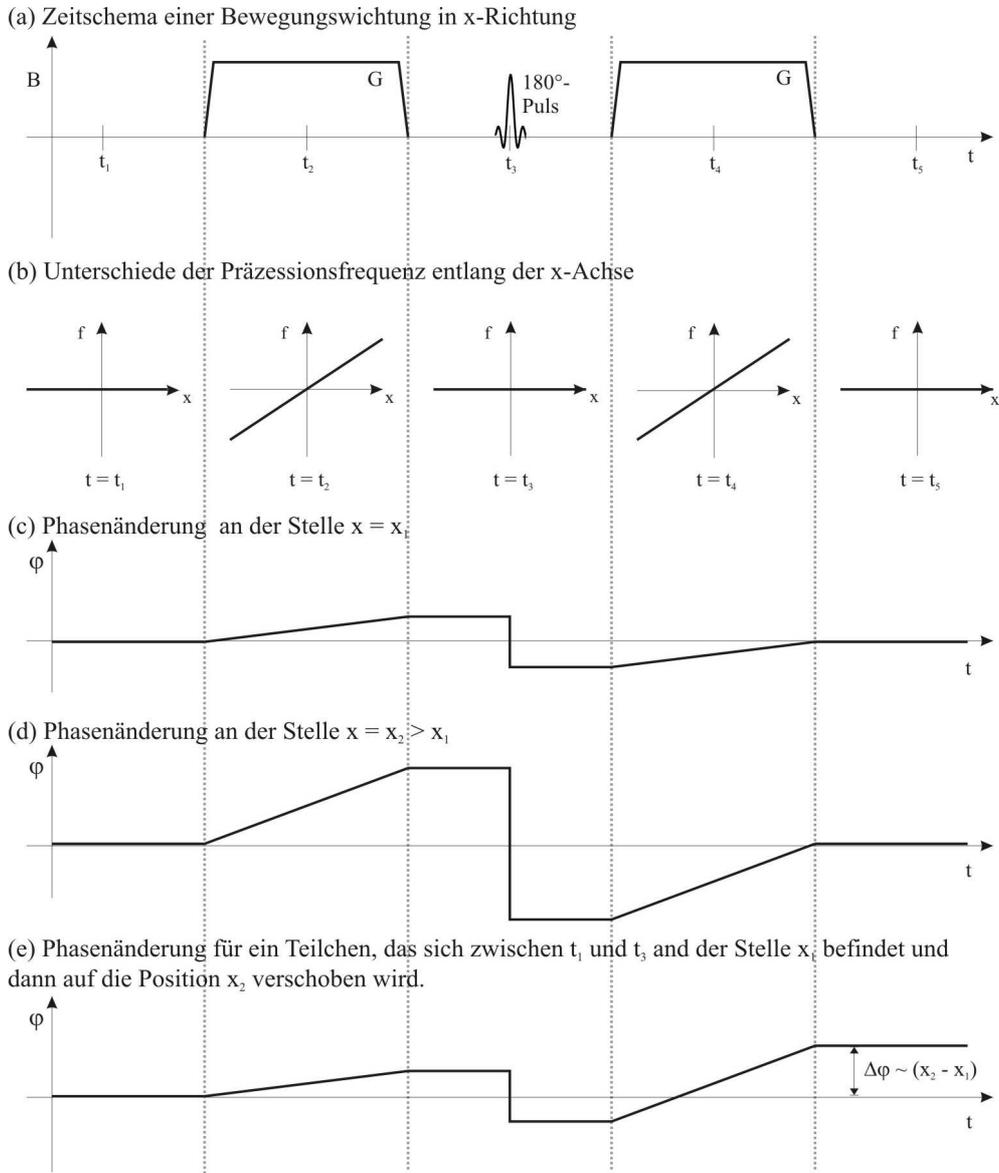


Abbildung 1.8 – Wirkungsweise einer bewegungssensitiven Sequenz. Symmetrisch um den 180° -Puls werden zwei Gradienten G eingefügt (a). Der erste Gradient führt zu einer ortsabhängigen Präzessionsfrequenz entlang der x -Richtung (b). Damit kommt es am Ende des ersten Gradienten zu einer Phasendifferenz zwischen Teilchen an verschiedenen x -Positionen. Da der 180° -Puls diese Phasendifferenz umkehrt, führt der zweite Gradient dazu, dass die Phasendifferenz wieder aufgehoben wird, sofern sich die Position der Teilchen nicht verändert. Dies ist in der Abbildung für zwei verschiedene x -Positionen dargestellt (b,c). Kommt es allerdings zu einer Positionsänderung, so resultiert daraus eine Phasendifferenz, die proportional zur Verschiebung ist (d). Der Tomograph kann diese Phasendifferenz in sogenannten Phasenbildern aufzeichnen, was eine nachträgliche Berechnung der Verschiebung ermöglicht. [1]

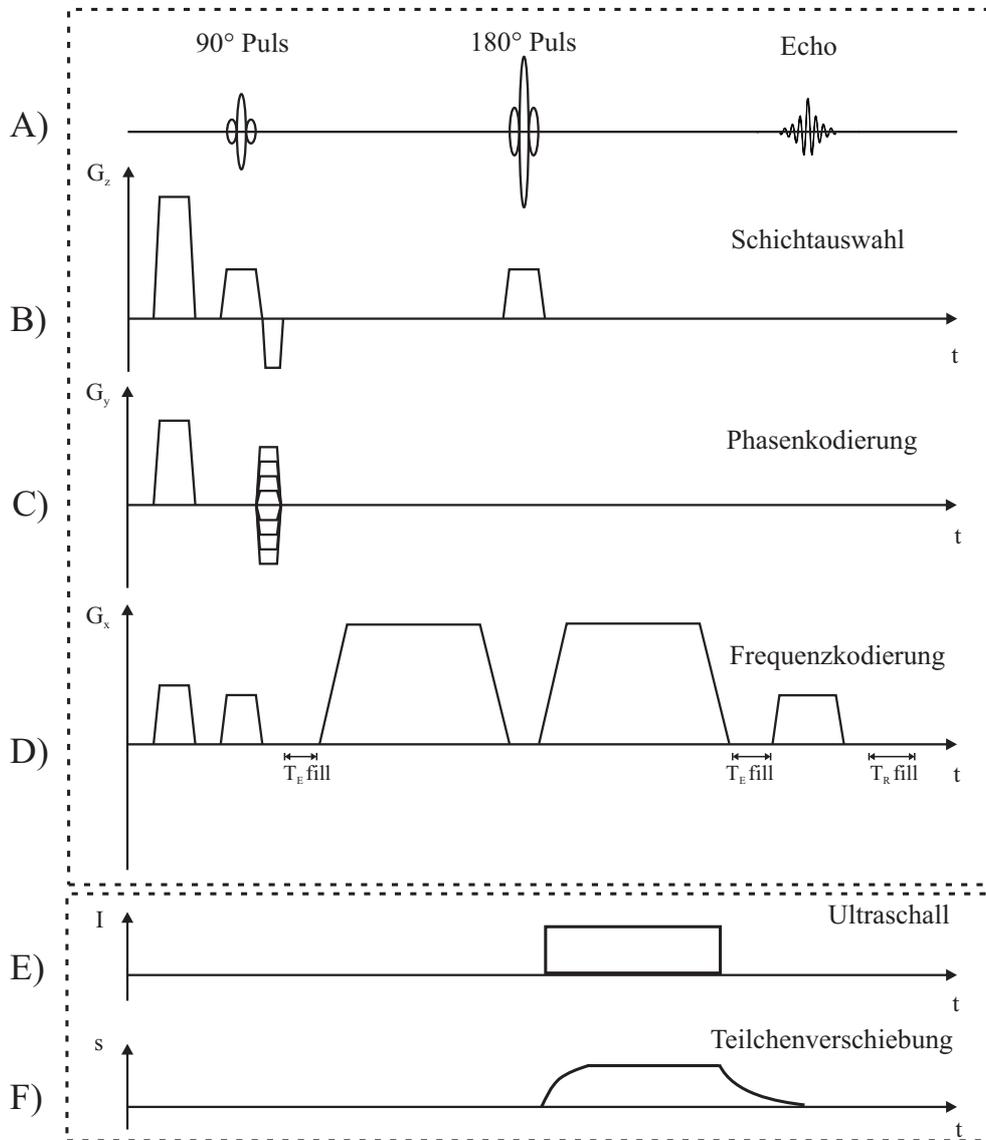


Abbildung 1.9 – Die Abbildung zeigt die vollständige für diese Arbeit verwendete bewegungssensitive Spin-Echo Sequenz inklusive der Erweiterung durch den Ultraschall. Zunächst ist die HF-Pulsfolge dargestellt, welche zur Erzeugung eines Echos führt (A). Durch Magnetfeldgradienten in allen drei Raumrichtungen wird das Signal der einzelnen Voxel ortskodiert (B,C,D). Zusätzlich wird jeweils ein Gradient (hier in x -Richtung) vor und hinter den 180°-Puls eingefügt um Verschiebungen der Teilchen sichtbar zu machen (D). Damit es überhaupt zu einer Verschiebung der Teilchen kommt, wird während einem der beiden Gradienten Ultraschall in das Gewebe eingekoppelt (E). Diese Verschiebung erfolgt innerhalb 1 ms und hat während des Gradienten einen konstanten Wert (F). Es kommt dabei zu Verschiebungen von ungefähr 10 μm . [1]

vorgeschriebene Grenzwerte. Für diese Arbeit wurden Messungen an einem Siemens Avanto 1,5 T Tomographen durchgeführt, welcher maximal eine Gradientenstärke von 45 mT/m und eine Anstiegszeit von 0,1 ms besitzt. Weiterhin besitzt der Tomograph Spulen zum Senden und Empfangen von Hochfrequenz-Pulsen. Die Empfangsspulen sollten sich zur Maximierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses möglichst nah am zu messenden Bereich befinden und werden daher speziell für verschiedene diagnostische Zwecke hergestellt. Es wurde eine 4-Kanal Brustspule der Firma NORAS MRI products GmbH verwendet.

1.2 Ultraschall

Das zweite wichtige Konzept, auf dem die Erkenntnisse dieser Arbeit basieren, ist der Ultraschall. Allerdings wird dieser nicht in seiner herkömmlichen diagnostischen Funktion benutzt, sondern dient der Erzeugung von Schallstrahlungskraft und einer damit verbundenen Verschiebung des Gewebes.

1.2.1 Grundlagen

Als Ultraschall bezeichnet man Schallwellen mit einer Frequenz von 20 kHz bis 1 GHz. Dabei werden die einzelnen Atome (oder Moleküle) aus ihrer Ruheposition ausgelenkt und geben aufgrund der Bindungen die Bewegung an die Nachbarn weiter. Da Bindungsart und Abstand variieren können, kommt es zu unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Medium. Dabei gibt es sowohl Transversal- (Ausbreitungs- und Schwingungsrichtung stehen senkrecht zueinander) als auch Longitudinalwellen (Ausbreitungs- und Schwingungsrichtung sind parallel zueinander). Ultraschall-Transversalwellen treten nur in Medien auf, die einen großen Schubmodul besitzen, und sind für diese Arbeit nicht weiter relevant.

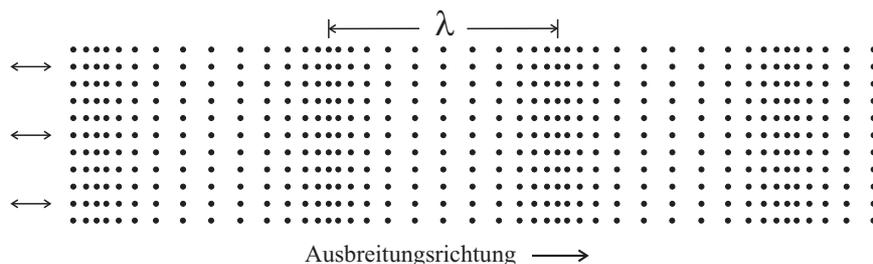


Abbildung 1.10 – Darstellung einer Longitudinalwelle. Es handelt sich um eine Druckwelle, bei der es zur Ausbildung von Bereichen mit niedrigem bzw. hohem Druck kommt. Dabei ist die Schwingungsrichtung parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Eine charakteristische Größe ist z.B. die Wellenlänge λ . [3]

Der Ultraschall wird durch verschiedene Schallfeldgrößen charakterisiert.

Schallgeschwindigkeit c

Als Schallgeschwindigkeit wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium bezeichnet.

Für Flüssigkeiten und Gase gilt

$$c_{long} = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \text{ und } c_{trans} = 0, \quad (1.15)$$

wobei K das Kompressionsmodul und ρ die Dichte ist.

Für Festkörper gilt

$$c_{trans} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}} \text{ und } c_{trans} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (1.16)$$

wobei E das Elastizitätsmodul, ν die Poisson-Zahl und G das Schubmodul ist.

Schallwechseldruck $p(x, t)$

Der zeitliche Verlauf des Druckes an der Stelle x ist gegeben als

$$p(x, t) = p_0 e^{i \cdot \omega(t - \frac{x}{c})}, \quad (1.17)$$

wobei ω die Kreisfrequenz und p_0 der maximal vorkommende Druck ist.

Schallschnelle $\vec{u}(x, t)$

Die Schallschnelle ist die Geschwindigkeit mit der sich die einzelnen Teilchen im Medium bewegen und ist gegeben als

$$\vec{u}(x, t) = \vec{u}_0 e^{i \cdot \omega(t - \frac{x}{c})}, \quad (1.18)$$

wobei \vec{u}_0 die maximale Schallschnelle ist.

Schallintensität $\vec{I}(x, t)$

Die Schallintensität $\vec{I}(x, t)$ ist die Schalleistung, die je Flächeneinheit durch eine durchschallte Fläche tritt und ergibt sich zu

$$\vec{I}(x, t) = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{u}(x, t) p(x, t) dt \quad (1.19)$$

Schalleistung P

Die Schalleistung P bezeichnet die von einer Schallquelle abgegebene Energie pro Zeiteinheit bzw. die durch eine Fläche A fließende Schallintensität

$$P = \int_A \vec{I} dA. \quad (1.20)$$

Schallkennimpedanz Z

Jedes Medium besitzt einen charakteristischen Wellenwiderstand

$$Z = \frac{p}{u} = \rho \cdot c. \quad (1.21)$$

Schallabsorptionskoeffizient α

Propagiert eine Schallwelle durch ein Medium, so kommt es zur Abschwächung der Schallintensität durch Streuung, Reflexion und Absorption. In menschlichem Gewebe kann davon ausgegangen werden, dass Absorption den größten Beitrag zur Abschwächung liefert. Deshalb kann man den Verlauf der Intensität innerhalb des Mediums wie folgt beschreiben

$$I(x) = I_0 e^{-2\alpha \cdot x}. \quad (1.22)$$

Schallstrahlungskraft F

Die Schallstrahlungskraft ist für diese Arbeit von großer Bedeutung. Wie bereits erwähnt, kommt es durch Absorption zu einer Abschwächung der Intensität des Schallstrahls und damit verbunden zu einem Impulsübertrag an das absorbierende Medium. Somit wirkt eine Kraft in Ausbreitungsrichtung auf das Gewebe - die Schallstrahlungskraft. Wird der Ultraschallstrahl als ebene sinusförmige Welle angenommen, so ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$F = \frac{2\alpha I(x)}{c}. \quad (1.23)$$

1.2.2 Verhalten an Grenzflächen

Da es sich bei Ultraschall um Wellen handelt, werden sie an Grenzflächen zwischen Gebieten mit unterschiedlicher Schallimpedanz teilweise reflektiert. Wie auch bei Lichtwellen gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)}, \quad (1.24)$$

wobei c_1, c_2 die Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten in den jeweiligen Medien und θ_1, θ_2 die Winkel zwischen einfallender bzw. transmittierter Welle und der Normalen der Grenzfläche sind. Über das Verhältnis der Schallwechseldrücke zwischen einlaufender und reflektierter bzw. transmittierter Welle kann die Reflexions- bzw. Transmissionsrate bestimmt werden als

$$R = \frac{p_r}{p_e} = \frac{Z_2 \cos(\theta_1) - Z_1 \cos(\theta_2)}{Z_2 \cos(\theta_1) + Z_1 \cos(\theta_2)} \quad (1.25)$$

und

$$T = \frac{p_t}{p_e} = 1 - R, \quad (1.26)$$

wobei Z_1 und Z_2 die Schallimpedanzen der beiden Medien sind. Man sieht, dass die Reflexionsrate groß wird, wenn die Schallimpedanzen der beiden Medien sehr unterschiedlich sind.

Im Zusammenhang mit der Reflexion kommt es zu einem Druck, der auf die reflektierende Oberfläche wirkt und sich gemäß

$$R_P = k \frac{I(x)}{c} \quad (1.27)$$

berechnen lässt. Dabei ist k eine Konstante mit $k = 1$ für totale Absorption und $k = 2$ für totale Reflexion [4].

1.2.3 Ultraschallerzeugung

Die am häufigsten benutzte Methode zur Erzeugung von Ultraschall ist die Ausnutzung des reziproken piezoelektrischen Effekts. Zum Verständnis wird zunächst der piezoelektrische Effekt beschrieben, welcher eine Eigenschaft von Kristallen mit mindestens einer polaren Achse ist. Wird ein Kristall entlang dieser Achse verformt, so verschieben sich die beiden Ladungsschwerpunkte gegeneinander und es entsteht eine Spannung zwischen den beiden Enden der polaren Achse.

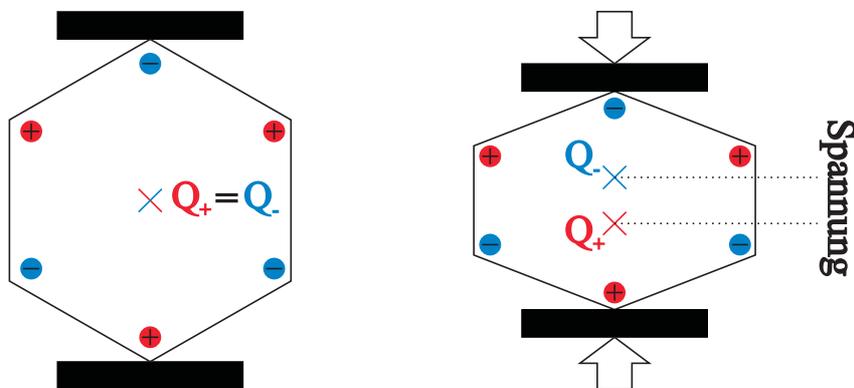


Abbildung 1.11 – Direkter piezoelektrischer Effekt. Durch mechanischen Druck werden in einem Kristall mit mindestens einer polaren Achse die Ladungsschwerpunkte gegeneinander verschoben. Es kommt zu einer Polarisation und damit zum Auftreten einer elektrischen Spannung am Festkörper.[3]

Befindet sich solch ein Kristall in einem elektrischen Feld, dessen Richtung mit der polaren Achse zusammenfällt, so wird der Kristall deformiert (reziproker piezoelektrischer Effekt). Durch Anlegen einer Wechselspannung wird der Kristall zu einer Schwingung mit der Frequenz der Wechselspannung angeregt. Wählt man also diese Frequenz entsprechend, kann Ultraschall erzeugt werden. Der erzeugte Schallwechseldruck ist proportional zur angelegten Spannung. Typische piezoelektrische Materialien sind zum Beispiel α -Quarz oder Mischkristalle aus Bleizirkonat (PbZrO_3) und Bleititanat (PbTiO_3).

1.2.4 Schallfelder

In dieser Arbeit wurde der Ultraschall durch kreisförmige Schwinger (piezoelektrische Keramik) erzeugt, deren Felder in zwei Gebiete unterteilt werden können. In der unmittelbaren Zone vor dem Schwinger entsteht ein Gebiet mit starken Schalldruckschwankungen, das Nahfeld. Das am weitesten vom Schwinger entfernt liegende Druckmaximum markiert den Übergang zum Fernfeld und gleichzeitig den Schallfokus. Im Fernfeld nimmt die Druckamplitude monoton mit der Entfernung ab [5]. Die Fokuslänge N_0 ist definiert als

$$N_0 = \frac{D^2}{\lambda}, \tag{1.28}$$

wobei D der Schwingerdurchmesser und λ die Wellenlänge des Ultraschalls ist.

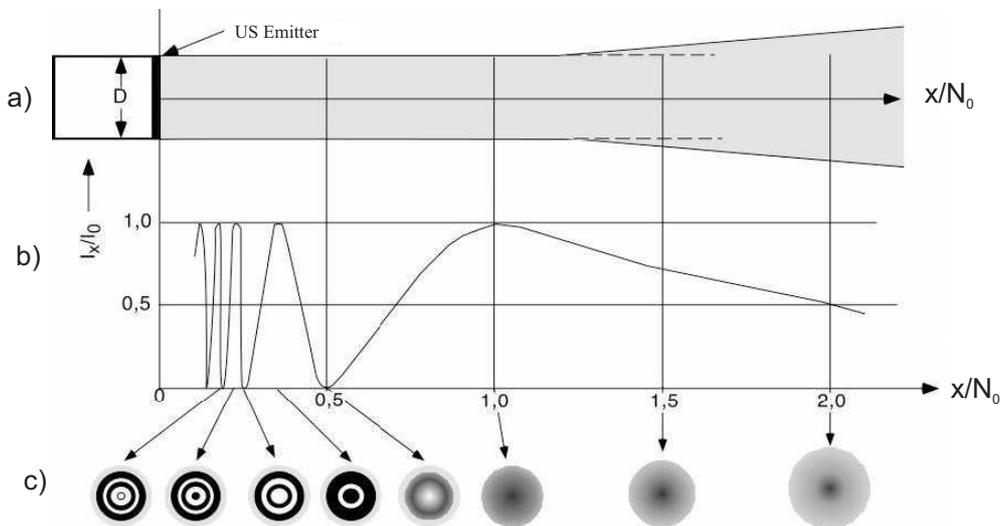


Abbildung 1.12 – Ultraschall-Intensitätsverteilung eines kreisförmigen Emitters mit dem Durchmesser D . Zu sehen ist die Breite des Schallfeldes a), die Intensitätsänderung in der Mitte des Schallstrahls b) und die Intensitätsverteilung im Querschnitt an verschiedenen Positionen c). Dabei kennzeichnet I_0 die maximale Intensität, I_x die Intensität am Ort x und N_0 die Nahfeldlänge. Nach [6].

Da es sich bei Ultraschall um Wellen handelt, ist es möglich den Fokus mit Hilfe einer Linse zu verkürzen. Ist R der Krümmungsradius einer plankonkaven Linse und c_1 und c_2 die Schallgeschwindigkeiten im Linsenmaterial bzw. im umgebenden Medium, so ergibt sich für die Fokuslänge

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_0} + \frac{1}{R} \left(1 - \frac{c_2}{c_1}\right). \tag{1.29}$$

1.2.5 Sicherheitsaspekte

Da es das Ziel ist, die in dieser Arbeit vorgestellte Methode am Menschen anzuwenden, muss man sich mit möglichen Gefahren des Ultraschalls beschäftigen.

Ultraschall kann Gewebe durch Erwärmung, mechanische Beanspruchung und Kavitation (Entstehung von Blasen in der Unterdruckphase des Ultraschall) schädigen. Weiterhin können der mechanische Index (MI) und der thermische Index (TIS) - wobei das S für „soft tissue“ steht - zur genaueren Beurteilung von Schädigung herangezogen werden. Der MI ist definiert als

$$MI = \frac{P}{\sqrt{f}C_{MI}}, \quad (1.30)$$

wobei P der gedämpfte Spitzenwert des Unterdrucks, f die Ultraschallfrequenz und $C_{MI} = 1 \text{ MPaMHz}^{-1/2}$ ist. Der TIS lässt sich annähern als

$$TIS = \frac{\langle I \rangle \cdot A \cdot f}{C_{TIS}}, \quad (1.31)$$

wobei $\langle I \rangle$ der zeitliche Mittelwert der Schallintensität im Fokus in mW, A die Fokusfläche und $C_{TIS} = 210 \text{ mWMHz}$ ist. Die Regulierungsbehörde der USA gibt als Grenzwert $MI = 1,9$ und $TIS = 8,5$ an. In unseren Messungen ist $MI = 0,4$ und $TIS = 1,97$ [7].

1.3 Finite-Elemente-Methode

Um die physikalische Erklärung der später vorgestellten Ergebnisse zu verifizieren, sollen die Messergebnisse mit der Finiten-Elemente-Methode (FEM) reproduziert werden. Dabei handelt es sich um eine numerische Simulation des mechanischen Verhaltens komplexer Körper, welche hier grundlegend erklärt werden soll.

1.3.1 Allgemeine Grundlagen

Von grundlegender Bedeutung für die FEM ist die Annahme, dass eine mechanische Struktur unter einer Krafteinwirkung ihre Form so verändert, dass ein Minimum an Energie gebraucht wird [8]. Die Lösung des Gleichungssystems, welches aus dem Variationsproblem des Minimierungsprozesses entsteht, beschreibt die resultierende Form der mechanischen Struktur. Zur Berechnung wird diese Struktur nun in eine endliche („finite“) Anzahl von einfachen geometrischen Elementen mit wohldefinierten Materialeigenschaften aufgeteilt. Diese Elemente sind an Knotenpunkten miteinander verbunden. Durch Knoten und Elemente wird das FEM-Netz gebildet, welches die Geometrie und Materialparameter der zu untersuchenden Struktur bestmöglich wiedergeben soll. Auf jedem dieser Elemente wird nun eine Ansatzfunktion für die gesuchte Lösung der Differentialgleichung definiert, so dass ein Gleichungssystem entsteht, das die mechanischen Zusammenhänge innerhalb der Struktur wiedergibt [9]. Es ist möglich elektrische, magnetische, thermische oder auch akustische Eigenschaften zu simulieren. In dieser Arbeit wird allerdings ausschließlich die mechanische Finite-Elemente-Simulation benutzt.

1.3.2 Kontinuumsmechanische Kenngrößen

Die Kontinuumsmechanik beschreibt den Zusammenhang zwischen einer Krafteinwirkung und der resultierenden Deformation materieller Körper. Die dabei relevanten Größen werden im Folgenden kurz erklärt.

Spannung S

Die Spannung ist definiert als die Kraft ΔF , die auf eine Einheitsfläche ΔA wirkt. Mit der Normalspannung $\sigma = \Delta F_N / \Delta A$ (F_N -Normalkomponente der Kraft) und der Schubspannung $\tau = \Delta F_T / \Delta A$ (F_T -Tagentialkomponente der Kraft) kann der Spannungstensor folgendermaßen dargestellt werden [10]:

$$S = \begin{pmatrix} \tau_{xx} = \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} = \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} = \sigma_z \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Bei den einzelnen Komponenten $\tau_{i,j}$ gibt i die Richtung der Kraft und j die Richtung der Flächennormale, auf die die Kraft wirkt, an.

Verzerrungen $\tilde{\epsilon}$

Eine Verzerrung bzw. Deformation ist die Veränderung der gegenseitigen Lagebeziehung der Materialelemente. Für genügend kleine Verformung gilt die lineare Elastizitätstheorie (d.h. $S = E \cdot \tilde{\epsilon}$ - Hook'sches Gesetz) und die Element-Verzerrungen können als partielle Ableitungen der Element-Verschiebungen u, v, w nach den lokalen Koordinaten definiert werden:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

mit den Komponenten

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}; \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}; \epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.34)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}; \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}; \epsilon_{zx} = \epsilon_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.35)$$

Poisson-Zahl ν

Gilt das Hook'sche Gesetz, so führt eine Zugkraft dazu, dass ein Körper länger und dünner wird. Die Poissonzahl ist eine dimensionslose Materialkonstante, die bei Einwirkung einer

Kraft das Verhältnis von relativer Längenänderung $\Delta l/l$ zu relativer Dickenänderung $\Delta d/d$ angibt:

$$\nu = \frac{\Delta d/d}{\Delta l/l}. \quad (1.36)$$

Aus dieser Definition kann auch auf die relative Volumenänderung

$$\frac{\Delta V}{V} = \epsilon(1 - 2\nu) \quad (1.37)$$

geschlossen werden. Aus der Energieerhaltung lässt sich schließen, dass das Volumen unter Zug nicht zunehmen darf. Es gilt $\Delta V \geq 0$ und daraus folgt $\nu \leq 0,5$. Der Grenzfall $\nu = 0,5$ gibt an, dass der Körper inkompressibel ist.

1.3.3 Numerischer Hintergrund

Bei der FEM wird der zu untersuchende Körper als eine Gruppierung diskreter finiter Elemente angenähert, welche an Knotenpunkten miteinander verbunden sind. Betrachtet man ein Element m , so können die Verschiebungen in einem lokalen Koordinatensystem x, y, z als Funktionen der Verschiebungen in den N Knotenpunkten der finiten Elemente angenommen werden:

$$u^{(m)}(x, y, z) = H^{(m)}(x, y, z)\hat{U}, \quad (1.38)$$

wobei $H^{(m)}$ die Verschiebungsinterpolationsmatrix und \hat{U} alle drei Vektoren der drei Verschiebungskomponenten U_i, V_i und W_i aller Knotenpunkte enthält. Die Wahl eines Elements und die Konstruktion der entsprechenden Einträge in $H^{(m)}$, die u.a. von der Geometrie des Elements abhängen, machen die grundlegenden Schritte in einer Finite-Elemente-Lösung aus. Mit Gleichung 1.38 kann nun auf die entsprechenden Element-Verzerrungen geschlossen werden:

$$\epsilon^{(m)}(x, y, z) = B^{(m)}(x, y, z)\hat{U}, \quad (1.39)$$

wobei $B^{(m)}$ die Verzerrungs-Verschiebungs-Matrix ist, die sich mit Hilfe der Matrix $H^{(m)}$ ergibt. Abschließend können noch die Spannungen $\tau^{(m)}$ im m -ten finiten Element aus den Elementverzerrungen $\epsilon^{(m)}$ und den Element-Anfangsspannungen $\tau^{I(m)}$ bestimmt werden:

$$\tau^{(m)} = C^{(m)}\epsilon^{(m)} + \tau^{I(m)}. \quad (1.40)$$

Dabei ist $C^{(m)}$ die Elastizitätsmatrix und sie enthält die Materialparameter. Um die Spannungen und Verschiebungen zu berechnen, können die Gleichgewichtsbedingungen nach dem Prinzip der virtuellen Verschiebungen aufgestellt werden. Dieses Prinzip besagt, dass ein Körper sich im Gleichgewicht befindet, wenn für beliebige, kompatible, kleine, virtuelle,

auf den Körper einwirkende Verschiebungen die Summe der inneren gleich der Summe der äußeren virtuellen Arbeit ist [11]. Die daraus resultierende Gleichgewichtsbedingung lautet

$$K\hat{U} = R, \tag{1.41}$$

wobei K die Steifigkeitsmatrix des Gesamtkörpers und R der Lastvektor ist, der den Anteil der auf die Elemente wirkenden z.B. Volumen- und Oberflächenkräfte beinhaltet. Will man ein Finite-Elemente-Modell also vollständig lösen, müssen zunächst die Matrix K und der Lastvektor R bestimmt werden um mit Hilfe von Gleichung 1.41 die Verschiebung \hat{U} zu berechnen. Dann kann man mittels Gleichung 1.40 die Spannungen berechnen [11, 12].

1.3.4 Elementtypen

Die Qualität einer FEM-Simulation ist maßgeblich abhängig von der Wahl der Elemente. Der Elementtyp und die Elementgröße sollten so gewählt werden, dass die Geometrie des zu untersuchenden Körpers möglichst genau wiedergegeben werden kann. Dabei sind bei der Erstellung des Netzes zwei Sachen gegeneinander abzuwägen. Das Netz muss einerseits fein genug sein um ein genaues Ergebnis zu erzielen. Andererseits ist es so, dass je kleiner die Elemente sind, desto länger wird die Rechenzeit und desto mehr Ressourcen werden benötigt. Deshalb sollte das Modell keine unnötigen Knoten enthalten.

Einige übliche Elementtypen sind in Abbildung 1.13 dargestellt. Dabei kann sowohl die Dimension als auch die Knotenzahl variiert werden.

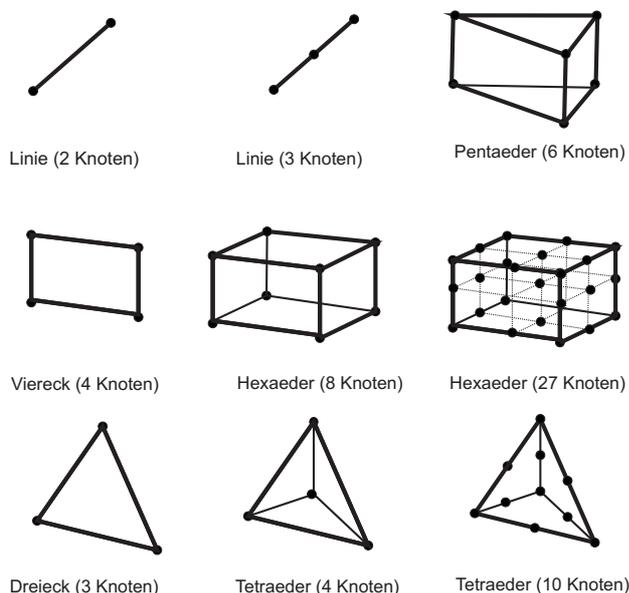


Abbildung 1.13 – Einige übliche Elementtypen. Die Darstellung zeigt Basiselemente in ein, zwei und drei Dimensionen, sowie Erweiterung der Grundtypen Linie, Tetraeder und Hexaeder durch das Einfügen zusätzlicher Knoten.

1.4 Mikrokalk

Bei Mikrokalk handelt es sich um Kalkablagerungen in Brustgewebe. Von Mikrokalk spricht man dabei unterhalb einer Größe von 1 mm. Er kann entweder aus Kalziumoxalatdihydrat

(Typ 1) oder Kalziumphosphaten (Typ 2) bestehen [13]. Es handelt sich also im Prinzip um Mineralien, welche ein Elastizitätsmodul von über 100 MPa haben. Aufgrund des daraus resultierenden sehr großen Impedanzunterschieds zum umliegenden Gewebe ergibt sich eine Möglichkeit der Detektion. Das Auftreten muss kein Hinweis auf bösartiges Gewebe sein, allerdings tritt Mikrokalk vermehrt in Anwesenheit eines Tumors auf. Kennt man die Anzahl, Gestalt und Verteilung des Mikrokalks, so kann der behandelnde Arzt abschätzen, ob es sich um bösartiges Gewebe handelt. Daher ist die Detektion von Mikrokalk sehr wichtig für die Brustkrebsdiagnostik. Die Mammographie und der diagnostische Ultraschall sind bisher die einzigen Methoden, die Mikrokalk nachweisen können.

2 Experimenteller Aufbau

Im vorherigen Kapitel wurde erklärt, wie durch die Schallstrahlungskraft des Ultraschalls eine Verschiebung im Gewebe erzeugt werden kann und wie mit Hilfe eines Magnet-Resonanz-Tomographen Bewegungen sichtbar gemacht werden können. Kombiniert man beide Methoden, ist es möglich mit der MRT Bilder zu erzeugen, die einen Schallstrahlungskraft basierten Kontrast aufweisen.

2.1 Aufbau

2.1.1 Ultraschall-Emitter

Um die Schallstrahlungskraft zu erzeugen, wurde als Emitter eine Piezokeramik der Firma PI Ceramics GmbH, Lederhose (Thüringen) mit einem Durchmesser von 5 cm und einer Resonanzfrequenz von 2,5 MHz verwendet. Um den Emitter im MR-Tomographen zu verwenden, mussten einige Bedingungen erfüllt sein. Der Emitter sollte elektromagnetisch abgeschirmt sein um Störungssignale in den Empfangsspulen zu vermeiden und möglichst klein sein um ein einfaches Verschieben zu ermöglichen. Weiterhin sollte er wenig Metall enthalten, da in diesem durch die HF-Pulse des Tomographen Wirbelströme induziert würden, welche zu einer Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses führen. Als letzte Bedingung sollte der Emitter ohne großen Aufwand gekühlt werden können, da eine zu starke Erwärmung, die durch die ständige Verformung entsteht, zu einer Beschädigung führen kann.

Alle diese Bedingungen erfüllte der für diese Arbeit verwendete Emitter (siehe Abbildung 2.1). Die Piezokeramik wurde in einem Ring, der aus einer Leiterplatine ausgeschnitten wurde, befestigt und elektrisch kontaktiert. Auf diesen Ring wurde ein zweiter Ring aus Leiterplatine als Abstandshalter geklebt und durch Löten kontaktiert, der wiederum von einer Kupferfolie geschlossen wurde. Eine Leiterplatine besteht aus einem isolierenden Material auf welches auf beiden Seiten elektrisch leitendes Material aufgebracht wurde. Durch das Löten wurden die aneinander liegenden leitenden Schichten der beiden Ringe elektrisch verbunden. Darüber wurde der Kontakt zwischen Piezokeramik und der Ader des Ansteuerungskabels hergestellt. Die äußeren leitenden Schichten der beiden Leiterplattenringe wurden mit dem Außenleiter des Ansteuerungskabels verbunden, um die Abschirmung zu gewährleisten. Sie lagen damit auf Massepotential. Durch zwei Bohrungen in den

Leiterplattenringen konnte durch den Hohlraum zwischen Piezokeramik und Kupferfolie Helium-Gas als Kühlmittel geleitet werden. Auf die andere Seite der Piezokeramik wurde eine Plexiglaslinse geklebt, welche den Ultraschallstrahl in einer Entfernung von 22 cm fokussierte. Der ausgedehnte Fokusbereich hatte eine Länge von 6 cm und einen Radius von 2 mm. Diese Werte konnten mit Hilfe eines geeichten Hydrophons ermittelt werden [1].

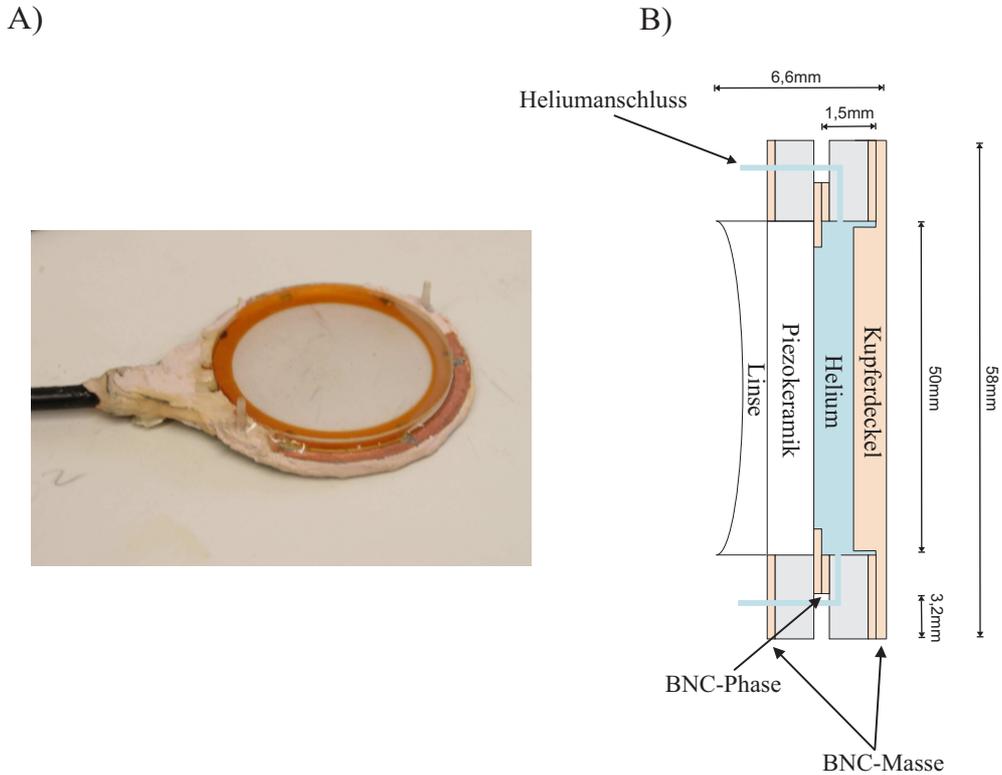


Abbildung 2.1 – Die Abbildungen zeigen den verwendeten Ultraschallmitter. Bei A) handelt es sich um ein Photo des Emitters, dessen Aufbau in B) genauer zu erkennen ist. Der Emitter bestand im wesentlichen aus einer Piezokeramik mit einer Resonanzfrequenz von 2,5 MHz. Diese wurde mit einem Platinenring verbunden und elektrisch kontaktiert. Der Platinenring wurde mit einem weiteren Platinenring leitend verbunden und dieser Ring wurde mit einer Kupferfolie geschlossen. Durch den so entstandenen Hohlraum zwischen Keramik und Kupferfolie konnte zur Kühlung Helium geleitet werden. Auf der anderen Seite der Keramik wurde eine Plexiglaslinse geklebt, welche den Ultraschallstrahl in einer Entfernung von 22 cm fokussierte. Zur Ansteuerung wurde die Piezokeramik über die aneinander liegenden inneren Schichten der beiden Platinenringe mit der Ader des Ansteuerkabels (BNC-Phase) leitend verbunden. Die äußeren Schichten der Platinenringe wurden mit dem Außenleiter des Ansteuerkabels (BNC-Masse) leitend verbunden. Sie lagen somit auf Massepotential und gewährleisteten die Abschirmung.

2.1.2 Verschiebevorrichtung

Damit verschiedene Bereiche eines Messvolumens untersucht werden konnten, sollte es möglich sein den Ultraschallstrahl zu bewegen. Da die Verschiebung innerhalb des Tomographen stattfinden sollte, musste auch hier darauf geachtet werden möglichst wenig Metall zu benutzen.

Durch eine hydraulische Realisierung ist es gelungen sogar ganz auf die Verwendung von Metall zu verzichten. Drei doppelt wirkende Hydraulik-Zylinder ermöglichten die Verschiebung des Schallfokus in alle drei Raumrichtungen (siehe Abb. 2.2). Diese Zylinder sind doppelt wirkend, da sie sowohl Zug als auch Druck ausüben können. Zwei Zylinder konnten den Emittor in der horizontalen Ebene verschieben, wobei der Emittor mit einem der beiden Zylinder fest verbunden war. Der dritte Zylinder verband den Emittorhalter mit einer um 45° zur Emittorebene geneigten Glasplatte, welche den Schallstrahl um 90° spiegelt. Durch die Variation des Abstandes zwischen Emittor und Glasplatte konnte der Schallfokus vertikal verschoben werden.

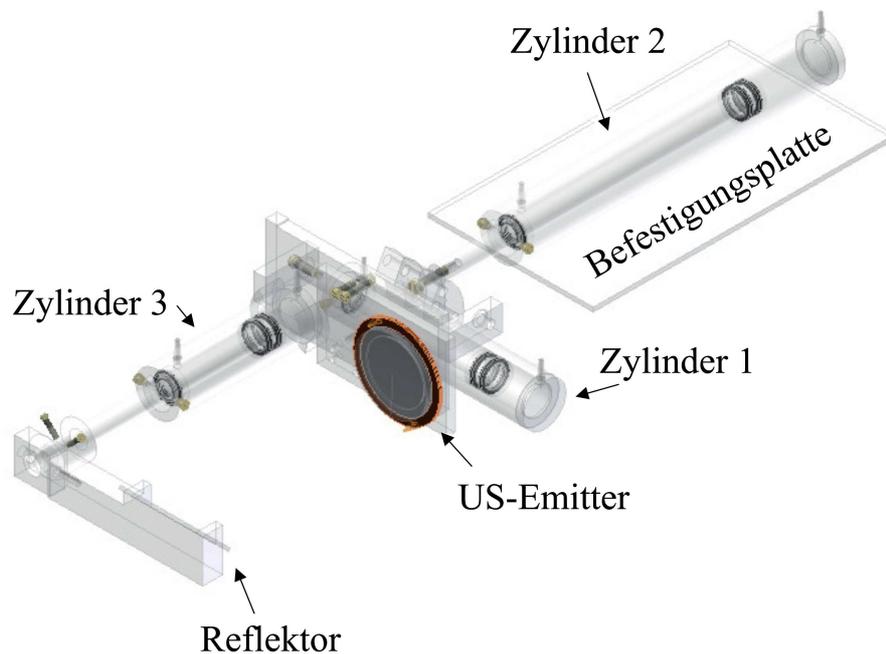


Abbildung 2.2 – Die Vorrichtung zur Verschiebung des Ultraschallfokus bestand aus drei doppelt wirkenden Hydraulik-Zylindern. Der Ultraschallemitter war fest mit Zylinder 1 verbunden. Über Zylinder 1 und 2 konnte daher die Position des Emittors in einer horizontalen Ebene variiert werden. Über Zylinder 3 war der Emittor mit einem Reflektor verbunden, der den Schallstrahl in die vertikale spiegelte. Durch die Variation des Abstandes zwischen Emittor und Reflektor konnte die Höhe des Schallfokus verändert werden. Diese drei Zylinder waren mit Wasserschläuchen mit drei baugleichen Zylinder verbunden. Sie wurden durch Schrittmotoren gesteuert und befanden sich in einem Metallgehäuse außerhalb des Magnetfeldes.

Der bis jetzt beschriebene Teil der Verschiebevorrichtung befand sich während des Experiments in einem mit Wasser gefüllten Plexiglasbecken innerhalb der Brustspule auf der Patientenliege (vgl. Abbildung 2.3). Im Plexiglasbecken konnte die Verschiebevorrichtung mit Hilfe von Schrauben durch die Befestigungsplatte (siehe Abbildung 2.2) fixiert werden. Das Wasser im Plexiglasbecken diente dabei als Übertragungsmedium für den Ultraschall, da die Dämpfung in Wasser sehr gering ist. Die drei Hydraulik-Zylinder waren mit Wasser gefüllt und über Schläuche mit drei baugleichen Zylindern verbunden. Diese wurden von

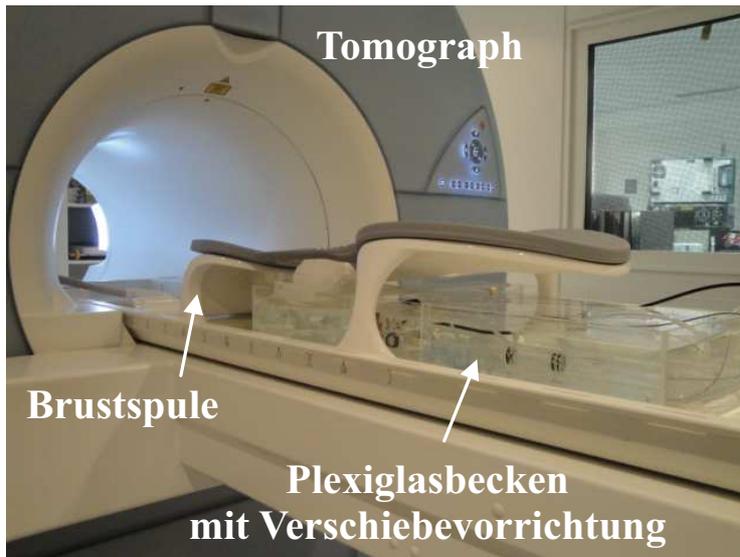


Abbildung 2.3 – Das Bild zeigt einen MAGNETOM Avanto 1,5 T Tomograph der Firma Siemens. In der Mitte befindet sich die Patientenliege und darauf eine 4-Kanal Brustspule der Firma NORAS MRI products GmbH. Innerhalb der Brustspule befindet sich der zum vorhandenen System hinzugefügte Aufbau zur Erzeugung und Bewegung des Ultraschalls (vgl. Abbildung 2.5).

drei Schrittmotoren gesteuert. Sie waren in eine Kiste eingebaut und standen während der Messung ca. 2 Meter vom Tomographen entfernt. Die Schrittmotoren waren über Kabel mit der Schrittmotorsteuerung (Nanotec, SMC I 33-2) verbunden, welche sich außerhalb des Messraumes befand. Die Steuerung war mit einem Laptop verbunden, auf dem mit der Steuerungssoftware (NanoPro, Nanotec Electronic GmbH & Co. KG, Landsham) die Bewegung der Schrittmotoren geregelt wurde.

2.1.3 Ultraschallansteuerung

Um zu verstehen wie die Ansteuerung funktioniert, muss zunächst erklärt werden wann der Ultraschall während einer bewegungssensitiven Sequenz eingestrahlt werden muss um MR-Phasenbilder mit Schallstrahlungskraftkontrast zu erhalten. Wie in Abschnitt 1.1.4 erklärt, wurden zwei nacheinander eingestrahelte Magnetfeldgradienten zur Detektion von Bewegungen benutzt. Diese Gradienten detektierten Bewegungen, die in der Zeit zwischen ihnen stattgefunden hat. Da man davon ausgehen kann, dass die Auslenkung des Gewebes durch die Schallstrahlungskraft und damit auch die Rückbewegung in die Ausgangsposition innerhalb 1 ms erfolgt [2], musste die Auslenkung während einem der beiden Gradienten erfolgen. Das heißt, dass die Ansteuerung des Ultraschalls synchron mit der MRT-Sequenz erfolgen musste. Da der benötigte Triggerpuls nicht direkt dem Tomographensystem entnommen werden konnte, musste dieser mit einer eigenen Antenne (Leiterschleife) aufgefangen werden. Diese Antenne befand sich zunächst im Tomographenraum, wurde später aber am Fenster des Kontrollraumes angebracht. Im Kontrollraum befanden sich die restlichen Geräte zur Weiterverarbeitung des Signals. Das Antennensignal oszillierte mit der Larmorfrequenz und die Einhüllende des Signal hatte die Form eines sinc-Pulses ($sinc(x) = (\sin x)/x$). Dieses Signal wurde zunächst über eine (gegebenenfalls auch mehrere) Verstärkerstufe und eine Diode, die es gleichrichtet und integriert, geleitet. Danach konnte an einem Diskriminator die Schwelle so eingestellt werden, dass nur ein HF-Puls pro Sequenz durchgeleitet wurde.

Mit Hilfe einer Zeit-Logik-Einheit konnte nun ein TTL¹-Puls mit gewünschter Verzögerung und Länge generiert werden. Dieser wurde als Schaltsignal an den Frequenzgenerator (Rhode & Schwarz, Signal Generator SMY01) weitergeleitet, welcher ein 2,5 MHz Signal erzeugte. Der so generierte Ultraschall-Puls wurde dann zweimal verstärkt (Kalmus, Wideband RF Amplifier, Modell: 150C & OM Power, OM2500 HF)), durch eine Sicherheitsbox (konstruiert von Albrecht D’Hein, Elektronik-Werkstatt, HISKP, Universität Bonn) geleitet und schließlich über die Anpassungsbox auf den Ultraschall-Emitter gegeben. Die Sicherheitsbox wurde in Hinblick auf zukünftige Messungen an Probanden konstruiert und misst die Amplitude und Länge des Schallpulses, sowie die Repetitionszeit zwischen zwei Pulsen. Werden eingestellte Grenzwerte überschritten, so wird die gesamte Leistung auf einen 50 Ω Leistungs-Widerstand geleitet und es kann daher nicht zu einer Schädigung des Patienten kommen. Die Anpassungsbox gewährleistete eine möglichst verlustfreie Übertragung der Ansteuerleistung auf den Emitter, indem sie die Impedanz der Piezokeramik an den Ausgangswiderstand des Verstärkers angleichte. Zwischen Sicherheitsbox und Anpassung wurde zusätzlich eine stromkompensierende Drossel zur Störunterdrückung [14] eingefügt.

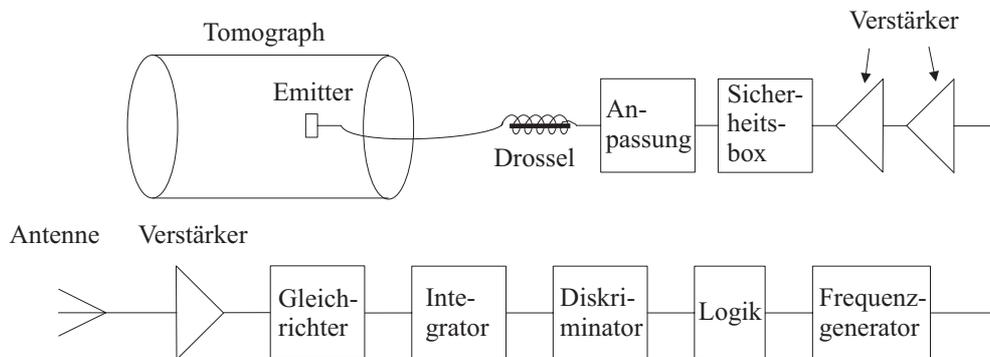


Abbildung 2.4 – Die Abbildung zeigt schematisch den Aufbau der Elektronik zur Ansteuerung des Ultraschall-Emitters. Mit einer Antenne wurden die Hochfrequenz(HF) Pulse des Tomographen aufgefangen, um den Ultraschall synchron zur MRT-Sequenz einzustrahlen. Das Antennensignal wurde zunächst verstärkt und dann über eine Diode gleichgerichtet und integriert. Anschließend wurde am Diskriminator die Schwelle so eingestellt, dass nur ein HF Puls pro Sequenz durchgelassen wurde. Ausgehend davon, konnte an der Zeit-Logik-Einheit ein TTL-Puls mit gewünschter Verzögerung und Länge erzeugt werden. Dieser Puls wurde als Schaltsignal an den Frequenzgenerator weitergeleitet der einen Ultraschallpuls mit einer Frequenz von 2,5 MHz erzeugte. Dieser wurde über zwei Verstärkerstufen, die Sicherheitsbox, die Impedanz-Anpassung und die Mantelstrom-Drossel an der Emitter geleitet.

2.2 Phantome

Die Phantome, die für diese Arbeit vermessen wurden, wurden selbst hergestellt und bestanden zum größten Teil aus einem Hydrogel aus destilliertem Wasser und Agar. Agar wird auch Japanische Gelatine genannt und ist ein aus Algen hergestelltes Geliermittel. Zur Herstellung wurde das Agar mit dem Wasser vermischt und in einem Wasserkocher zum Kochen gebracht. Nach einer Kochzeit von 1,5 Minuten wurde das Gemisch in einen

¹Transistor-Transistor-Logik

Erlenmeyer-Kolben umgefüllt. Danach kühlte es unter Rühren mit ca. 200 Umdrehungen pro Minute wieder ab. Hatte das Gemisch eine Temperatur von 32°C erreicht, wurde es in den vorbereiteten Phantombehälter gefüllt. Der Phantombehälter bestand aus einem Zylinder aus Plexiglas® mit einem Innendurchmesser von 9 cm und einer Länge von 7,4 cm, welcher auf beiden Seiten mit einer 23 µm Mylar®-Folie abgeschlossen war. Diese Folie ist so dünn, dass sie den Ultraschall nicht beeinflusst.

Es sollte Brustgewebe simuliert werden, daher musste das Verhältnis von Agar zu Wasser speziell gewählt werden. Das Elastizitätsmodul E lässt sich nach [15] wie folgt berechnen

$$E = 0,349 C^{1,87}, \quad (2.1)$$

wobei C die Konzentration von Agar in Wasser in g/L ist. Laut [4] ist $E = 15$ kPa ein typischer Wert für Brustgewebe, daher wurde als Konzentration $C = 7,5$ g/L für alle drei vorgestellten Phantome gewählt. Der Absorptionskoeffizient von Brustgewebe liegt bei ca. $0,345 \text{ cm}^{-1}$. Um diesen zu simulieren, wurden Glaskügelchen mit einem Durchmesser von 71 µm (Spherglass, Potters Europe, Suffolk, UK) nach der Kochzeit zum Agar-Wasser Gemisch hinzugefügt. Die Konzentration der Glaskügelchen betrug 1% der Gesamtmasse.

Um zu zeigen, dass es mit der vorgestellten Methode möglich ist Mikrokalk zu detektieren, musste dieser auch im Phantom simuliert werden. Dazu eigneten sich kleine Stücke einer Eierschale [16]. Da das Phantommaterial nach Hinzufügen der Glaskügelchen nahezu undurchsichtig ist, mussten die Eierschalen im Phantombehälter speziell platziert werden. Dies wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben. Der Phantombehälter wurde anschließend für die Messung in einem Plexiglaszylinder, der nach unten mit einer Mylar®-Folie abgeschlossen war, gestellt. Dieser wurde auch mit Wasser gefüllt und über dem Spiegel der Verschiebeeinrichtung in einer Öffnung der Brustspule platziert (vgl. Abbildung 2.5).

2.2.1 Befestigung der Eierschale

Die Idee bestand darin, die Eierschale an etwas zu befestigen, was in den MRT Bildern nicht sichtbar ist und auch das Verhalten der Eierschale unter Ultraschalleinfluss so wenig wie möglich beeinflusst. Dazu wurde ein Objektträger aus Quarzglas benutzt, an den auf beiden Seiten jeweils ein weiteres kleines Stück Quarzglas befestigt wurde, sodass eine Art U-Rahmen entstand (siehe Abbildung 2.6). In der Arbeitsgruppe von Prof. A. Rauschenbeutel an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz wurde dann ein Quarzglasfaden, der auf einer Länge von 2 cm einen Durchmesser von 20 µm hatte, gezogen und an dem U-Rahmen befestigt.

Um anschließend ein kleines Stück Eierschale an dem Quarzglasfaden zu befestigen, wurde eine Vorrichtung gebaut, die es ermöglichte unter einem Mikroskop sowohl die Eierschale als auch den Quarzglasfaden genau zu positionieren. Die Vorrichtung bestand aus einem Halter, der fest mit dem Mikroskop verbunden war, und in alle drei Raumrichtungen bewegt werden konnte. Beim Befestigungsvorgang wurde zunächst der Faden in den Fokus des Mikroskops gefahren und danach die Höhe wieder leicht verändert. Anschließend wurde Klebstoff auf die Eierschale aufgebracht und die Eierschale auf dem Eierschalenhalter abgelegt. Dieser wurde in den Fokus gefahren und anschließend wurde der Faden von oben mit

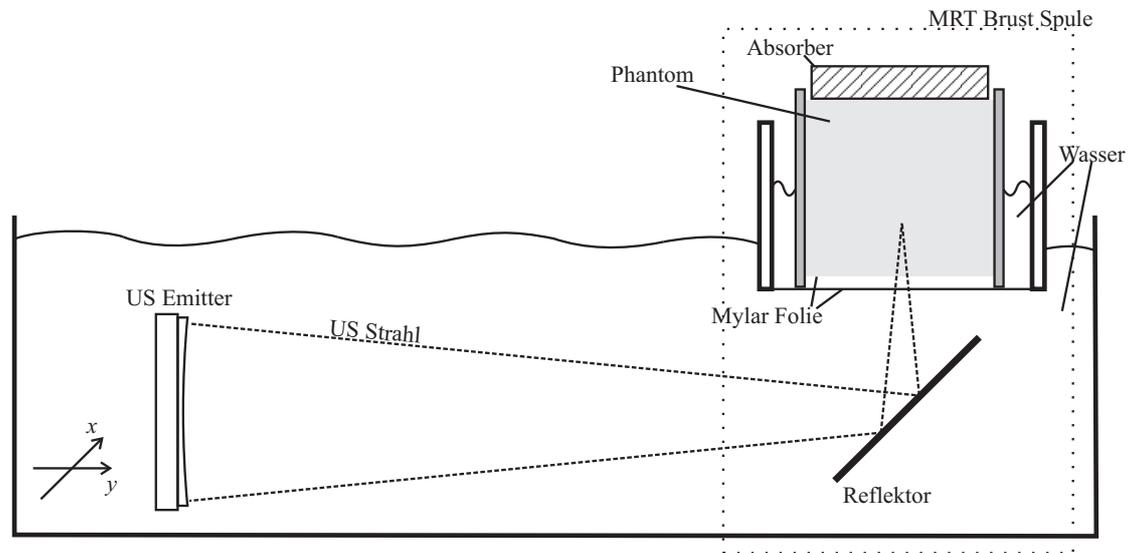


Abbildung 2.5 – Schematische Darstellung des Aufbaus innerhalb der Brustspule. In einem mit Wasser gefüllten Plexiglasbecken befand sich der Ultraschallemitter. Dieser war mit einer Linse versehen, welche den Schallstrahl in einer Entfernung von 22 cm fokussierte. Der Schallstrahl wurde über einen Reflektor in das Phantom geleitet. Das Phantom befand sich in einem weiteren Plexiglasbehälter, der nach unten durch eine Mylar[®]-Folie abgeschlossen war. Dies hat zum einen den Vorteil, dass Strömungen, die im Wasser entstehen können und Artefakte im Bild erzeugen, verhindert werden. Zum anderen kann das sich im kleinen Plexiglasbehälter befindliche Wasser separat erwärmt werden, was bei einer späteren Anwendung an Probandinnen von Vorteil ist. Oberhalb des Phantoms befand sich ein Absorber, der eventuell noch vorhandenen Ultraschall absorbiert und so eine Rückspiegelung in das Phantom verhindert. Die Brustspule ist durch eine gepunktete Linie gekennzeichnet.

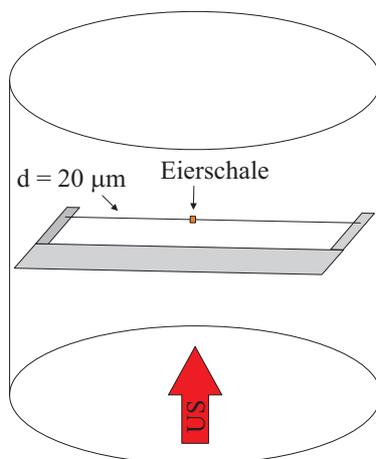


Abbildung 2.6 – Phantombehälter mit Eierschalenstück. Der Phantombehälter bestand aus einem Plexiglaszylinder, der auf beiden Seiten von einer dünnen Mylar[®]-Folie abgeschlossen war. Darin befand sich ein U-Rahmen aus Quarzglas an dessen Enden ein Quarzglasfaden ($d = 20 \mu\text{m}$) geklebt war. An den Quarzglasfäden wurde ein kleines Stück einer Eierschale geklebt. Der Quarzglashalter ermöglichte im Amplitudenbild des MR-Tomographen das Wiederfinden der Position des Eierschalenstück.

dem Klebstoff in Kontakt gebracht. Dieser Aufwand war nötig, da erstens der Quarzglasfaden sehr empfindlich war und so zweitens eine sehr genaue Positionierung möglich wurde. Der U-Rahmen konnte dann mit Klebstoff an der gewünschten Position im Phantombehälter befestigt werden.

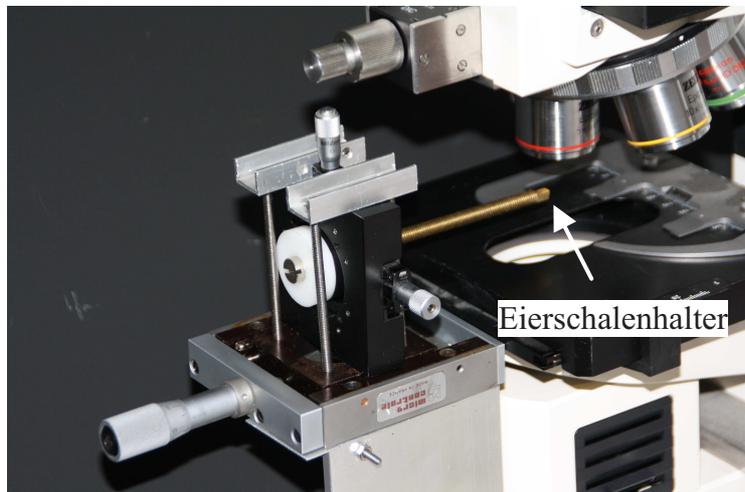


Abbildung 2.7 – Zur Befestigung des Eierschalensstücks am Glashalter wurde eine spezielle Vorrichtung gebaut. Diese wurde fest mit einem Mikroskop verbunden. Die Vorrichtung bestand aus einer Gewindestange, die am vorderen Ende abgeflacht war und mit Hilfe von drei Stellschrauben in alle drei Raumrichtungen bewegt werden konnte. Der Glashalter wurde auf dem Objekttablett des Mikroskops platziert. Anschließend wurde das Eierschalensstück mit Klebstoff versehen und auf das abgeflachte Ende der Gewindestange gelegt. Mit Hilfe der Stellschrauben wurde dann das Eierschalensstück mit dem Glasfaden unter dem Mikroskop in Kontakt gebracht und damit verklebt.

2.2.2 Phantom A

In Phantom A befand sich ein U-Rahmen, an dem jeweils im Abstand von 0,7 cm drei Eierschalensstücke befestigt waren. Der U-Rahmen wurde in einer Tiefe von ca. 3,3 cm befestigt. Die Maße der Eierschalensstücke waren:

1. 1,5 mm × 1,4 mm × 0,4 mm
2. 1 mm × 1 mm × 0,4 mm
3. 0,65 mm × 0,6 mm × 0,4 mm.

2.2.3 Phantom B

In Phantom B befanden sich in einem Abstand von 2 cm zwei U-Rahmen, an welche jeweils zwei Eierschalensstücke befestigt waren. Der erste wurde in einer Tiefe von 2,2 cm im Phantombehälter befestigt. An jedem U-Rahmen befanden sich jeweils ein kleines (0,8 mm × 0,8 mm × 0,4 mm) und ein großes (1 mm × 1 mm × 0,4 mm) Stück Eierschale. Die beiden Träger waren in einem Abstand von 2 cm voneinander im Phantombehälter befestigt, und zwar gerade so, dass später im Schallstrahl eine kleine hinter einer großen und eine große hinter einer kleinen Eierschale war.

2.2.4 Phantom C

In Phantom C befand sich ein U-Rahmen, an dem in der Mitte des Fadens ein quadratisches Stück Eierschale mit einer Kantenlänge von 0,8 mm und einer Dicke von 0,4 mm angebracht war. Der U-Rahmen wurde in einer Tiefe von 2,6 cm angebracht.

2.3 Auswertung

Die vom MR-Tomographen erzeugten Bilder mussten weiter bearbeitet werden, um letztendlich die Verschiebungen im Gewebe darzustellen. Zunächst waren die Bilder im DICOM-Format, einem in der Medizin sehr gebräuchlichen Format, gespeichert. Mit Hilfe eines von Ole Oehms und Marcus Radicke in C++ geschriebenen Programmes [1, 17] konnten die Bilder eingelesen und bearbeitet werden, sodass die Grauwerte der einzelnen Pixel extrahiert werden konnten. Wie in Abschnitt 1.1.4 erklärt, wurden in dieser Arbeit Phasenbilder verwendet. Darin sind die Phasenverschiebungen von 0 bis 2π in 256 Graustufen von weiß bis schwarz dargestellt. Zur Auswertung der Phasenbilder wurde als erstes ein Differenzbild von einem Bild mit und ohne Ultraschall generiert um mögliche stationäre Artefakte und Störungen zu beseitigen. In diesem Differenzbild konnte es vorkommen, dass Verschiebungen mit $\Delta\phi > 2\pi$ auftreten. Dies würde bedeuten, dass der Grauwert wieder an den Anfang, also vom Schwarzen wieder ins Weiße, springt. Zur Vermeidung solcher harter Übergänge, die allerdings nur einem sehr kleinem Unterschied in der Phasenverschiebung entsprechen, konnte im Auswertungsprogramm der Grauwert aller Voxel kollektiv variiert werden. Das Verändern der Grauwerte hatte keinen Einfluss auf die Berechnung der Verschiebung, da für jedes Bild eine Normierung vorgenommen wurde. Als letzter Schritt konnten die einzelnen Bildzeilen ausgelesen und im ASCII-Format gespeichert werden. Die Weiterverarbeitung der Daten erfolgte mit OriginPro 8[®]. Anhand der Linienzahl und der Durchnummerierung der Grauwerte konnte mit Hilfe der Voxelgröße die Position berechnet werden. Die Verschiebung wurde nach vorheriger Normierung nach Formel 1.14 berechnet. Zur Veranschaulichung der Messergebnisse konnte anschließend noch eine sogenannte Verschiebungskarte erzeugt werden. Dabei wurden die Verschiebungen aller gescannten Linien in einem Bild zusammengefasst und man erhielt eine zwei-dimensionale Karte, die die Verschiebung jedes Voxels im gesamten gescannten Bereich beinhaltete.

3 Messungen und Ergebnisse

Ziel der Messungen war es zu zeigen, dass es möglich ist mit der vorgestellten Methode kleine Eierschalenstücke in einem Phantommaterial, das Brustgewebe simulieren soll, sichtbar zu machen. Dies konnte erst durch den Bau der Verschiebeeinrichtung realisiert werden, da nur dadurch ein genaues Verschieben des Ultraschallstrahls und damit ein Abscannen des Phantoms möglich war. Bei den Eierschalenstücken wurde die Tiefe im Gewebe und die Größe variiert. Des Weiteren wurden verschieden viele Eierschalenstücke ins Phantommaterial eingefügt und die Intensität des Ultraschalls variiert.

3.1 Allgemeine Voraussetzungen

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, wurde das Phantom in den mit Mylar[®]-Folie abgeschlossenen und mit Wasser gefüllten Plexiglas[®]-Zylinder gestellt. Luft, die sich eventuell unter dem Phantombehälter befand, wurde mit einem kleinen Schlauch entfernt. Anschließend wurde auf das Phantom ein Absorber platziert und mit einem Sandsack fixiert. Da es während der Messungen zu Vibrationen der Patientenliege kommen konnte, schützte der Sandsack vor Bewegungsartefakten. Der Absorber sollte die Rückreflektion von noch vorhandenem Ultraschall in das Phantom verhindern.

Zur Orientierung im Phantom wurden zunächst T_2 -gewichtete Bilder des gesamten Phantoms gemacht. Mit Hilfe des Glashalters, der in diesen Bildern sehr gut sichtbar war, konnte die genaue Position der vorher befestigten Eierschalenstücke ermittelt werden. Danach wurde der Ultraschallstrahl mit Hilfe der Verschiebevorrichtung grob an die soeben ermittelte Position gefahren. Dies konnte anhand von nochmals erstellten T_2 -gewichteten Amplitudenbildern überprüft werden. Im weiteren Verlauf der Messung wurde nur noch die bewegungssensitive Spin-Echo Sequenz benutzt (vgl. Abbildung 1.9). Der Tomograph erstellt sowohl Amplituden- als auch Phasenbilder, wobei für das weitere Vorgehen nur die Phasenbilder interessant waren.

Für die Feineinstellung des Ultraschallstrahls wurden von drei nebeneinander liegenden sagittalen oder transversalen Schichten Phasenbilder aufgenommen, wobei sich die mittlere Schicht an der Stelle der Eierschale befand. Diese Schichten verliefen parallel zum Glasfaden. In den Phasenbildern war der Schallstrahl sichtbar und konnte verschoben werden bis der maximale Einfluss des Ultraschalls in der mittleren Schicht zu sehen war. Damit war die Positionierung des Schallstrahles beendet und es konnte mit dem Abscannen des Phantoms begonnen werden. Beim Abscannen wurde nur noch ein Bild einer Schicht aufgenommen,

allerdings mit drei Mittelungen um das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu verbessern. Bei allen vorgestellten Messergebnissen wurden eine bewegungssensitive Spin-Echo Sequenz mit folgenden Parametern benutzt. Als Echo Zeit wurde $T_E = 60$ ms und als Repititionszeit $T_R = 400$ ms benutzt. Die Gradientenstärke war $G = 20$ mT/m und die Länge $T_G = 20$ ms. Auch der Ultraschallpuls hatte eine Länge von 20 ms (vgl. Abbildung 1.9). Die Intensität wurde variiert und bei den einzelnen Messergebnissen angegeben.

In Abbildung 3.1 sieht man zunächst ein sagittales Amplitudenbild (a) und Phasenbild (b). Auf dem Amplitudenbild sind Teile des in Abbildung 2.5 beschriebenen Aufbaus zu erkennen. In der Mitte befindet sich das Phantom und der Strahlengang ist durch einen roten Pfeil gekennzeichnet. Das Phantommaterial ist homogen, man erkennt allerdings kleine schwarze Punkte. Dabei handelt es sich um sehr kleine Luftblasen, die beim Herstellungsprozess nicht vollständig entfernt werden konnten, im Schallstrahl allerdings nicht sichtbar sind. Im Phasenbild ist der Aufbau auch erkennbar, allerdings mit wesentlich weniger Struktur.

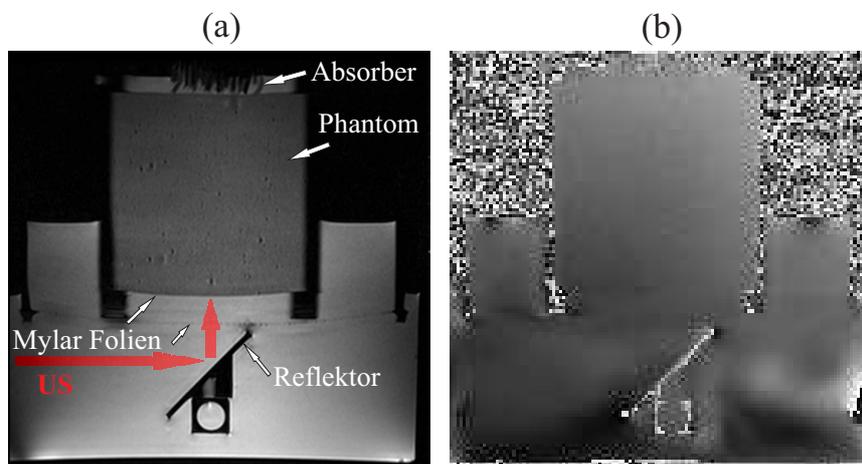


Abbildung 3.1 – Die Abbildung zeigt ein Amplituden- (a) und ein Phasenbild (b) des Aufbaus innerhalb der Brustspule. Im Amplitudenbild ist der Aufbau sehr gut zu erkennen. Der Strahlengang wurde durch einen roten Pfeil gekennzeichnet. Der Aufbau ist auch im Phasenbild zu erkennen, allerdings mit wesentlich weniger Struktur.

Im Folgenden wurden transversale Bilder benutzt und es wurde jeweils der relevante Teil, nämlich das Phantom, ausgeschnitten.

3.2 Phantom A

Bei den Messungen an Phantom A sollte herausgefunden werden, wie sich die Größe der Eierschalenstücke in den Messergebnissen widerspiegelt.

Die vier Phasenbilder in Abbildung 3.2 zeigen den Schallstrahl an vier verschiedenen Positionen. Der Ultraschall wurde von links eingestrahlt und hatte eine Intensität von 17 W/cm². Beim ersten Phasenbild (a) befindet sich im Einflussbereich des Schallstrahles kein Hindernis, man sieht einen gleichmäßig hellen Verlauf, der zum Ende hin schwächer wird. In den Bildern (b), (c) und (d) wurde der Ultraschallstrahl an die bekannten Positionen der

Eierschalenstücke gefahren. Man sieht im Schallstrahl einen hellen Fleck der von (b) nach (d) schwächer wird. Zur Veranschaulichung der Messergebnisse wurden die Grauwerte der

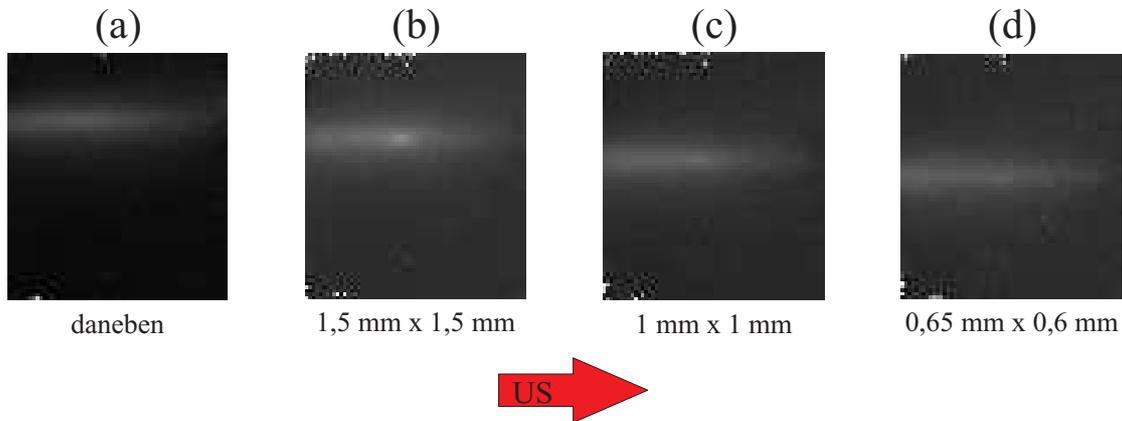


Abbildung 3.2 – Die Abbildung zeigt vier Phasenbilder des Phantoms A. Der Ultraschall wurde von links eingestrahlt und hatte eine Intensität von 17 W/cm^2 . In (a) propagiert der Schallstrahl ohne Hindernis durch das Gewebe. Das Gewebe wird verschoben und dadurch kommt es zu einer Phasenwinkeländerung, die im Phasenbild als hellerer Grauwert zu erkennen ist. Man erkennt einen relativ homogenen hellen Streifen entlang des Schallstrahls, der mit wachsender Tiefe, aufgrund von Absorption und Streuung, dunkler wird. In den Bildern (b), (c) und (d) wurde der Schallstrahl an die Positionen der Eierschalenstücke bewegt. In den entsprechenden Tiefen erscheinen helle Flecke im Schallstrahl. Mit abnehmender Größe der Eierschalenstücke, sinkt auch der erkennbare Einfluss.

Linien mit maximalem Schalleinfluss extrahiert und in Verschiebungen umgerechnet. Dazu mussten die Grauwerte normiert und dann mit Formel 1.14 umgerechnet werden. Um den Einfluss der Eierschale zu verdeutlichen, wurden Linien mit Eierschaleneinfluss mit benachbarten Linien ohne Hindernis verglichen. Der Graph in Abbildung 3.3 zeigt den Verlauf der Verschiebung in Abhängigkeit von der Tiefe im Phantommateriale. Durch den grauen Balken ist die Position der $(1,5 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm})$ Eierschale gekennzeichnet. Diese wurde aus den Amplitudenbildern mit Hilfe des Glashalters bestimmt. Dabei kennzeichnet der dunkelgraue Bereich die reale Dicke ($0,4 \text{ mm}$) des Eierschalenstücks und der hellgraue den Fehler der Position. Der Fehler wurde mit 2 mm abgeschätzt. Da der Glashalter von Hand in den Phantombehälter eingeklebt wurde, kann nicht davon ausgegangen werden, dass er genau senkrecht auf der Wand des Behälters steht. Dies hat zur Folge, dass der Abstand des Glasfadens und damit auch der Eierschale zum Rand des Phantoms variiert. Außerdem ist die Orientierung der Grundfläche der Eierschale zum Schallstrahl nicht bekannt, da es beim Einfüllen des Phantommateriale zum Verdrehen des Quarzglasfadens und damit zu einer Verkippung der Eierschale kommen kann.

Vergleicht man die Verschiebung innerhalb des Schallstrahls ohne Hindernis mit der, die auftritt wenn der Schallstrahl auf die Eierschale trifft, so sieht man um die Eierschale herum eine deutliche Erhöhung. Die maximale Verschiebung stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der bestimmten Position überein. Weiterhin ist auffällig, dass der Einflussbereich deutlich über die Ausmaße der Eierschale hinaus geht. Die gleiche Auswertung wurde auch für die $(1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm})$ und die $(0,65 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm})$ große Eierschale vorgenommen und die Ergebnisse sind in den Abbildungen 3.4 und 3.5 zu sehen. Wie auch schon in Abbildung 3.3 gezeigt, stimmen hier die maximalen Verschiebungen innerhalb der Fehlergrenzen mit den

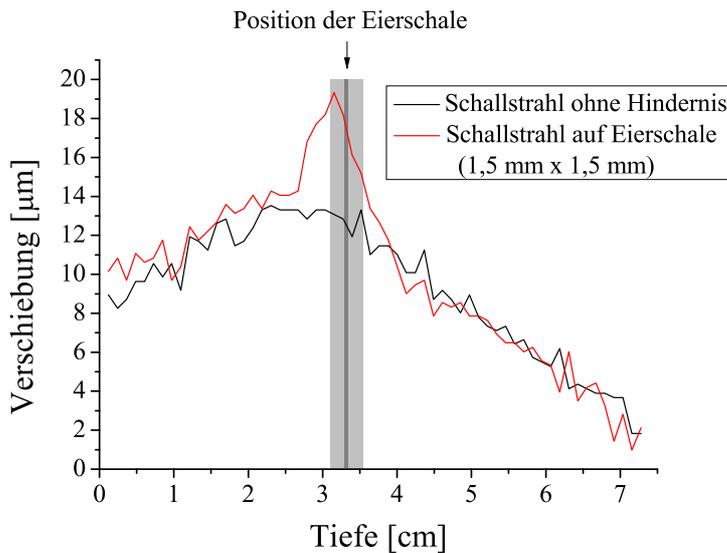


Abbildung 3.3 – Berechnete Gewebeverschiebung entlang der Bildlinie mit maximalem Schalleinfluss. Die Position des Eierschalensstücks und deren Fehler sind durch die grauen Balken gekennzeichnet. Man erkennt eine deutliche Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalensstücks. Außerdem ist zu erkennen, dass der Bereich der erhöhten Verschiebung deutlich größer ist als das Eierschalensstück.

ermittelten Positionen der Eierschalen überein. Die Einflüsse im Verschiebungsprofil sind ebenfalls deutlich größer als die Eierschalen. Als Besonderheit ist anzumerken, dass die Voxel innerhalb der untersuchten Schicht eine Größe von $(1,2 \text{ mm} \times 1,2 \text{ mm})$ hatten. Also sind die untersuchten und detektierten Eierschalensstücke kleiner als die Auflösungsgrenze des vom MRT aufgenommenen Bildes.

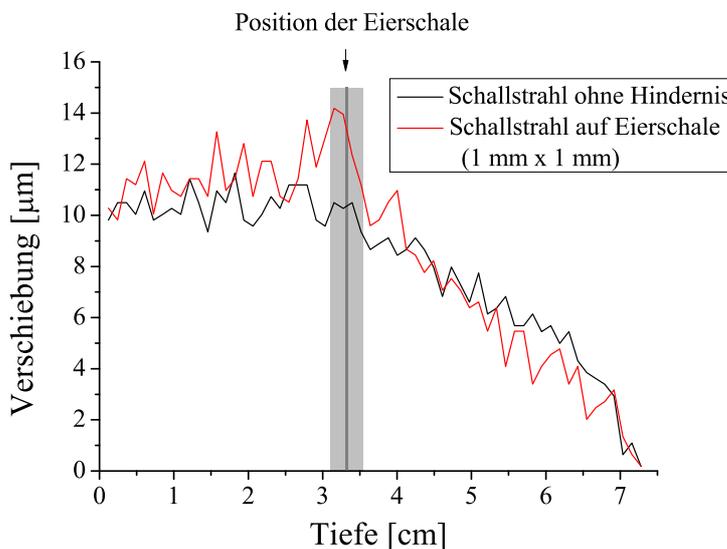


Abbildung 3.4 – Berechnete Gewebeverschiebung entlang der Bildlinie mit maximalem Schalleinfluss. Die Position des Eierschalensstücks und deren Fehler sind durch die grauen Balken gekennzeichnet. Man erkennt eine deutliche Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalensstücks. Außerdem ist zu erkennen, dass der Bereich der erhöhten Verschiebung deutlich größer ist als das Eierschalensstück. Das Eierschalensstück war kleiner als die Auflösung des aufgenommenen Bildes.

Das Ergebnis der Vermessung des abgescannten Bereichs kann außerdem in einer Verschiebungskarte dargestellt werden (vgl. Abschnitt 2.3). Die $(1,5 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm})$ Eierschale ist sehr gut an der Position 19,2 mm und in einer Tiefe von ca. 3 cm als roter Fleck zu erkennen. Auch die $(1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm})$ Eierschale ist in der gleichen Tiefe bei der Position 12 mm sichtbar. Da die Eierschalen in einem Abstand von 7 mm auf den Glasfaden geklebt wurden, gibt die Verschiebungskarte die wahre Position der Eierschalen wieder. Bei der Position 4,8 mm in der Tiefe von ca. 3 cm ist ein weiterer kleiner Fleck erkennbar. Dieser entspricht der

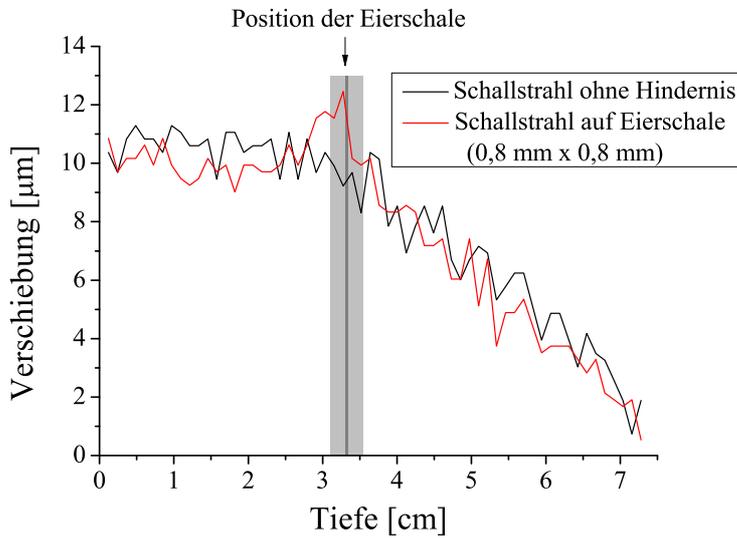


Abbildung 3.5 – Berechnete Gewebeverschiebung entlang der Bildlinie mit maximalem Schalleinfluss. Die Position des Eierschalensstücks und deren Fehler sind durch die grauen Balken gekennzeichnet. Man erkennt eine deutliche Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalensstücks. Außerdem ist zu erkennen, dass der Bereich der erhöhten Verschiebung deutlich größer ist als das Eierschalensstück. Das Eierschalensstück war kleiner als die Auflösung des aufgenommenen Bildes.

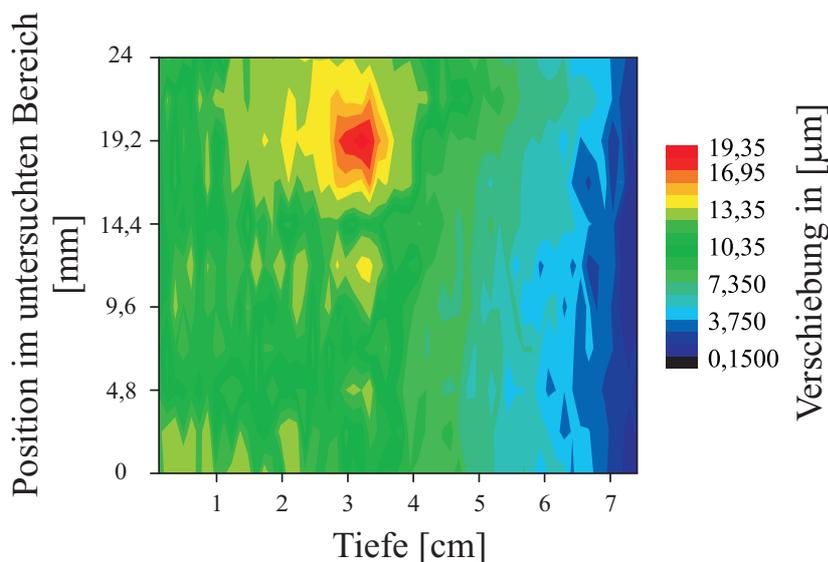


Abbildung 3.6 – Verschiebungskarte des abgescannten Bereichs. Die Verschiebungen sind farbkodiert dargestellt. Die ($1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$) und ($1 \times 1 \text{ mm}^2$) großen Eierschalensstücke sind gut zu erkennen. Auch das ($0,65 \times 0,6 \text{ mm}^2$) große Eierschalensstück ist zu erahnen.

Position der (0,65 mm × 0,6 mm) Eierschale und entspricht auch der korrekten Position. Im Vergleich ist zu erkennen, dass mit steigender Eierschalengröße sowohl das Gebiet mit erhöhter Verschiebung als auch die maximale Verschiebung zunimmt.

3.3 Phantom B

Um Herauszufinden ob es möglich ist Eierschalenstücke zu detektieren, die in einer Raumrichtung sehr nah beieinander liegen und in verschiedenen Tiefen im Phantom platziert sind, wurden Messungen an Phantom B vorgenommen.

In Abbildung 3.7 sieht man eine Zusammenstellung einzelner Messergebnisse. Der Ultraschall wurde von links eingestrahlt und hatte eine Intensität von 16,5 W/cm². Das erste Bild (a) zeigt den Verlauf des Schallstrahls, wenn er auf kein Hindernis trifft. Im zweiten Bild (b) sieht man einen helleren Fleck in der Mitte des Schallstrahls. Dieser Fleck stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der aus den Amplitudenbildern ermittelten Position der vorderen Eierschale überein. Im letzten Bild (c) ist ebenfalls ein heller Fleck zu sehen. Dieser befindet sich in der gleichen Tiefe wie im Bild (b), ist aber etwas schwächer. Bei genauem Hinschauen erkennt man in Bild (c) auch noch einen zweiten hellen Fleck im weiteren Verlauf des Schallstrahls. In der Abbildung 3.8 sind die Verschiebungen des Gewebes

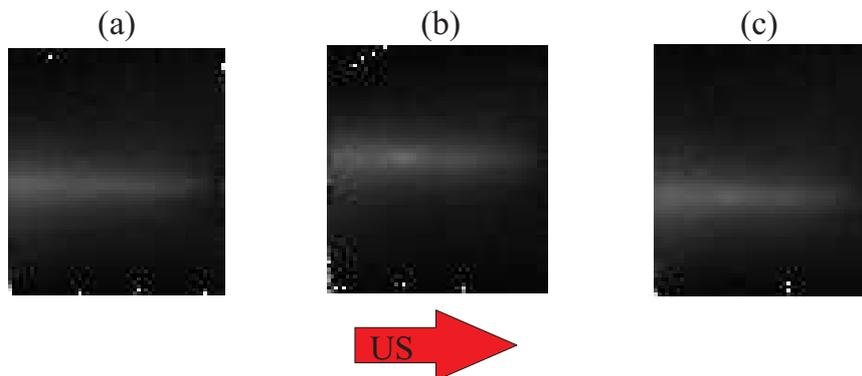


Abbildung 3.7 – Phasenbilder des Phantoms B. Der Ultraschall wurde von links eingestrahlt und hatte eine Intensität von 16,5 W/cm². In Bild (a) sieht man erneut die Phasenänderung entlang des Schallstrahls als hellen Streifen. In den Bildern (b) und (c) wurde der Schallstrahl an die Positionen der Eierschalenstücke bewegt. Dabei erkennt man in Bild (b) nur den hellen Fleck, der durch das vordere Eierschalenstück hervorgerufen wird. Im Bild (c) erkennt man zwei hellere Flecke im Schallstrahl. Es ist also sowohl das vordere als auch das hintere Eierschalenstück sichtbar.

dargestellt. Dabei entsprechen die Graphen denjenigen Bildern der Abbildung 3.7 mit der gleichen Bezeichnung. Graph (a) zeigt den zu erwartenden exponentiellen Verlauf der Verschiebung, der aufgrund der Schallabsorption zustande kommt. Dieser exponentielle Verlauf ist auch in Graph (b) zu erkennen. Allerdings ist auch noch eine markante Erhöhung zu erkennen. Diese Erhöhung stimmt mit der Position der (1 mm × 1 mm) großen Eierschale überein. Wie bei Phantom A kennzeichnet auch hier der dunkelgraue Balken die wirkliche Ausdehnung der Eierschale. Die hellgrauen Balken definieren den Fehler der ermittelten Position. Der Fehler wurde mit 2 mm abgeschätzt. Ein Einfluss der kleineren (0,8 mm ×

0,8 mm) Eierschale in der zweiten Reihe ist kaum zu erkennen. Graph (c) zeigt den Verlauf der Verschiebung an der Stelle, wo sich in der vorderen Reihe die kleine und in der hinteren Reihe die große Eierschale befindet. Im Vergleich zu Graph (b) ist die vordere Erhöhung weniger ausgeprägt. Dies war zu erwarten, da es sich um die kleinere Eierschale handelt. Allerdings ist hier in größerer Tiefe auch noch eine zweite kleinere Erhöhung zu sehen. Diese stimmt mit der Position der größeren Eierschale überein.

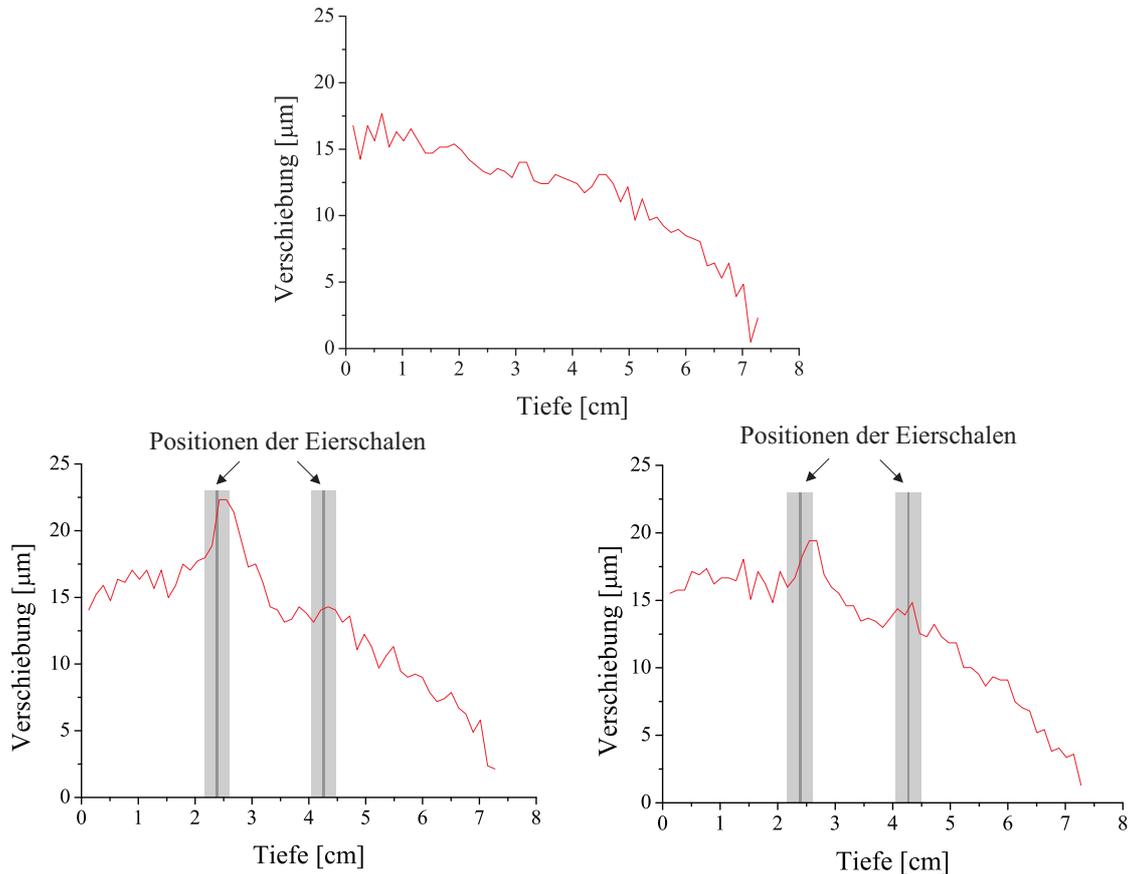


Abbildung 3.8 – Berechnete Gewebeverschiebung entlang der Bildlinie mit maximalem Schalleinfluss des Phantoms C. Graph (a) zeigt zum Vergleich die Verschiebung entlang des Schallstrahls ohne Hindernis. Die Verschiebungen, die in Graph (b) dargestellt sind, wurden aus Phasenbild (b) der Abbildung 3.7 gewonnen. Die Position der Eierschalenstücke ist durch die grauen Balken gekennzeichnet. Es ist eine erhöhte Verschiebung an der Position des Eierschalenstücks in der vorderen Reihe zu erkennen. Anders als in den Phasenbildern lässt sich allerdings auch ein geringer Einfluss des Eierschalenstücks in der hinteren Reihe erahnen. Die Verschiebungen, die in Graph (c) dargestellt sind, wurden aus Phasenbild (c) der Abbildung 3.7 gewonnen. Man erkennt deutlich die Erhöhung der Verschiebung an beiden Positionen der Eierschalenstücke.

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, kann aus den Messwerten eine Verschiebungskarte erzeugt werden. Insgesamt wurden von diesem Phantom 13 Bilder mit Ultraschall an verschiedenen Positionen erzeugt. Diese können in der Verschiebungskarte zusammengefasst werden.

Man erhält also ein zwei-dimensionales Bild der Verschiebungen in der untersuchten Schicht. Sehr gut zu sehen ist die Verschiebung der großen Eierschale an der Position 17,5 mm und in einer Tiefe von ca. 2,5 cm. Die zweite Eierschale in der ersten Reihe ist an der Position

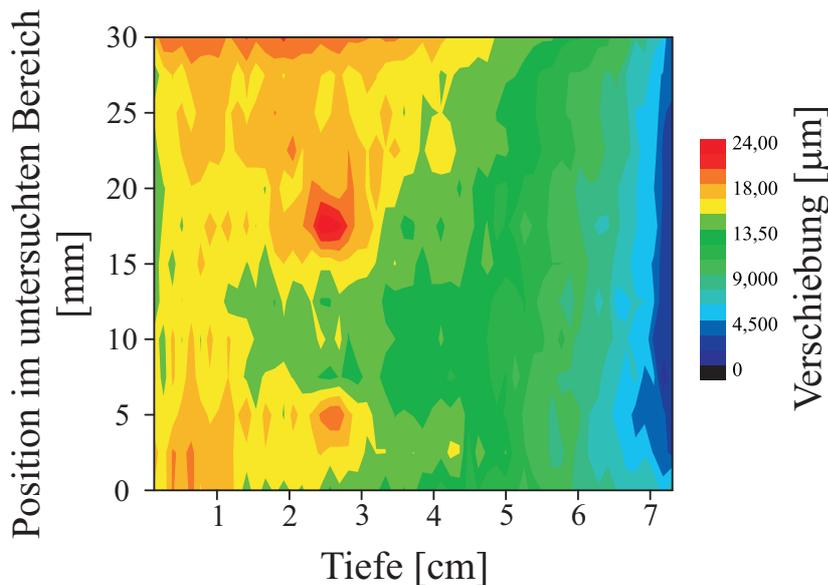


Abbildung 3.9 – Verschiebungskarte des abgescannten Bereichs. Die Verschiebungen sind farbkodiert dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die beiden Eierschalenstücke in der vorderen Reihe. In der hinteren Reihe ist nur das Eierschalenstück an der Position 2,5 mm in einer Tiefe von 4,3 cm zu erkennen. Die Artefakte am oberen Bildrand könnten mit einer fehlerhaften Funktionsweise der Verschiebevorrichtung zusammenhängen.

5 mm und in einer Tiefe von ca. 2,5 cm sichtbar. Weiterhin sieht man auch die dahinter liegende Eierschale an der Position 2,5 mm in einer Tiefe von 4,3 cm. Dieses Ergebnis ist sehr zufriedenstellend, da die Relativpositionen der Eierschalenstücke zueinander sehr genau wiedergegeben werden. Am oberen Rand sind Bildartefakte zu erkennen. Diese können mit einer Fehlfunktion der Verschiebevorrichtung erklärt werden. Während des Verfahrens des Ultraschallmitters kann es dazu kommen, dass sich einige Bauteile verbiegen und damit der Schallstrahl verkippt. Bei der Auswertung ist es bisher noch nicht möglich diesen Fehler zu berücksichtigen. Allerdings wurden bereits Vorkehrungen getroffen um das Verkippen zu minimieren.

3.4 Phantom C

Bei Phantom C wurde der Einfluss der Intensität des Ultraschalls auf das Verschiebungsprofil untersucht. Wiederum wurde die Position des Eierschalenstücks mit Hilfe des Glashalters durch Aufnahme von T_2 gewichteten Amplitudenbildern ermittelt und der Ultraschallstrahl an die entsprechende Position gefahren. Abbildung 3.10 zeigt drei verschiedene Phasenbilder. In allen drei Bildern befindet sich die $(0,8 \text{ mm} \times 0,8 \text{ mm})$ große Eierschale innerhalb des Schallstrahls. Die Intensität wurde von 15 W/cm^2 in (a) über $15,7 \text{ W/cm}^2$ in (b) auf $16,3 \text{ W/cm}^2$ in (c) erhöht. Dabei erkennt man, dass der Einflussbereich des Schallstrahls größer und der durch die Eierschale erzeugte Fleck heller wird.

Die Eierschale wurde durch viermaliges Verschieben des Schallstrahles abgerastert. Jeder Position wurden entlang der Linie mit maximalem Schalleinfluss die Grauwerte entnommen und anschließend in Verschiebungen umgerechnet. Daraus konnte für jede Intensität eine Verschiebungskarte erstellt werden (Abbildung 3.11). Man sieht, dass sowohl die Fläche der erhöhten Verschiebung als auch die maximale Verschiebung mit steigender Intensität zunimmt.

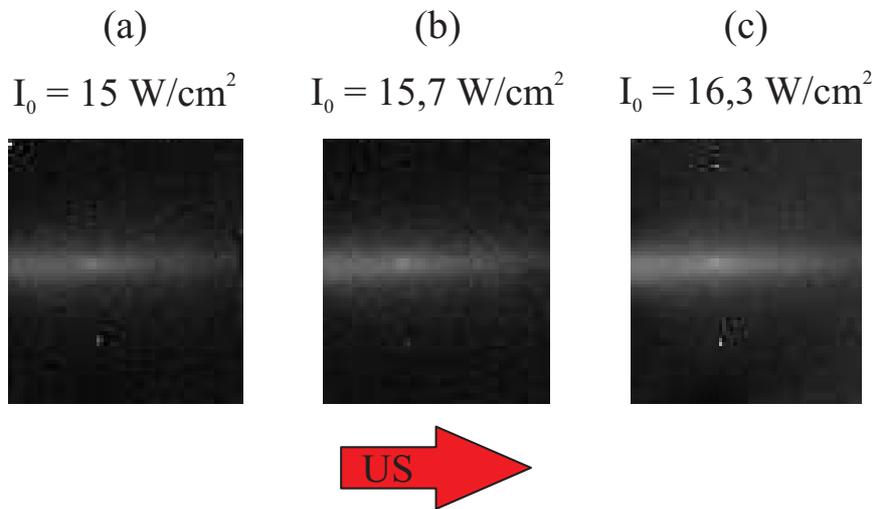


Abbildung 3.10 – Phasenbilder des Phantoms C. Ein Eierschalenstück wurde von links mit Ultraschall mit drei verschiedenen Intensitäten bestrahlt. Mit steigender Intensität wird der helle Streifen heller. Des weiteren wird der helle Fleck besser sichtbar.

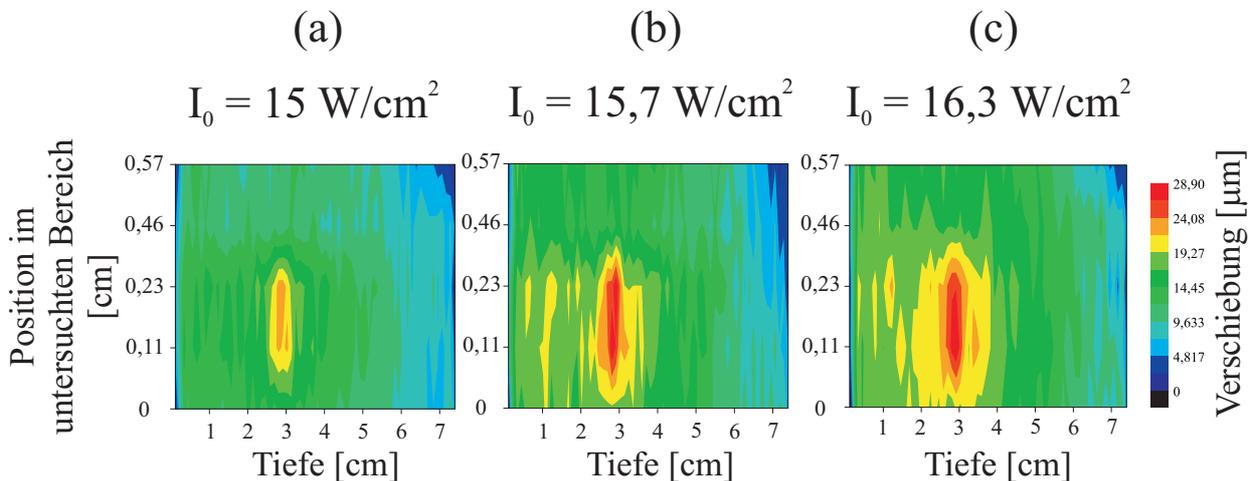


Abbildung 3.11 – Verschiebungskarte des abgescannten Bereichs. Die Verschiebungen sind farbkodiert dargestellt. Die Beobachtungen in den Phasenbildern werden wiedergespiegelt. Mit steigender Intensität wird der Bereich der erhöhten Verschiebung größer. Außerdem nimmt auch die maximale Verschiebung zu.

4 Modelle

Zum besseren Verständnis der Messergebnisse wurden diese mit einem Finite Elemente Modell simuliert. Dabei kam es vor allem darauf an die Ergebnisse physikalisch zu verstehen und im weiteren Verlauf durch Angleichen der Simulationen an die Messwerte eine quantitative Einordnung vorzunehmen. Die Simulationen wurden mit Unterstützung des Instituts für experimentelle Kieferorthopädie und Prof. Bourauel an der Bonner Poliklinik für Kieferorthopädie durchgeführt. Dazu wurde das Programm „Marc Mentat“ (MSC Software Corporation, Santa Ana, CA) benutzt. Es wurde ein Probenvolumen erstellt, auf das in einem bestimmten Bereich eine Kraft - die Schallstrahlungskraft - wirkte. Die so erzeugten Verschiebungen konnten von dem Programm berechnet werden.

4.1 Geometrie und Eigenschaften der Modelle

Wie schon in Abschnitt 1.3 erwähnt, muss bei der Erstellung eines Modells der Erstellung- und Rechenaufwand gegen die möglichst akurate Wiedergabe der Realität abgewogen werden. Ein Modell welches beide Anforderungen zufriedenstellend erfüllt, wurde von Anna-Lisa Kofahl während ihrer Diplomarbeit [2] entwickelt. Dieses konnte auf die Fragestellungen dieser Arbeit hin modifiziert werden.

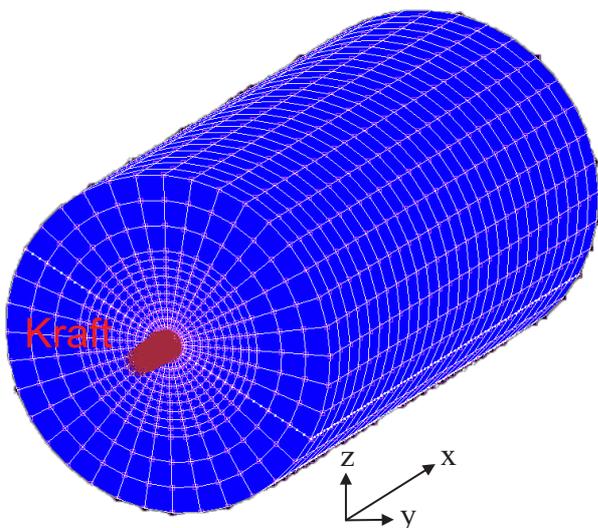


Abbildung 4.1 – FEM-Modell. Zur Simulation wurde ein zylinderförmiges Modell erstellt. Entlang der Längsachse wurde die Schallstrahlungskraft in das Modell implementiert.

4.1.1 Aufbau des Modells

Alle Modelle bestanden aus einem Zylinder mit einer Länge von 8 cm und einem Durchmesser von 4 cm entlang dessen Längsachse die Schallstrahlungskraft wirkte. In das Innere der Zylinder konnten „Eierschalenstücke“ eingefügt werden. Alle Elemente des Modells wurden

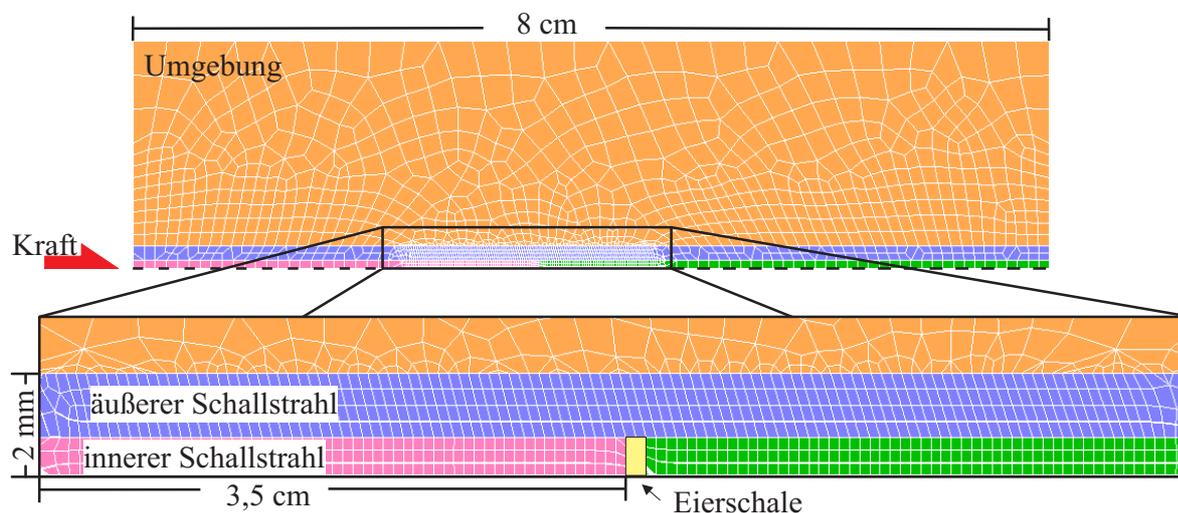


Abbildung 4.2 – Detaillierter Aufbau des Modells. Man sieht einen Teil des Zylinders, wobei die gestrichelte Linie die Längsachse kennzeichnet. Im Inneren wird ein Bereich definiert, in dem während der Simulation die Kraft wirken soll (Schallstrahl). Durch das Einfügen eines Eierschalenstücks wird der Schallstrahl in einen inneren und einen äußeren Bereich unterteilt. Dieses Modell wurde speziell an eine Messung angepasst.

als isotrope elastische Festkörper modelliert. Diese Annahme wird als Näherung auch in der Literatur akzeptiert [18–20]. Da es sich um ein axialsymmetrisches Modell handelte, wurde es zunächst zweidimensional erstellt. Es wurden die geometrischen Formen vorgegeben, um anschließend das FEM-Netz zu erzeugen. Als Elementform wurden Hexaeder mit 8 Knoten gewählt (vgl. Abbildung 1.13). Diese eignen sich besonders gut zur Berechnung von Verschiebungen [2]. Die Elementgröße wurde von den weniger interessanten zu den wichtigen Gebieten hin in 2 Schritten variiert. Im äußersten Bereich der Zylinders hatten die Elemente eine durchschnittliche Kantenlänge von 3 mm. Diese Kantenlänge wurde über 1 mm auf 0,5 mm verringert, je näher sich die Elemente an der Eierschale befanden. Das Koordinatensystem wurde so festgelegt, dass die x -Achse mit der Mittelachse des Zylinders zusammenfiel. Die yz -Ebene war parallel zu den Grundflächen. Zur Erzeugung des drei dimensional Zylinders wurde das zwei dimensionale Modell durch eine Rotation um die x -Achse in 36 Schritten um jeweils 10° expandiert.

4.1.2 Materialeigenschaften

Da die Modelle mit den Messergebnissen vergleichbar sein sollten, wurden die Materialparameter entsprechend gewählt. Dem Zylindermaterial wurde daher ein Elastizitätsmodul von $E = 15 \text{ kPa}$, eine Dichte von $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ (vgl. Abschnitt 2.2) und eine Poissonzahl von

$\nu = 0,499$ zugewiesen. Die Materialparameter des in den Zylinder eingefügten Eierschalensstücks waren: $E = 30$ GPa, $\rho = 2400$ kg/m³ und $\nu = 0,3$ [21]. Entlang der Mittelachse wurde ein Bereich definiert, in dem die Volumenkraft F wirkte. Dieser war ebenfalls zylinderförmig und hatte einen Radius von 2 mm (vgl. Abschnitt 2.1.1). Zur besseren Unterscheidung wird dieser im Folgenden immer als Schallzylinder bezeichnet. Darin wurde das ebenfalls zylinderförmig modellierte Eierschalensstück axialsymmetrisch an verschiedene Positionen entlang der Längsachse positioniert. Der Schallzylinder wurde in zwei Bereiche unterteilt. In einen inneren Zylinder mit dem Radius der Eierschale und einen äußeren Bereich.

4.1.3 Randbedingungen

Zum Verständnis der Randbedingungen müssen die physikalischen Vorgänge geklärt werden. In der hier vorgestellten ersten Annäherung an eine korrekte Beschreibung des Problems gibt es folgende Annahmen.

- Die Grundfläche des Eierschalensstücks ist parallel zur Grundfläche des gesamten Zylinders.
- Der Ultraschall und die damit zusammenhängende Schallstrahlungskraft wird vom Eierschalensstück vollständig reflektiert.
- Interferenzeffekte werden nicht betrachtet.

Es wird davon ausgegangen, dass die Schallstrahlungskraft in positive x -Richtung entlang des gesamten Schallzylinders bis zur Position der Eierschale wirkt. Hinter der Eierschale wirkt sie nur noch im äußeren Hohlzylinder, da dieser nicht durch sie abgeschirmt wird. Vor der Eierschale wirkt im inneren Bereich die reflektierte Schallstrahlungskraft in negative x -Richtung. Die Volumenkraft F kann mit Hilfe von Formel 1.23 berechnet werden. Da menschliches Gewebe simuliert werden soll, wurde als Schallgeschwindigkeit $c = 1530$ m/s und als Absorptionskoeffizient $\alpha = 0,345$ cm⁻¹ angenommen [4, 19]. Aufgrund der Absorption nimmt die Intensität und damit auch die Schallstrahlungskraft exponentiell mit der Eindringtiefe ab (vgl. Formel 1.22). Damit wurde die Schallstrahlungskraft wie folgt in das Modell implementiert:

$$F(x) = F_0 \cdot \exp(-2\alpha \cdot x) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot I}{c} \cdot \exp(-2\alpha \cdot x). \quad (4.1)$$

Da die Schallstrahlungskraft vollständig von der Eierschale reflektiert wird, lässt sich der daraus resultierende Druck nach $R_P = 2 \cdot I(x)/c$ berechnen. Dieser wird so implementiert, dass er in positive x -Richtung auf die dem Schallstrahl zugewandte Grundfläche der Eierschale wirkt. Wie in den Experimenten, so wurde auch hier als Einstrahldauer $t = 20$ ms gewählt. Die Simulationen wurden in 10 Teilschritten à 2 ms durchgeführt.

Die Auswertung erfolgte zum einen graphisch und zum anderen durch das Auslesen der Verschiebungen an speziellen Knotenpunkten. Bei der graphischen Auswertung wurden die Verschiebungen in x -Richtung in der xy -Ebene durch die Längsachse farbkodiert dargestellt.

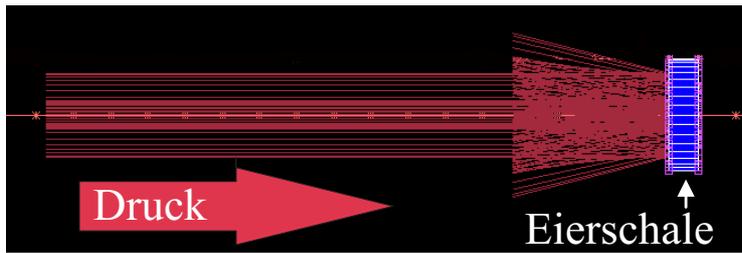


Abbildung 4.3 – Die Abbildung zeigt, wie der durch die Reflexion des Schalls am Eierschalenstück erzeugte Druck in das Modell implementiert wird.

Dies ermöglichte eine erste Einschätzung der Ergebnisse. Zur genaueren Auswertung wurden die Verschiebungen in x -Richtung entlang der Mittelachse ausgelesen. Diese konnten dann zur Weiterverarbeitung in OriginPro 8[®] eingelesen werden.

4.1.4 Modell 1

In [2] wurde gezeigt, dass es möglich ist für feste Läsionen in weicherem Gewebe Modelle zu erstellen, die qualitativ die Messergebnisse wiedergeben. In dieser Arbeit soll dies für kleine Eierschalenstücke (Mikrokalk) erreicht werden. Als erster Versuch wurde das Modell 1 erstellt. Dieses Modell wurde an Phantom A (vgl. Abschnitt 2.2) angepasst. Allerdings wurde nur ein Eierschalenstück eingefügt. Dieses hatte einen Durchmesser von 1,5 mm und befand sich in einer Tiefe von 3,5 cm. Eine weitere Anpassung an die Messungen bestand darin, dass als Anfangsintensität $I_0 = 15,4 \text{ W/cm}^2$ und damit entsprechend $F_0 = 6,945 \cdot 10^{-3} \text{ N/cm}^3$ gewählt wurde. Der Druck, der auf die Eierschale wirkte, betrug $6,018 \cdot 10^{-3} \text{ N/cm}^2$. An diesem Modell wurden verschiedene Simulationen durchgeführt, die anschließend verglichen werden sollen. Um den Einfluss der reflektierten Kraft zu beurteilen, wurde eine Simulation mit und eine ohne durchgeführt. Bei der dritten Simulation erhielt die Eierschale die gleichen Materialparameter wie das umliegende Gewebe. Dies hatte zur Folge, dass die Eierschale nicht mehr existent war. Im gesamten Schallzylinder wirkte daher die Schallstrahlungskraft ohne abgeschirmt oder reflektiert zu werden. Durch den Vergleich mit den beiden Simulationen mit Eierschale wird so eine bessere Interpretation des Einflusses der Eierschale auf das Verschiebungsprofil möglich.

In Abbildung 4.4 sind die Verschiebungen in x -Richtung entlang der Längsachse des Zylinders der drei Simulationen gegen die Tiefe im Phantom aufgetragen. Die Position der Eierschale ist dabei durch einen grauen Balken gekennzeichnet. Die Breite des Balkens entspricht der Dicke der Eierschale. Der Kurvenverlauf der Simulation ohne Eierschale zeigt den schon vorher erklärten exponentiellen Abfall, der aus der Absorption resultiert. Wird eine Eierschale eingefügt, so kommt es durch den ausgeübten Druck an dieser Stelle zu einer erhöhten Verschiebung. Das Maximum der Verschiebung fällt mit der Position der Eierschale zusammen. Auffällig ist, dass der Bereich des Gewebes, der eine erhöhte Verschiebung erfährt, wesentlich größer ist als die Eierschale. Alle bis jetzt beschriebenen Eigenschaften der simulierten Kurve sind qualitativ in den Messkurven erkennbar. Wird die reflektierte Kraft in die Simulation implementiert, so sieht man, dass die Verschiebung im Bereich vor der Eierschale leicht erniedrigt wird. Das ist physikalisch sinnvoll, da die reflektierte Kraft der Ausgangskraft entgegen wirkt. Deshalb kommt es in diesem Bereich zu einer geringeren

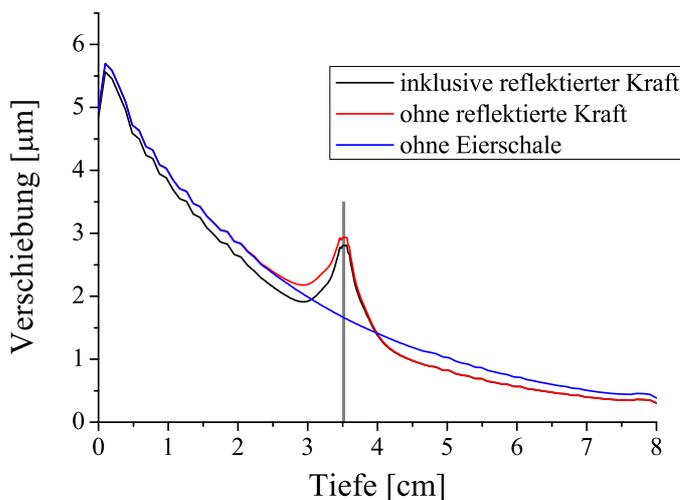


Abbildung 4.4 – Verschiebung des Gewebes in x -Richtung entlang der Längsachse des Modells. Der graue Balken kennzeichnet die Position des Eierschalensstücks. Wie in den Messungen sieht man einen exponentiellen Abfall und eine Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalensstücks. Des Weiteren ist ebenfalls der Bereich der erhöhten Verschiebung größer als das Eierschalensstück. Durch die Implementierung der reflektierten Kraft in $-x$ -Richtung im inneren Schallstrahl wird die Verschiebung vor dem Eierschalensstück leicht abgesenkt.

Gesamt-Kraft in x -Richtung. Abweichend zu den Messung liegt die maximale Verschiebung der Simulationen bei ca. $6 \mu\text{m}$.

4.1.5 Modell 2

Dieses Modell wurde an das Phantom C (vgl. Abschnitt 2.2) angepasst. Dabei wurde ein Eierschalensstück mit einem Durchmesser von $0,8 \text{ mm}$ in einer Tiefe von $2,6 \text{ cm}$ eingefügt. Wie bei den Messungen, wurde hier die Intensität des Ultraschalls und damit die Schallstrahlungskraft variiert. Die benutzten Werte waren:

- $I_0 = 15 \text{ W/cm}^2 \cong F_0 = 6,765 \cdot 10^{-3} \text{ N/cm}^3$
- $I_0 = 15,7 \text{ W/cm}^2 \cong F_0 = 7,080 \cdot 10^{-3} \text{ N/cm}^3$
- $I_0 = 16,3 \text{ W/cm}^2 \cong F_0 = 7,351 \cdot 10^{-3} \text{ N/cm}^3$.

In Abbildung 4.5 sind die vom Simulationsprogramm berechneten Verschiebungen entlang der Längsachse des Zylinders gegen die Tiefe im Phantom aufgetragen. Die Simulationen wurden unter Berücksichtigung der reflektierten Kraft durchgeführt. Ein Vergleich der einzelnen Intensitäten zeigt, dass mit steigender Intensität die maximale Verschiebung an der Stelle des Eierschalensstücks zunimmt. Allerdings kommt es nicht zu einer in den Messungen beobachtbaren Vergrößerung des Bereichs mit erhöhter Verschiebung, sondern nur zu einem Offset.

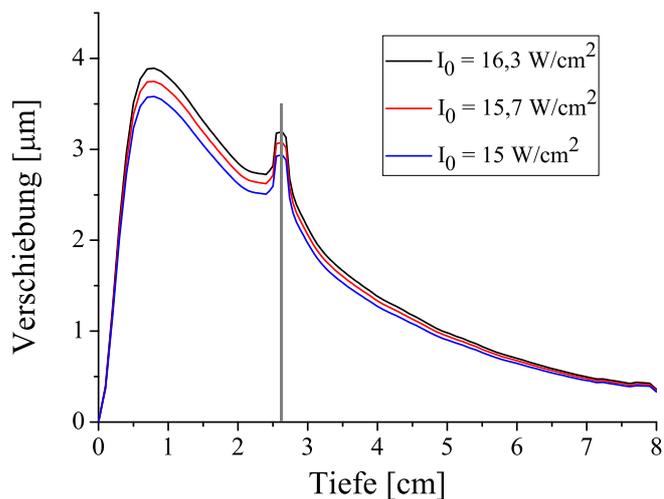


Abbildung 4.5 – Verschiebung des Gewebes in x -Richtung entlang der Längsachse des Modells. Der graue Balken kennzeichnet die Position des Eierschalenstücks. Mit steigender Intensität nimmt die Verschiebung zu. Der Bereich der Verschiebung ist größer als das Eierschalenstück. Allerdings ist eine Vergrößerung des Bereichs mit erhöhter Verschiebung mit steigender Intensität nicht zu erkennen.

5 Diskussion und Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde zum einen gezeigt, dass es möglich ist sehr kleine und harte Einschlüsse in Brustgewebe simulierendem Material zu detektieren. Des weiteren wurden FEM-Simulationen durchgeführt.

5.1 Experiment

Es wurde gezeigt, dass es möglich ist einen zusätzlichen Aufbau zur Erzeugung von Ultraschall ohne Bildstörungen in ein vorhandenes MRT-System zu integrieren. Die Verschiebevorrichtung ermöglichte eine genaue Positionierung des Ultraschallstrahls, die es im Folgenden erst ermöglichte den simulierten Mikrokalk zu detektieren. Es wurde eine einfache Methode entwickelt Phantome herzustellen, die Mikrokalk in Brustgewebe simulieren.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Phantom A

In Abschnitt 3.2 wurden Messungen an Phantom A vorgestellt. In diesem Phantom befanden sich an wohldefinierten Positionen drei verschieden große Stücke einer Eierschale. Mit dem Ultraschallstrahl wurde ein definierter Bereich abgescannt, in dem sich die Eierschalenstücke befanden. Von jeder Position wurde ein Phasenbild aufgenommen. Aus jedem Phasenbild wurden die Grauwerte entlang der Linie mit maximalem Schalleinfluss entnommen und daraus die Verschiebung des Gewebes berechnet. Für den abgescannten Bereich wurde anschließend eine Verschiebungskarte erstellt, die die Verschiebung jedes Voxels im abgescannten Bereich wiedergibt. In den Phasenbildern, den Verschiebungsprofilen entlang der einzelnen Linien und der Verschiebungskarte sind die einzelnen Eierschalenstücke sichtbar. Es wurde gezeigt, dass mit der vorgestellten Methode Eierschalenstücke bis zu einer minimalen Größe von $(0,65 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm})$ detektiert werden können.

Zur Erklärung des Anstiegs der Verschiebung durch die Anwesenheit eines Eierschalenstücks wurde folgende These aufgestellt. Aufgrund der Schallstrahlungskraft kommt es zu einer Gewebeverschiebung. Diese nimmt wegen Absorption und Streuung exponentiell mit der Eindringtiefe im Gewebe ab. Trifft der Schallstrahl auf das Eierschalenstück, so kommt

es wegen des großen Unterschieds in der Impedanz zur Reflexion. Somit gibt es wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben einen resultierenden Druck der zu einer erhöhten Verschiebung führt. Das Eierschalenstück ist mit dem umliegenden Gewebe elastisch gekoppelt. Daher wird bei einer Verschiebung des Eierschalenstücks auch das umliegende Gewebe mitgezogen und es kommt zu einer Vergrößerung des Bereichs mit erhöhten Verschiebung. Zur Verifizierung der These wurde Modell 1 erstellt. Die Simulationen an diesem Modell sollen mit dem Ergebnis der Messung verglichen werden. Es sind Übereinstimmungen zu erkennen. Sowohl in den Messungen als auch in der Simulation kommt es zu einer Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalenstücks und der Bereich der erhöhten Verschiebung ist größer als das Eierschalenstück. Allerdings sind die simulierten Gewebeverschiebungen (max. $6 \mu\text{m}$) viel kleiner als die gemessenen (max. $20 \mu\text{m}$). Außerdem sind die Kurvenverläufe nicht identisch. Diese Diskrepanzen können zum einen darauf beruhen, dass die Auflösung des MR-Tomographen die Genauigkeit der gemessenen Kurvenverläufe beschränkt. Eine weitere mögliche Erklärung könnte sein, dass die elastischen und akustischen Eigenschaften des selbst hergestellten Phantommaterials nicht genau genug bekannt sind. Eine genauere Untersuchung könnte sowohl zu einem anderen Elastizitätsmodul als auch Absorptionskoeffizienten führen. Außerdem gibt es noch einen weiteren Effekt, der bisher nicht betrachtet wurde und zu Abweichungen führen kann. In Abschnitt 2.1.2 wurde beschrieben, dass der Ultraschall zunächst in Wasser propagiert, bevor er auf das Phantom trifft. Da Wasser ein nichtlineares Medium ist, geht ein Teil der Energie der Welle mit der Grundfrequenz f_0 in die Erzeugung von höheren Harmonischen. Je höher die Frequenz ist, desto größer wird auch der Absorptionskoeffizient und damit die Schallstrahlungskraft. Eine genauere Analyse dieses Phänomens kann zukünftig zu einer besseren Übereinstimmung führen.

5.2.2 Phantom B

Die Messungen an Phantom B wurden im Abschnitt 3.3 vorgestellt. In Phantom B befanden sich vier Eierschalenstücke in zwei verschiedenen Größen an zwei Glashaltern. Die Glashalter wurden in verschiedenen Tiefen im Phantombehälter befestigt. Die Eierschalenstücke wurden so an den Glasfäden befestigt, dass jeweils zwei die gleiche Position hatten. Damit lag bei den Messungen im Schallstrahl ein großes Stück einer Eierschale ($1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$) hinter einem kleinen ($0,8 \text{ mm} \times 0,8 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$) (Position 1) und ein kleines Stück einer Eierschale hinter einem großen (Position 2). Mit dem Ultraschallstrahl wurde ein definierter Bereich abgescannt, in dem sich die Eierschalenstücke befanden. Von jeder Position wurde ein Phasenbild aufgenommen. Daraus konnte eine Verschiebungskarte des abgescannten Bereichs erstellt werden. An Position 1 war das große Eierschalenstück in der ersten Reihe in allen Bildern sehr gut sichtbar. Das kleine Eierschalenstück in der zweiten Reihe ließ sich im Verschiebungsprofil nur erahnen, in der Verschiebungskarte war es nicht sichtbar. Dies könnte daran liegen, dass das große Eierschalenstück schon einen großen Anteil des Schalls reflektierte. Die Intensität des Schallstrahls, der das kleine Eierschalenstück erreichte, war dann nicht mehr groß genug um es signifikant zu verschieben. An Position 2 waren beide Eierschalenstücke in allen aufgenommenen und erzeugten Bildern sichtbar, da es sich bei dem Eierschalenstück der ersten Reihe um ein kleines handelte. Es wurde gezeigt, dass es möglich ist zwei Eierschalenstücke aufzulösen, die in einer Raum-

richtung sehr nah beieinander liegen. Dieses Ergebnis ist besonders wichtig für eine spätere Anwendung am Patienten, da Mikrokalk in den meisten Fällen in Gruppen auftritt. Je genauer man die Verteilung des Mikrokalks kennt, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit für eine richtige Diagnose.

5.2.3 Phantom C

Bei den Messungen an Phantom C wurde ein kleines Stück einer Eierschale mit Ultraschall verschiedener Intensitäten bestrahlt (vgl. Abschnitt 3.4). Mit dem Ultraschallstrahl wurde ein definierter Bereich abgescannt, in dem sich das Eierschalenstück befand. Von jeder Position wurde ein Phasenbild aufgenommen. Daraus konnte eine Verschiebungskarte des abgescannten Bereichs erstellt werden. Das Eierschalenstück ist in den Verschiebungskarten sehr gut sichtbar. Die Ergebnisse zeigten, dass eine Erhöhung der Intensität sowohl zu einer Erhöhung der Verschiebung an der Position des Eierschalenstücks als auch zu einer Vergrößerung des Bereichs der erhöhten Verschiebung führt. Dieses Phänomen kann wie folgt erklärt werden. Je größer die Intensität ist, desto größer wird der Druck, der durch die Reflexion auf das Eierschalenstück wirkt. Dies führt zum einen zu einer erhöhten Verschiebung des Eierschalenstücks. Durch die elastische Kopplung zwischen Eierschalenstück und Umgebungsmaterial kommt es zum anderen auch zu einer Vergrößerung des Bereichs mit erhöhter Verschiebung. Dieses Ergebnis liefert die Möglichkeit im Rahmen der Grenzwerte des Ultraschalls durch eine Erhöhung der Ultraschallintensität die Auflösung zu verbessern. Der Effekt der Erhöhung der Verschiebung ist außerdem in den Simulationen an Modell 2 zu erkennen. Allerdings wird die Vergrößerung des Bereichs der erhöhten Verschiebung nicht korrekt wiedergegeben. Die Größe dieses Bereichs ändert sich in den Simulationen nicht. Dies ist allerdings nicht verwunderlich, da das Modell noch sehr einfach aufgebaut ist und daher nicht alle Details wiedergeben kann. Die Parameter müssen noch besser angepasst werden und auch realistische Streuung sollte ins Modell implementiert werden.

Ausblick

Es wurde ein Aufbau entwickelt um während einer MRT Untersuchung Ultraschall in das zu untersuchende Gewebe einzukoppeln. Dieser Aufbau wurde so gebaut, dass keine Bildstörungen verursacht werden. Damit war es möglich kleine Stücke einer Eierschale (Mikrokalk) in Brustgewebe simulierendem Material sichtbar zu machen. Ohne den Einfluss des Ultraschalls sind diese weder in Amplituden- noch in Phasenbildern sichtbar. Erst wenn Ultraschall eingestrahlt wird, erscheinen die Eierschalenstücke als heller Fleck in den Phasenbildern. Erste Messergebnisse und die zugehörigen Simulationen sind vielversprechend, allerdings gibt es noch Verbesserungsbedarf. Die Messmethode, insbesondere die Verschiebvorrichtung, muss weiter optimiert und automatisiert werden. Das Phantommaterial sollte hinsichtlich dem Elastizitätsmodul und der Absorption genauer untersucht werden. Gegebenenfalls muss daraufhin die Zusammensetzung geändert werden um die Eigenschaften von echtem Gewebe besser zu simulieren. Zukünftig sollte auch ein großes Augenmerk auf der Verbesserung der Modelle liegen. Erste Simulationen sind vielversprechend und können eine Quantifizierung der gemessenen Gewebeeigenschaften ermöglichen. Entscheidend für die Zukunft dieses neuen Messverfahrens werden die Ergebnisse der ersten Probandenstudien sein.

Literaturverzeichnis

- [1] Radicke, M. *Schallstrahlungskontrast in MR-Phasenbildern - Methode zur Darstellung von Elastizitäts-, Schalldämpfungs- und Schallimpedanzänderungen*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2009).
- [2] Kofahl, A.-L. *Schallstrahlungskraft-Kontraste in der MRT - Vergleich von Messungen und FEM-Simulationen*. Diplomarbeit, Universität Bonn (2009).
- [3] Mende, J. *^1H -NMR & Resonanter Ultraschall in einem Kolloid aus $\text{Pb}(\text{Ti},\text{Zr})\text{O}_3$* . Diplomarbeit, Universität Bonn (2008).
- [4] Hill, C. R. & J. C. Bamber, G. R. t. H. (Eds.) *Physical Principles of Medical Ultrasonics* (John Wiley & Sons, Ltd, 2004).
- [5] Kuttruff, H. *Physik und Technik des Ultraschalls* (S. Hirzel Verlag Stuttgart, 1988).
- [6] Dössel, O. *Bildgebende Verfahren in der Medizin: von der Technik zur medizinischen Anwendung* (Springer, 2000).
- [7] Information for Manufacturers seeking Marketing Clearance of Diagnostic Ultrasound Systems and Transducers. Forschungsbericht, U.S. Department of Health and Human Services, Food and Drug Administration (2008).
- [8] Deger, Y. *Die Methode der Finiten Elemente* (expert Verlag GmbH, 2004).
- [9] Keilig, L. *Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Verschleiß von Halteelementen in der zahnärztlichen Prothetik*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2007).
- [10] Kittel, C. *Einführung in die Festkörperphysik* (R. Oldenbourg Verlag München Wien, 1999).
- [11] Bathe, K.-J. *Finite-Elemente-Methoden*, Vol. 2 (Springer, 2002).
- [12] Reimann, S. *Experimentelle und numerische Untersuchungen des biomechanischen Verhaltens von mehrwurzeligen Zähnen*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2008).
- [13] Haka, A. S. Identifying Microcalcifications in Benign and Malignant Breast Lesions by Probing Differences in Their Chemical Composition Using Raman Spectroscopy. *Cancer Research* **62**, 5375–5380 (2002).

- [14] Gall, H. Ferritringkerne zur Störunterdrückung. In *3. Kurzwellen-Fachtagung München* (1997).
- [15] Hall, T. J., Bilgen, M., Insana, M. F. & Krouskop, T. A. Phantom materials for elastography. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **44**, 1355–1365 (1997).
- [16] Obenauer, S. Digitale Vollfeldmammographie: Phantomstudie zur Detektion von Mikrokalk. *Fortschr Röntgenstr* **172**, 646–650 (2000).
- [17] Oehms, O. *Kontrasterzeugung in der Kernspintomographie durch gepulsten Ultraschall*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2009).
- [18] Lizzi, F. L. *et al.* Radiation-force technique to monitor lesions during ultrasonic therapy. *Ultrasound in Medicine & Biology* **29**, 1593–1605 (2003).
- [19] Nightingale, K. R. A finite element model for simulating acoustic streaming in cystic breast lesions with experimental validation. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **47**, 201–215 (2000).
- [20] Palmeri, M. L., Sharma, A. C., Bouchard, R. R., Nightingale, R. W. & Nightingale, K. R. A finite-element method model of soft tissue response to impulsive acoustic radiation force. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **52**, 1699–1712 (2005).
- [21] Bain, M. M. *Eggshell strength: a mechanical/ultrastructural evaluation*. Doktorarbeit, University of Glasgow, Scotland (1992).

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Karl Maier, dass er mir die Mitarbeit an diesem spannenden Thema ermöglicht hat. Besonders für die vielen physikalischen und praktischen Lehrstunden und für seine ansteckende Begeisterung an dem Projekt. Sein nettes Wesen, die vielen Einladungen und gemeinsamen Gruppenausflüge sind maßgeblich daran beteiligt, dass ich dieses Jahr als sehr schön in Erinnerung behalten werde.

Des weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Kai-Thomas Brinkmann für die Übernahme des Koreferats bedanken.

Ein herzlicher Dank gilt auch unserem Ultraschallexperten Herrn Habenstein, der mit seinem Wissen und seiner Lebenserfahrung einen wichtigen Beitrag zum Fortschritt unserer Experimente geleistet hat.

Prof. Christian Elger, PD Bernd Weber, Dr. Peter Trautner und Beate Newport vom Forschungszentrum Life & Brain möchte ich für die Möglichkeit zur Benutzung des MAGNETOM Avanto 1,5 T Tomographen und die nette und unkomplizierte Zusammenarbeit danken.

Bei der Firma Noras MRI Products GmbH und insbesondere bei Andreas Miller möchte ich mich für das zur Verfügung stellen der Brustspule und die engagierte Zusammenarbeit bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei Prof. Christoph Bourauel, Dr. Susanne Reimann und Dr. Ludger Keilig für das zur Verfügung stellen eines Rechenplatzes am Institut für experimentelle Kieferorthopädie der Universität Bonn und für die Geduld bei der Beantwortung meiner Fragen bedanken.

Prof. Arne Rauschenbeutel und Christian Wuttke von der AG Nanofaser-Photonik und -Quantenoptik der Universität Mainz danke ich für die sehr schnelle Anfertigung der Quarzglasfäden.

Bei Prof. Jürgen Ruhlmann und Dr. Michael A. Dönnebrink möchte ich mich für ihr Interesse an diesem Projekt und die Unterstützung bei der Vorbereitung auf Messungen an Probandinnen bedanken.

Siemens Healthcare und insbesondere Dr. Michael Deimling und Dr. Robert Krieg danke ich für die gute Zusammenarbeit und die schnelle und unkomplizierte Hilfe bei der Tomographennutzung.

Dr. Jürgen Finsterbusch möchte ich für die zeitintensive Hilfe bei Problemen mit den MRT-Sequenzen danken.

Prof. Schmitz und Martin Mienkina am Lehrstuhl für Medizintechnik der Universität Bochum danke ich für die Bereitstellung des Hydrophons zur Vermessung des Schallfeldes und

ihre Hilfe bei der Messung.

Ich danke der Feinmechanik-Werkstatt und der Elektronik-Werkstatt des HISKP für die immer schnelle und freundliche Unterstützung beim Bau der Verschiebevorrichtung.

Ich bedanke mich bei Frau Seifert, Frau Mosblech, Frau Paus und Frau Balci, die jederzeit freundlich mit Rat und Tat zur Verfügung standen.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Maier möchte ich mich für das tolle Arbeitsklima und die Zusammenarbeit bedanken. Besonders die Zusammenarbeit innerhalb des Projekts mit Jessica Mende, Marcus Radicke, Anna-Lisa Kofahl, Deniz Ulucay und Theresa Obermann hat mir großen Spaß gemacht. Bei Jessica Mende möchte ich mich besonders für die gute Betreuung und das Korrekturlesen meiner Arbeit bedanken. Auch noch ein besonderes Dankeschön an Anna-Lisa Kofahl für die kompetente, geduldige und kompakte Einweisung in die Benutzung der FEM-Software.

Nicht zu vergessen ist an dieser Stelle auch Frau Maier. Danke für die schönen Abende, die die ganze Gruppe bei ihnen zu Hause verbringen durfte. Und natürlich auch ein besonderer Dank für die manchmal sehr kurzfristige Bereitstellung ihres Autos.

Herbert und Rosemarie Wild danke ich für die Unterstützung und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Besonderer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, die mich in jeglicher Hinsicht, vor allem in allen Entscheidungen die ich bis jetzt getroffen habe, unterstützen. Ohne den Rückhalt meiner Familie hätte ich es nicht so weit geschafft.

Zu guter Letzt danke ich meinem Freund Johannes. Er hat alle Höhen und Tiefen meines Studiums miterlebt und mir Halt gegeben, wenn es einmal nicht so gut lief.

Danke für alles !!!