

14 Ultraschall

Ultraschall ist ein bildgebendes medizinisch-diagnostisches Verfahren, das keine ionisierende Strahlung verwendet. Es stellt ein Echtzeit-Verfahren mit hoher Bildfrequenz dar, welches in bestimmten Fällen auch funktionelle Bildgebung ermöglicht (Blutfluss). Die Technik ist relativ preisgünstig und kompakt und damit auch flexibel anwendbar, z.B. am Krankenbett, Unfallort oder im Operationssaal.

Literatur zu diesem Kapitel

- Dössel, Bildgebende Verfahren in der Medizin, Kap. 7
- Bushberg et al., The essential physics of medical imaging, Kap. 16
- Morneburg, Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Kap. 7, 12
- Suetens, The fundamentals of medical imaging, Kap. 6
- Bille, Schlegel, Medizinische Physik, Band 2, Kap. 8, 18
- Allisy-Roberts, Williams, Farr's Physics for medical imaging, Kap. 9
- Smith, Webb, Introduction to medical imaging, Kap. 4

14.1 Grundlagen

14.1.1 Definition und Motivation

Als Ultraschall bezeichnet man akustische Wellen in einem elastischen Medium mit Frequenzen oberhalb des Hörbereichs, d.h. ab etwa 20 kHz. Die höchsten

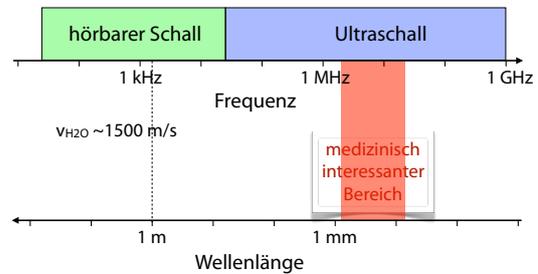


Abbildung 14.1: Frequenzen und Wellenlängen von Schall und Ultraschall.

heute technisch realisierbaren Schallfrequenzen liegen bei etwa 1 GHz. Für die medizinische Diagnostik sind vor allem Frequenzen im Bereich von einigen MHz interessant: unterhalb 2 MHz ist die Auflösung zu gering, oberhalb von etwa 20 MHz ist die Absorption in Gewebe zu stark.

Ultraschall wird in der Medizin für diagnostische wie auch für therapeutische Zwecke eingesetzt. Hier diskutieren wir die allgemeinen Grundlagen sowie die diagnostischen Anwendungen; therapeutische Anwendungen werden nur kurz angesprochen. Geeignet ist die Technik insbesondere für die Abbildung von weichen Organen. Der Kontrast basiert auf den unterschiedlichen akustischen Eigenschaften von verschiedenen Gewebetypen.

In Wasser und menschlichem Gewebe beträgt die Schallgeschwindigkeit $c \approx 1500$ m/s. Somit entspricht eine Wellenlänge von 1 m einer Frequenz von

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{1500 \text{ m/s}}{1 \text{ m}} = 1,5 \text{ kHz}$$

und 1 mm entspricht 1,5 MHz. Bei Frequenzen im Bereich von einigen MHz ist deshalb die Wellenlänge im Bereich von < 1 mm. Damit kann man errei-

chen, dass sich Ultraschall im Gewebe wie ein optischer Strahl ausbreitet; er kann fokussiert, reflektiert, gestreut und absorbiert werden. Sofern mindestens einer dieser Effekte in einem Organ anders abläuft als in der Umgebung ist somit prinzipiell eine Abbildung möglich.



Abbildung 14.2: Ultraschall-Anwendungsgerät und 3D-Bild.

14.1.2 Historische Entwicklung

Die wichtigste Voraussetzung für die Ultraschalldiagnostik ist ein Gerät, welches effizient elektrische Signale in Schallwellen und diese wieder in elektrische Signale umwandelt. Dieses Gerät bezeichnet man als Ultraschallwandler.

Erste Ultraschallwandler verwendeten den Effekt der Magnetostriktion. Heute verwendet man ausschließlich piezoelektrische Wandler. Der piezoelektrischen Effekt wurde Ende des 19. Jh. entdeckt. In den 20er- und 30er Jahren des letzten Jahrhunderts gelang es, nutzbare Piezowandler zu entwickeln. Zu den ersten Anwendungen gehörten in-vitro Versuche an biologischen und medizinischen Materialien. Erste Versuche am menschlichen Schädel wurden 1937 durchgeführt; aufgrund der komplizierten Struktur des Schädels und der hohen Absorption waren diese aber nicht sehr erfolgreich.

Klinische Anwendungen der Ultraschalldiagnostik wurden nach 1945 entwickelt. Dabei nutzte man die

technischen Entwicklungen, welche für die Sonartechnik der U-Boote im zweiten Weltkrieg vorangetrieben worden war.

Inzwischen existieren unterschiedliche Techniken: ein- und zweidimensionale Bilder, sowie 3D Bilder mit tomographischer Rekonstruktion. Außerdem nutzt man die Technik für die Messung von Fließgeschwindigkeiten in Arterien.

Ultraschall wird von verschiedenen Tieren genutzt, vor allem zur Lokalisierung von Jagdbeute. Die wichtigsten Beispiele sind Fledermäuse und Delfine. Bei anderen Tieren, wie Mäusen und Ratten, dient Ultraschall auch zur Kommunikation.

14.2 Schallausbreitung

14.2.1 Schallwellen

Im Kapitel 8 (Medizinphysik I, Kap. 8.1.2) wurde die Wellengleichung für den Druck hergeleitet. In einer Dimension lautet sie

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}.$$

Als Funktion von Dichte ρ_0 und Kompressionsmodul K beträgt die Phasengeschwindigkeit

$$c = \sqrt{K/\rho_0}. \quad (14.1)$$

Dabei ist der Kompressionsmodul K definiert über $\partial p = -K \frac{\partial V}{V}$, d.h. als reziproke Kompressibilität. Als Funktion der isothermen Kompressibilität

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = \frac{1}{K}$$

ist die Schallgeschwindigkeit somit

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho_0 \beta_T}}.$$

Medium	c in m/s
Luft	331
Wasser	1492
Fett	1470
Hirn	1530
Muskel	1568
Knochen	3600

Tabelle 14.1: Schallgeschwindigkeiten in unterschiedlichen Materialien.

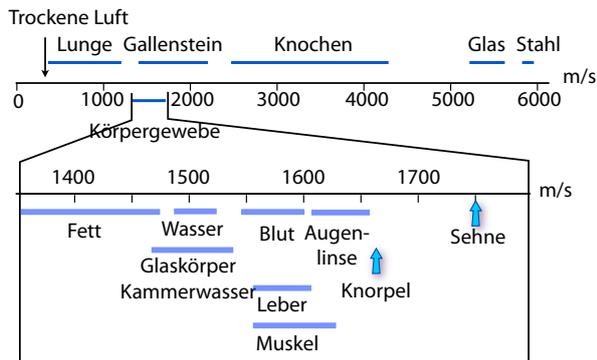


Abbildung 14.3: Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Geweben.

In Wasser bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 20° C beträgt die Schallgeschwindigkeit etwa 1490 m/s.

In weichem Gewebe liegt die Schallgeschwindigkeit im Bereich von 1400-1800 m/s, in Knochen deutlich höher. Tabelle 14.1 und Abbildung 14.3 zeigen einige Beispiele.

Aufgrund der hohen Frequenzen ist die Wellenlänge $\lambda = c/v$ von Ultraschall relativ klein: Im Bereich von 1-40 MHz variiert sie von 1.5 mm bis 38 μm . Dadurch ist die Wellenlänge häufig klein im Vergleich mit typischen Dimensionen von relevanten Objekten, wie z.B. Organen. Es ist dann möglich, die Schallausbreitung in guter Näherung mit Hilfe von ebenen Wellen zu beschreiben. Einzelne Zellen, wie z.B. rote Blutkörperchen, hingegen sind deut-

lich kleiner als eine Wellenlänge. Sie können deshalb nicht aufgelöst werden, sondern wirken als punktförmige Streuzentren.

14.2.2 Schallimpedanz

Wie in Medizinphysik I diskutiert, ist die zeitliche Ableitung $\partial\chi/\partial t$ der Auslenkung χ , d.h. die lokale Geschwindigkeit der Teilchen, ebenfalls eine Welle, deren Amplitude als Schallschnelle v_0 bezeichnet wird, wobei $v_0 = \omega\chi_0$.

Für die **Schallimpedanz**, d.h. das Verhältnis von Schalldruck zu Schallschnelle, findet man

$$Z = \frac{\Delta p_0}{v_0} = \sqrt{K\rho_0} = c\rho_0.$$

Für den letzten Schritt wurde (14.1) nach $K = c^2\rho_0$ aufgelöst.

In Festkörpern (z.B. Knochen) findet man neben Longitudinalwellen auch Scherwellen. Die Schallgeschwindigkeiten dafür sind

$$c_L = \sqrt{\rho E} \quad c_T = \sqrt{\rho G}.$$

Hier bezeichnet ρ die Dichte, c_L die Phasengeschwindigkeit für die Longitudinalwellen, c_T die Phasengeschwindigkeit für die Transversalwellen, E den Elastizitätsmodul und G den Schermodul.

Die Schallimpedanz spielt beim Ultraschall eine ähnliche Rolle wie die Impedanz in der Elektronik. In Flüssigkeiten und Gasen ist Z in guter Näherung reell, die Druckänderung und die Schallschnelle laufen also in Phase und die Absorption ist gering.

Medium	c in $\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Z in $10^6 \frac{\text{kg}}{\text{sm}^2}$	ρ in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	D in $\frac{\text{dB}}{\text{cmMHz}}$
Luft	331	$43 \cdot 10^{-5}$	0,0013	
Wasser	1492	1,48	0,9982	0,002
Fett	1470	1,42	0,97	0,8
Hirn	1530	1,56	1,02	0,8
Muskel	1568	1,63	1,04	1,5-2,5
Knochen	3600	6,12	1,7	11
Blut	1530	1,62	1,03	0,2

Die Intensität einer Schallwelle, d.h. der Energie-transport pro Fläche und Zeiteinheit, ist

$$j = \frac{\text{Kraft} \cdot \text{Weg}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}} = p \cdot c.$$

Mit Hilfe der kinetischen Energiedichte $\rho v_0^2/2$ lässt sich die Schallintensität auch schreiben als

$$j = c \frac{\rho v_0^2}{2} = \frac{1}{2} \rho c \xi_0^2 \omega^2.$$

Mit

$$p_0 = Z v_0 = \rho c v_0$$

wird

$$j = \frac{1}{2} \frac{p_0^2}{Z}.$$

Sie ist somit proportional zum Quadrat der Druckamplitude und indirekt proportional zur akustischen Impedanz.

In diesem Kapitel werden lediglich longitudinale Wellen behandelt. In Festkörpern (z.B. Knochen) treten auch transversale Wellen auf; allerdings ist die Ultraschalldiagnostik primär für Anwendungen in Weichteilen interessant, bei denen die Schersteifigkeit sehr gering ist.

In begrenzten Systemen (z. B. Membranen, Grenzflächen) treten weitere Wellenformen auf, wie z.B. Biegewellen und Rayleigh-Wellen; diese sind jedoch für diagnostische Zwecke von geringem Interesse.

14.2.3 Reflexion

Wie bereits in Medizinphysik I diskutiert, werden Schallwellen an Grenzflächen zwischen Gebieten mit unterschiedlicher Schallimpedanz teilweise reflektiert

Als einfaches Beispiel betrachtet man eine ebene Grenzfläche zwischen zwei Halbräumen, in denen die Schallimpedanz Z_1 , resp. Z_2 beträgt. Im linearen

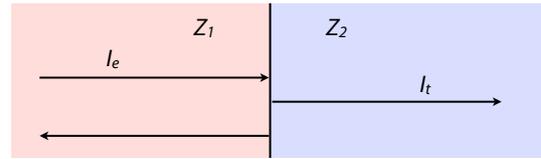


Abbildung 14.4: Reflexion einer Schallwelle an einer ebenen Grenzfläche.

Bereich gilt bei senkrechtem Einfall für die transmittierte Intensität

$$\frac{I_t}{I_e} = 4 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2},$$

und für die Intensität der reflektierten Welle

$$\frac{I_r}{I_e} = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{(Z_1 + Z_2)^2}. \tag{14.2}$$

Offenbar ist $I_r + I_t = I_e$, d.h. die Energie der Schallwelle bleibt erhalten. Für $Z_1 = Z_2$ wird $I_t = I_e$ und $I_r = 0$, d.h. die Reflexion verschwindet.

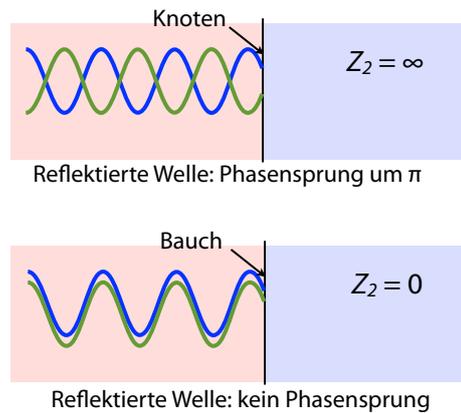


Abbildung 14.5: Vollständige Reflexion einer Schallwelle an einer glatten Grenzfläche für die beiden Extremfälle $Z_2 = 0$ und $Z_2 = \infty$.

Bei den Extremfällen $Z_2 \rightarrow 0$ und $Z_2 \rightarrow \infty$ wird jeweils $I_t \rightarrow 0$ und $I_r \rightarrow I_e$, d.h. die Welle wird vollständig reflektiert. Bei der Reflexion an einem hochohmigen Material, $Z_2 \rightarrow \infty$, erfährt die Welle bei der

Reflexion einen Phasensprung, d.h. die reflektierte und die einlaufende Welle sind in Gegenphase. Dadurch wird die Randbedingung erfüllt, dass die Auslenkung an der Grenzfläche verschwindet.

Als Beispiel kann man die Reflexion an der Grenzfläche zwischen Wasser und Fett berechnen. Die Impedanz von Fettgewebe beträgt etwa $Z_F \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, diejenige von Wasser $Z_W \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$. Somit wird

$$\frac{I_r}{I_e} = \frac{(Z_F - Z_W)^2}{(Z_F + Z_W)^2} = \frac{(2 \cdot 10^5)^2}{(2,8 \cdot 10^6)^2} \approx 0,51\%$$

Grenzfläche	Amplitude	Leistung
Leber / Niere	-0,006	$3 \cdot 10^{-5}$
Leber / Fett	-0,1	0,011
Fett / Muskel	0,12	0,015
Muskel / Knochen	0,64	0,41
Muskel / Lunge	-0,81	0,65
Muskel / Luft	-0,99	0,99

Abbildung 14.6: Reflexionskoeffizienten für Amplitude und Intensität an unterschiedlichen Grenzflächen.

Die Reflexion der Schallwelle an Grenzflächen im Inneren des Körpers ist die Grundlage für die Darstellung von Organen mit Hilfe der Ultraschalltechnik. Je nach Art der Grenzfläche wird ein geringer Teil oder praktisch die gesamte Welle reflektiert. Bei der Einkopplung der Ultraschallwelle vom Transducer durch die Körperoberfläche (Haut) sind Reflexionen unerwünscht. Man verwendet deshalb ein Gel, um die Einkopplung zu optimieren (\rightarrow 14.2.5).

14.2.4 Brechung

Fällt die Welle nicht senkrecht auf die Grenzfläche ein, so erhält man, wie bei optischen Wellen auch, eine Kombination von Transmission und Reflexion. Die transmittierte Welle wird dabei gebrochen, wenn

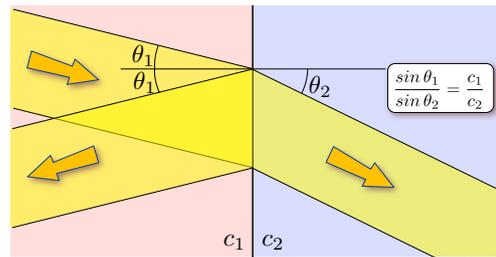


Abbildung 14.7: Reflexion und Brechung einer Schallwelle an einer ebenen Grenzfläche.

die Schallgeschwindigkeiten der beiden Halbräume unterschiedlich sind.

Analog zum optischen Fall erhält man aus den Kontinuitätsgleichungen ein Brechungsgesetz. Dafür beachtet man, dass die Komponente des Wellenvektors parallel zur Grenzfläche für beide Halbräume identisch sein muss, d.h.

$$\begin{aligned} k_1^{\parallel} &= k_2^{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \theta_1 = \frac{2\pi\nu}{c_1} \sin \theta_1 \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \theta_2 = \frac{2\pi\nu}{c_2} \sin \theta_2. \end{aligned}$$

Auflösen nach den Winkeln ergibt

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1}{c_2},$$

welches dem Gesetz von Snellius entspricht. Ebenfalls aus der Kontinuität erhält man für den Reflexionskoeffizienten für die Amplitude

$$R = \frac{Z_2 \cos \theta_1 - Z_1 \cos \theta_2}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2}.$$

Für senkrechten Einfall, $\theta_1 = \theta_2 = 0$ erhält man daraus wieder den Ausdruck (14.2). Der Transmissionskoeffizient ist

$$T = \frac{2Z_2 \cos \theta_1}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2}.$$

Bei schrägem Einfall ($\theta_1 \neq 0$) genügt offenbar die Bedingung $Z_1 = Z_2$ nicht für eine reflexionsfreie Transmission. Die korrekte Bedingung lautet dann

$$Z_2 \cos \theta_1 = Z_1 \cos \theta_2,$$

d.h. die Reflexion verschwindet nur, wenn auch die Schallgeschwindigkeiten gleich sind.

Wie in der Optik tritt auch hier bei Reflexion an einem akustisch dichteren Medium ($Z_2 > Z_1$) ein Phasensprung um π auf, bei Reflexion an einem akustisch dünneren Medium ($Z_2 < Z_1$) nicht.

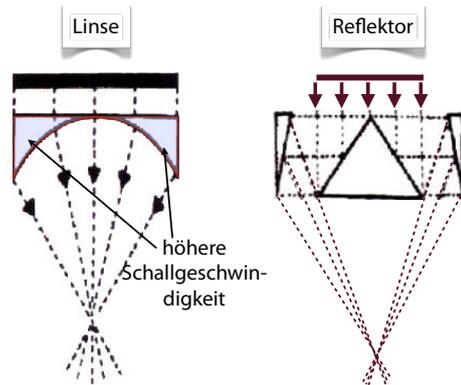


Abbildung 14.9: Fokussierung von Ultraschall.

14.2.5 Optische Elemente

Auch Interferenzeffekte können wie bei der Optik beobachtet werden. So kann man eine ‘‘Antireflexschicht’’ verwenden, um zwei Medien mit unterschiedlicher Schallimpedanz reflexionsfrei zu koppeln. Dazu muss die Dicke dieser Schicht $\lambda/4$ betragen und die Impedanz muss

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3}$$

betragen, wenn die beiden zu koppelnden Medien die Impedanzen Z_1 und Z_3 besitzen.

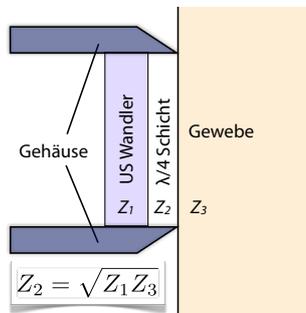


Abbildung 14.8: Antireflexschicht für die Einkopplung von Ultraschall.

Dies verwendet man, z.B., um Reflexionen zwischen dem Ultraschallwandler und der Haut zu reduzieren.

Wiederum wie in der Optik kann man Ultraschall mit Hilfe von Linsen fokussieren. Dazu benötigt

man eine oder mehrere gekrümmte Grenzfläche(n) zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher Schallgeschwindigkeit. Eine Linse mit zwei gekrümmten Oberflächen ergibt eine Fokussierung mit der Brennweite f . Diese ist gegeben durch

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Hier bezeichnen R_1 und R_2 die Krümmungsradien der beiden Grenzflächen und n das Verhältnis der Schallgeschwindigkeit in der Linse relativ zu derjenigen im Medium. Für die meisten Materialien ist die Schallgeschwindigkeit höher als für Wasser. Beispiele umfassen Polystyrol (Schallgeschwindigkeit 1800 m/s) oder Plexiglas (Schallgeschwindigkeit 1840 m/s). Glas oder Metalle haben typische Schallgeschwindigkeiten von 5000 m/s. Hier ist die Brechung sehr stark, allerdings nach Gleichung (14.2) auch die Reflexion. Verwendet man für die Linse Materialien mit einem Brechungsindex, der höher ist als der von Wasser, dann muss eine Sammellinse konkav geformt sein (siehe Abb. 14.9 links). Anstelle von refraktiven Elementen kann man auch reflektive verwenden (siehe Abb. 14.9 rechts).

Ist die Wellenlänge vergleichbar mit den Dimensionen der Hindernisse, so treten Beugungseffekte auf. Wie im optischen Bereich können diese diskutiert werden, indem man an jeder Stelle in Gedanken eine

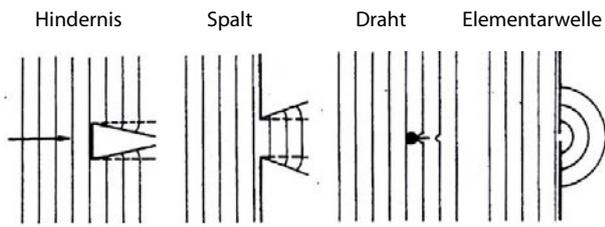


Abbildung 14.10: Beugungseffekte

Bereich		Frequenzabhängigkeit	Stärke
geometrisch	$a \gg \lambda$	$\propto v^a$	stark
stochastisch	$a \approx \lambda$	unterschiedlich	mittel
Rayleigh	$a \ll \lambda$	$\propto v^4$	schwach

Abbildung 14.12: Charakteristiken der Streuung an unterschiedlichen Größen von Objekten.

Elementarwelle erzeugt und diese interferieren lässt (Huygens'sches Prinzip).

14.2.6 Streuung

Die Behandlung von Reflexion (14.2.3) und Brechung (14.2.4) erfolgte unter der Annahme, dass die Grenzfläche groß sei im Vergleich zur Wellenlänge. Sind Inhomogenitäten klein im Vergleich zur Wellenlänge, so erhält man Streuung. Ihre Effizienz hängt ab vom Verhältnis der Wellenlänge zur Größe der streuenden Inhomogenitäten und dem Unterschied der Schallimpedanzen.



Abbildung 14.11: Rayleigh-Streuung.

Wie bei der Optik unterscheidet man zwischen unterschiedlichen Bereichen, welche unterschiedliche Abhängigkeiten zeigen.

Sind die inhomogenen Objekte klein im Vergleich zur Wellenlänge, spricht man von Rayleigh-Streuung. Sind die Dimensionen von der gleichen Größenordnung spricht man von stochastischer Streuung und sind sie groß im Vergleich zur Wellenlänge von diffuser oder geometrischer Streuung. Als typisches Beispiel sind rote Blutkörperchen mit

einem Durchmesser von 8-10 μm deutlich kleiner als die akustische Wellenlänge. Im Bereich der Rayleigh-Streuung nimmt die Streuamplitude mit der vierten Potenz der Frequenz zu. Die Richtungsabhängigkeit ist

$$\sigma \propto (1 + \cos^2 \theta)$$

und somit symmetrisch bezüglich vorwärts-/rückwärts Streuung.

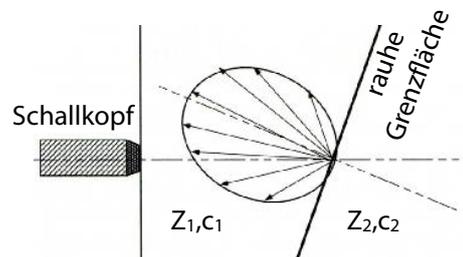


Abbildung 14.13: Strahlungscharakteristik an rauer Oberfläche.

Entsteht durch Reflexion an einer rauen Oberfläche ein diffuser Strahlungskegel, so kann auch dann ein Echo im Schallkopf registriert werden, wenn die Grenzfläche nicht senkrecht zum Ultraschallstrahl verläuft. Eine gerichtete Welle wird in einen Kegel reflektiert, dessen Öffnungswinkel umso größer ist, je kleiner die Wellenlänge und je größer die Rauigkeitstiefe ist.

14.2.7 Dämpfung

Schallwellen verlieren im Gewebe Energie durch Absorption und Streuung. Beide Prozesse können so verstanden werden, dass das Medium, welches aufgrund der eingestrahlt Welle schwingt, selber eine Welle abstrahlt. Findet diese Schwingung und Abstrahlung in Phase mit der einfallenden Welle statt, so führt die Interferenz zwischen den Elementarwellen in einem homogenen Medium dazu, dass ihre Überlagerung lediglich die Phasengeschwindigkeit der Ultraschallwelle beeinflusst. Die Absorption entsteht aus der Dämpfung der Schwingung, welche im Material angeregt wird. Während dies bei einem einzelnen schwingenden System zu einer Lorentz-förmigen Absorptionslinie führt, findet man in Gewebe eine so große Zahl von unterschiedlichen schwingungsfähigen Systemen, dass man insgesamt eine fast lineare Zunahme der Absorption mit der Frequenz erhält.

Darüber hinaus führen die oben besprochenen Streueffekte an Inhomogenitäten zu einer Schallabstrahlung in alle Richtungen, was ebenfalls einer Abschwächung der transmittierten Welle entspricht.

Durch Absorption und Streuung nimmt die Intensität im Medium ab. In einem homogenen Medium ist die Abnahme für eine ebene Welle proportional zur Intensität, d.h. diese nimmt exponentiell ab: $J(x) = J_0 e^{-\mu x}$. Der Schwächungskoeffizient μ besteht wie bei der Röntgenstrahlung aus einem Absorptions- und einem Streuteil, $\mu = \mu_{Abs} + \mu_{Streu}$. Die beiden wichtigsten Ursachen für die Absorption sind die Viskosität der Flüssigkeit und nichtadiabatische Effekte. Die Viskosität führt zu Reibungsdämpfung bei Scherströmungen in viskosen Medien und damit zu einer Dämpfung. Die absorbierte Schallintensität führt zu einer Erwärmung des Gewebes.

Der Streuteil von Lebergewebe beträgt etwa 20% des gesamten Schwächungskoeffizienten. Die Streukoeffizienten für unterschiedliche Gewebe können stark abweichen; dies ist eine der Grundlagen für ihre Unterscheidung im Ultraschall.

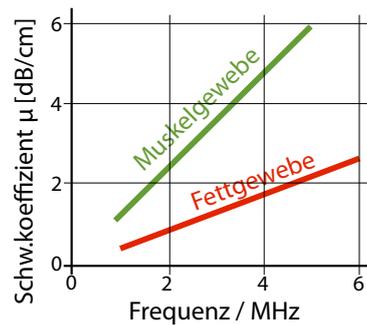


Abbildung 14.14: Frequenzabhängigkeit der Schwächungskoeffizienten von Muskel- und Fettgewebe.

Für weiche Gewebe hängt die Dämpfung stark von der Frequenz (Wellenlänge) ab. Im Mittel erhält man im Gewebe eine Abschwächung um ca. 1 dB/(cm MHz) für weiches Gewebe. In Lunge und porösen Knochen liegt sie deutlich höher, bei etwa 50 dB/(cm·MHz). Die Eindringtiefe in weichem Gewebe nimmt deshalb mit zunehmender Frequenz stark ab. Umgekehrt nimmt die räumliche Auflösung mit der Frequenz zu ($\lambda \propto 1/\nu$). Je nach Anwendung wählt man deshalb unterschiedliche Frequenzen.

Frequenz [MHz]	Wellenlänge [mm]	Eindringtiefe [cm]	Anwendung	Ortsauflösung lateral [mm]	Ortsauflösung axial [mm]
1	1,55	40			
2	0,78	20	Fötus, Leber	3	0,8
3,5	0,45	12	Herz, Niere		
5	0,31	8	Gehirn	1,2	0,4
7,5	0,21	6	Prostata		
10	0,16	3,5	Pankreas	0,6	0,2
15	0,10	2,5		0,4	0,15
20	0,08	1,2	Auge, Haut	0,3	0,1
40	0,04	0,6	Intravaskulär	0,15	0,05

Tabelle 14.2: Eindringtiefe und erreichbare Auflösung als Funktion der Frequenz.

Für die Eindringtiefe in weichem Gewebe entspricht dies etwa 50 cm bei 1 MHz und weniger als 1 cm bei 40 MHz. Tabelle 14.2 fasst typische Eindringtiefen bei unterschiedlichen Frequenzen zusammen und zeigt, bei welchen Anwendungen diese relevant sind.

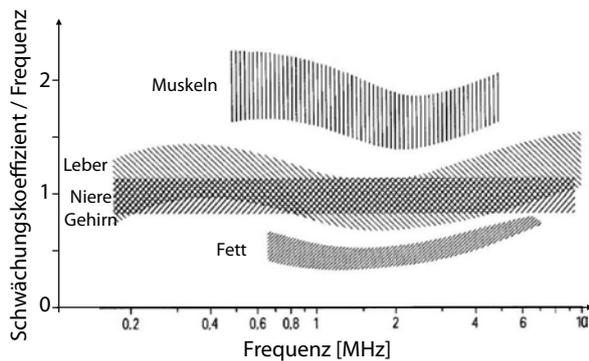


Abbildung 14.15: Dämpfungskoeffizient als Funktion der Frequenz für verschiedene Gewebe.

Abb. 14.15 vergleicht den Dämpfungskoeffizienten als Funktion der Frequenz für verschiedene Gewebe. Muskeln streuen aufgrund ihrer Struktur deutlich stärker als Fettgewebe. Als Faustregel kann man verwenden, dass der Schwächungskoeffizient in dB/cm etwa gleich der Frequenz in MHz ist.

14.3 Technik

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Technik für Erzeugung und Nachweis von Ultraschall für diagnostische Anwendungen.

14.3.1 Piezoelektrischer Effekt

Im **Ultraschallwandler** werden sowohl die Ultraschallwellen erzeugt, wie auch das zurückgestreute Echo registriert. Diese basieren heute auf dem piezoelektrischen Effekt.

Piezoelektrische Materialien besitzen ein elektrisches Dipolmoment und deshalb keine Inversions-symmetrie. Der negative und der positive Ladungsschwerpunkt fallen nicht zusammen. Bringt man diese Materialien in ein elektrisches Feld, so entsteht eine starke Wechselwirkung zwischen dem Feld und

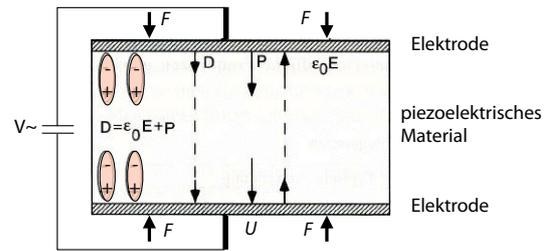


Abbildung 14.16: Piezoelektrischer Effekt.

dem Material. Die resultierende Verformung führt zu einer Dehnung des Kristalls. Im linearen Bereich ist die Dehnung

$$\epsilon = \frac{\Delta L}{L} = d \cdot E$$

proportional zum elektrischen Feld E . Der Proportionalitätskoeffizient d hat die Einheit einer inversen Feldstärke, $[d] = \text{m/V}$ und wird meist in pm/V angegeben. Bei einem typischen Wert von 100 pm/V führt somit ein Feld von 10^3 V/m zu einer relativen Längenänderung von $\epsilon = 10^{-7}$.

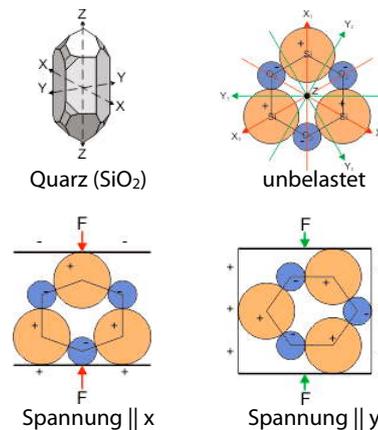


Abbildung 14.17: Mikroskopische Grundlage für den piezoelektrischen Effekt.

Wirkt eine mechanische Spannung σ auf das piezoelektrische Material, so verformt es sich asymmetrisch, d.h. die positiven und negativen Ionen werden unterschiedlich stark verschoben. Dadurch entsteht

im Material eine Polarisierung P und damit eine elektrische Spannung U , welche proportional zur mechanischen Spannung ist, $U = g\sigma$. Der elektroakustische Wandlungskoeffizient g hat die Einheit $[g] = \text{Vm}^2/\text{N}$. Numerische Werte für die Materialkonstanten g und d für die drei wichtigsten piezoelektrischen Materialien sind:

	$d[\text{pm/V}]$	$g[\text{mV m}^2/\text{N}]$
Quarz	2,3	57
Bariumtitanat	150	17
Bleizirkon -Titanat (PZT)	150..600	20..40

PZT ist ein keramisches Material; deshalb sind die Werte abhängig vom Herstellungsverfahren. Aufgrund der hohen numerischen Werte ist es am Besten für Ultraschallwandler geeignet. Um den piezoelektrischen Effekt zu erhalten, muss das Material zunächst über die Curie-Temperatur (je nach Titan-Anteil 250 - 450 °C) geheizt werden. In dieser Phase ist das Material paraelektrisch und kann durch ein elektrisches Feld gepolt werden. Wird es im Feld abgekühlt, bleibt die Orientierung der Dipole erhalten.

14.3.2 Ultraschallwandler

Ein Ultraschallwandler dient als Sender und Empfänger. Er enthält neben dem verkapselten piezoelektrischen Material die notwendigen elektrischen Anschlüsse. Er ist mechanisch so aufgebaut, dass der Schall effizient in die gewünschte Richtung abgestrahlt wird.

Abb. 14.18 zeigt den inneren Aufbau eines typischen Ultraschallwandlers mit mechanischen und elektrischen Teilen. Die Dicke der piezokeramischen Scheibe entspricht einer halben Wellenlänge; sie ist also bei einer bestimmten Frequenz resonant. Der rückwärtige Dämpfer sorgt dafür, dass die Welle nach außen abgestrahlt wird und Transienten rasch gedämpft werden. Die Transformationsschicht dient

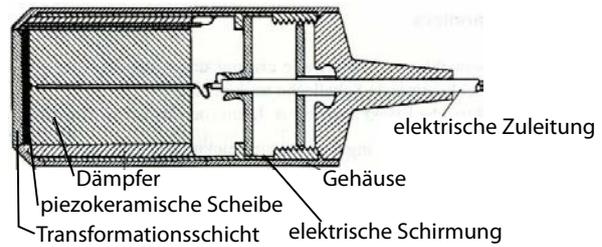


Abbildung 14.18: Aufbau eines Ultraschall-Wandlers.

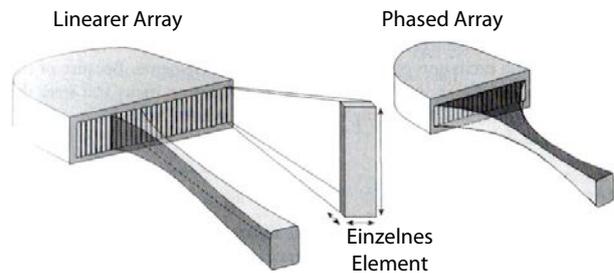


Abbildung 14.19: Multi-Element Wandler.

der Impedanzanpassung für eine verlustarme Einkopplung in das Gewebe.

Für einige Anwendungen (z.B. Scanner, fokussierende Quellen) werden auch mehrere unabhängige Elemente nebeneinander eingebaut. Diese werden als Multi-Element Wandler bezeichnet. Multi-Element Wandler können z.B. dazu verwendet werden, den empfindlichen Bereich zu scannen, indem jeweils nur einzelne Elemente angesteuert werden (Abb. 14.19 links), oder es werden alle angesteuert, aber mit unterschiedlicher Verzögerung (Abb. 14.19 rechts).

Eine Fokussierung wird erreicht, indem mehrere Teilwellen so addiert werden, dass sie im gewünschten Fokus in Phase sind. Die kann einerseits durch eine geeignete Form erreicht werden (Abb. 14.20 links) oder durch einen Multielement-Wandler, bei dem die Signale auf die einzelnen Elemente elektronisch verzögert werden (Abb. 14.20 rechts).

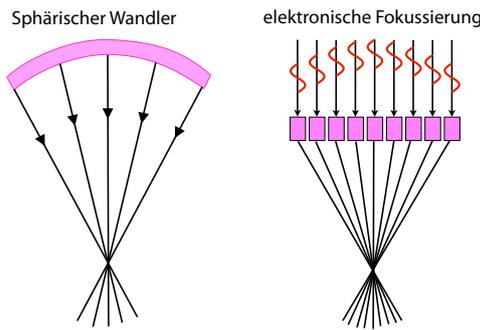


Abbildung 14.20: Fokussierung mit einem gekrümmten oder einem elektronisch fokussierenden Multielementwandler.

14.3.3 Phasenverzögerung in einem Multielement-Wandler

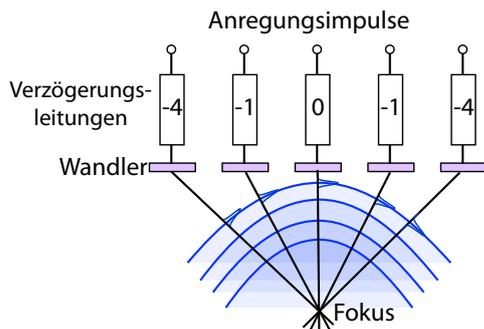


Abbildung 14.21: Phasenverzögerungen in einem fokussierenden Multielementwandler.

Mit Hilfe geeigneter Verzögerungen τ_i zwischen den einzelnen Elementen kann man die Richtung des erzeugten Signals festlegen oder ihn in eine bestimmte Tiefe fokussieren. Außerdem kann man den US-Strahl über einen Bereich scannen, ohne dass eine mechanische Bewegung des Kopfs erforderlich ist.

Als Beispiel soll in einem Gewebe ein Fokus in einem Abstand D vom Wandler erzeugt werden. Einen Fokus erhält man, wenn alle Teilwellen mit der glei-

chen Phase dort eintreffen. Die Phase einer Teilwelle beträgt

$$\varphi = \varphi_{el} + \varphi_{Weg} = \tau_i \omega + k \ell_i.$$

Hier bezeichnet $\varphi_{el} = \tau_i \omega$ die elektronische Phase, welche über die individuelle zeitliche Verzögerung τ_i des i -ten Elements und die Frequenz ω eingestellt wird. Dazu kommt die Phase $\varphi_{Weg} = k \ell_i$ auf Grund der Ausbreitung entlang des Wegs ℓ_i . Die Wellenzahl $k = \omega/c$ ist gegeben durch die Frequenz und die Ausbreitungsgeschwindigkeit c . Damit wird

$$\varphi = \omega \left(\tau_i + \frac{\ell_i}{c} \right).$$

Die zurückgelegte Distanz beträgt für das i -te Element $\ell_i = \sqrt{D^2 + i^2 d^2}$. Hier stelle d den Abstand zwischen den einzelnen Elementen dar. Der Ursprung der Achse ($i = 0$) wurde so gewählt, dass sich der Fokus senkrecht darunter befindet. Ist der Abstand D zum Fokus groß im Vergleich zum Abstand zwischen den Elementen, $D \gg d$, so kann die Wurzel linearisiert werden,

$$\ell_i \approx D + i^2 \frac{d^2}{2D}.$$

Die elektronische Verzögerung muss somit

$$\tau_i = -\frac{\ell_i - \ell_0}{c} = -i^2 \frac{d^2}{2Dc}$$

betragen. Als Beispiel soll $d = 1$ mm, $D = 1$ cm und $c = 1500$ m/s sein. Dann wird die benötigte Verzögerung $\tau_i = -33 i^2$ ns. Die Verzögerung ist negativ, d.h. die Signale an die Elemente mit $i \neq 0$ müssen vor dem Signal für $i = 0$ auf dem Wandler eintreffen, da die entsprechenden Wege größer sind.

14.3.4 Mehrdimensionale Wandler

Mehrdimensionale Wandler wie in Abb. 14.22 kombinieren Elemente nicht nur in einer Zeile, sondern in mehreren Zeilen. Beim "1,5"-dimensionalen

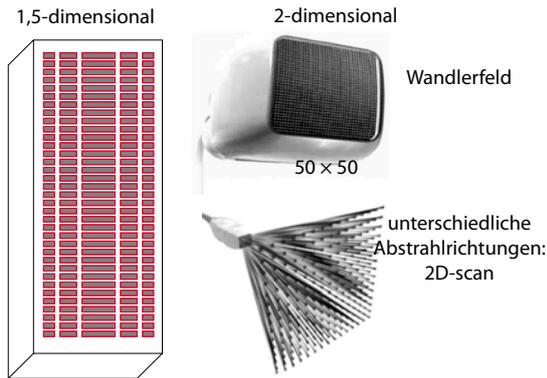


Abbildung 14.22: 1,5-dimensionaler Wandler (links) und 2D-Wandler (rechts).

Wandler dienen etwa 5 Zeilen dazu, den Strahl senkrecht zur Zeilenrichtung zu fokussieren. In dieser Dimension sind die Verzögerungen konstant. Zweidimensionale Wandler, mit z.B. 50×50 Elementen erlauben volle zweidimensionale Scans.

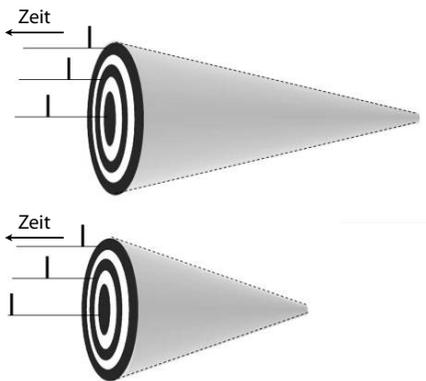


Abbildung 14.23: Fokussierender Wandler in 2D mit elektronischer Verzögerung der Signale.

Die elektronische Fokussierung funktioniert in zwei Dimensionen genau so wie in einer Dimension. Im Beispiel von Abb. 14.23 erfolgt die Verzögerung lediglich als Funktion des Radius der konzentrischen ringförmigen Wandler-Elemente. Für die 2D-Wandler, welche in Abb. 14.22 rechts gezeigt sind,

muss die Verzögerung beide Koordinaten der Elemente berücksichtigen.

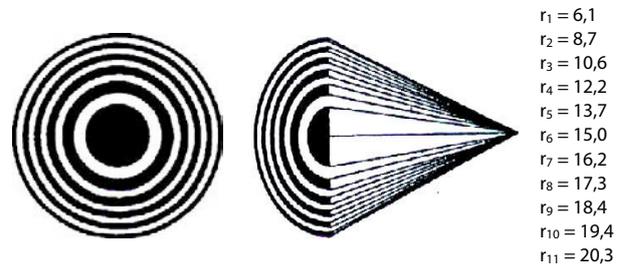


Abbildung 14.24: Fresnel'sche Zonenplatte als fokussierender Wandler.

Bei geeigneter Wahl der Form wird keine elektronische Verzögerung benötigt, wenn die entsprechende Phasenverschiebung gerade einem Vielfaches von 2π entspricht. Abb. 14.24 stellt ein Beispiel einen fokussierenden Wandler, der analog zu einer Fresnel-Linse funktioniert. Wählt man die Radien der Ringe zu $r_n = \sqrt{nb\lambda}$ mit n einem laufenden Index und λ für die Wellenlänge, sowie identische Flächen für die Ringe, so erhält man einen Fokus im Abstand b .

14.3.5 Schallfeld

Ist der Wandler klein im Vergleich zur Wellenlänge, kann er als Punktquelle betrachtet werden und die Schallwelle breitet sich in erster Näherung als sphärische Welle aus. Dies ist meistens nicht erwünscht, da es keine Ortsauflösung ergibt. Statt dessen verwendet man einen ausgedehnten Wandler, der ein gerichtetes Schallfeld erzeugt. Dieses Schallfeld lässt sich zum Beispiel mit Hilfe des Huygens'schen Prinzips berechnen.

Abb. 14.25 zeigt als einfaches Beispiel das Schallfeld eines kreisförmigen US-Wandlers, dessen Querschnitt größer ist als eine Wellenlänge. Das Schallfeld ergibt sich durch die Interferenz der Elementarwellen, welche an jedem Punkt der Kreisscheibe emittiert werden. Im Nahbereich ist die Intensitäts-

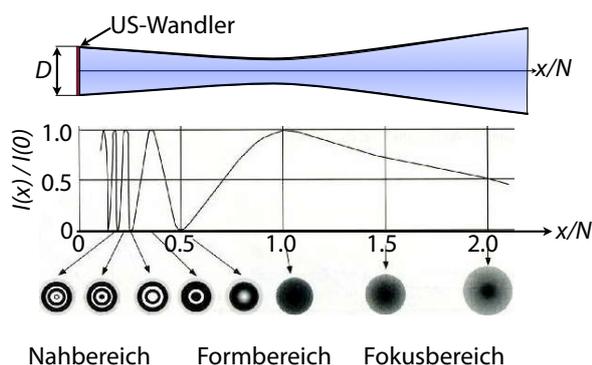


Abbildung 14.25: Schallfeld eines kreisförmigen Wandlers.

verteilung auf Grund von starken Interferenzerscheinungen sehr inhomogen, es treten Nullstellen auf, welche im unteren Teil von Abb. 14.25 dargestellt sind. Dieser Bereich kann durch Fresnel-Beugung beschrieben werden.

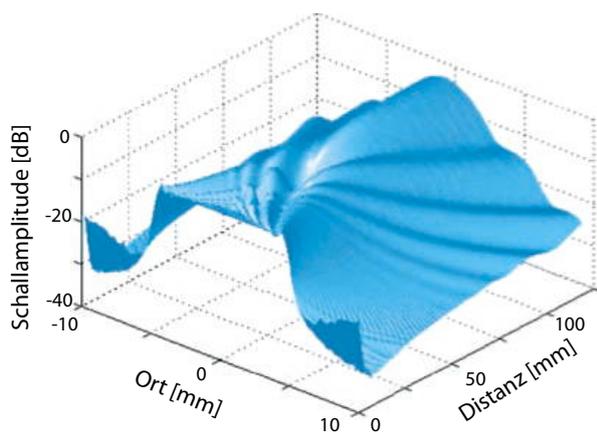


Abbildung 14.26: Logarithmische Amplitude des Schallfeldes als Funktion des Ortes.

Das Nahfeld des Wandlers ist der Bereich, in dem die Teilwellen, welche durch den äußeren Bereich des Wandlers emittiert wurden, einen Weg zurücklegen, der sich um mehr als eine halbe Wellenlänge, $\lambda/2$, von dem kürzesten Weg unterscheiden. Bezeichnet

man diesen Abstand mit N , so ist dies der kürzeste Weg. Die äußeren Teilwellen legen einen Weg

$$\ell = \sqrt{N^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2}$$

zurück. Hier bezeichnet D den Durchmesser des Wandlers. In linearer Näherung ist er somit um $D^2/8N$ länger. Dies entspricht

$$\frac{D^2}{8N} = \frac{\lambda}{2} \rightarrow N = \frac{D^2}{4\lambda}. \quad (14.3)$$

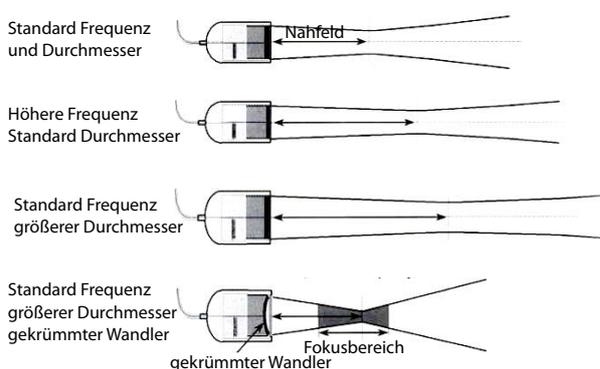


Abbildung 14.27: Anpassung des Nahfeld-Bereichs über Frequenz und Durchmesser der Wandlerscheibe.

Gleichung (14.3) zeigt, dass der Nahbereich über die Wahl von Frequenz und Durchmesser der Wandler-scheibe angepasst werden können. Abb. 14.27 zeigt als weitere Möglichkeit die Verwendung eines gekrümmten Wandlers, um so die akustische Welle stärker zu fokussieren. Dazu werden konvex geformte Wandler verwendet oder Wandler mit mehreren Ringen (=“Fresnel-Wandler”; siehe Kap. 14.3.3).

An den Nahbereich schließt sich der Formbereich an. Hier verschwinden die Interferenzeffekte. Im Fokusbereich entwickelt sich eine sich kontinuierlich aufweitende Strahlkeule mit einem Divergenzwinkel von

$$\theta = 0,61 \frac{2\lambda}{D}.$$

14.3.6 Axiale Auflösung

Die erreichbare Auflösung wird in Strahlrichtung (axial) und senkrecht dazu (lateral) durch unterschiedliche Faktoren bestimmt.

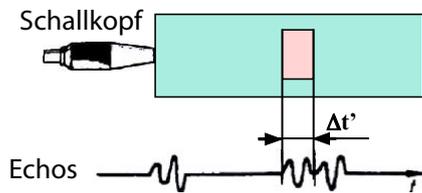


Abbildung 14.28: Auflösungsgrenze in axialer Richtung.

Die Bildauflösung in axialer Richtung ist durch die Wellenlänge bestimmt: Damit sich zwei Echos nicht überlagern, müssen sie um mindestens die Dauer eines Impulses getrennt sein. Damit die Frequenz des Pulses wohl definiert ist, muss die Dauer eines Pulses mindestens zwei Perioden betragen,

$$\Delta t \geq \frac{2}{v} = \frac{2\lambda}{c}.$$

Wird ein Puls an zwei Grenzflächen reflektiert, die um den Abstand d getrennt sind, dann beträgt die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Reflexen

$$\Delta t = \frac{2d}{c}.$$

Die beiden Reflexe sind somit unterscheidbar, wenn

$$d > \frac{c}{v} = \lambda.$$

Damit beträgt die minimale Auflösung in axialer Richtung bei 3 MHz etwa

$$d = \lambda = \frac{c}{v} = \frac{1500}{3 \cdot 10^6} \text{ m} = 0,5 \text{ mm}$$

und bei 7.5 MHz etwa 0.2 mm.

14.3.7 Laterale Auflösung

In lateraler Richtung wird die Auflösung durch die Strahlcharakteristik begrenzt. Wie in Kapitel 14.3.5 diskutiert, hängt diese von der Frequenz, dem Durchmesser des Wandlers und vom Abstand vom Wandler ab.

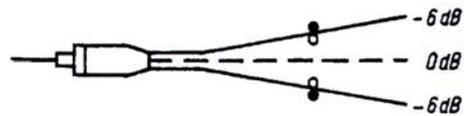


Abbildung 14.29: Die Auflösung in lateraler Richtung ist gegeben durch die Breite des Strahls.

Um die Auflösung mit einer einfachen Zahl zu quantifizieren, verwendet man z.B. die 6 dB-Breite, also die (laterale) Distanz, über die die Amplitude auf die Hälfte abfällt. Bei einem ebenen Wandler beträgt diese im Minimum (im Fokusbereich) etwa ein Drittel des Durchmessers des Wandlers,

$$\delta \sim \frac{D}{3}. \quad (14.4)$$

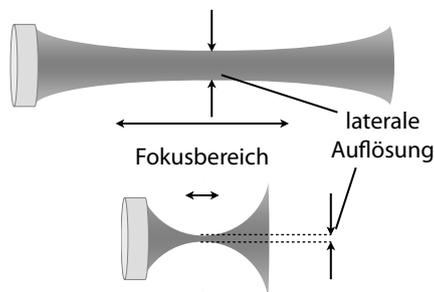


Abbildung 14.30: Die Auflösung in lateraler Richtung variiert mit der Tiefe des Fokus.

Da hohe Frequenzen im Gewebe stärker gedämpft werden als niedrige, verwendet man bei Untersuchungen in großer Tiefe niedrigere Frequenzen. Dies führt zu einer Abnahme der Auflösung mit der Tiefe. Als Beispiel berechnen wir die Bedingungen, um

ein Objekt in einer Tiefe von $x = 5$ cm zu beobachten. Damit dieses noch am Rande des Fokalbereichs liegt, also bei $x = 2N$, darf die Tiefe x nicht größer sein als

$$x \leq 2N = 2 \frac{D^2}{4\lambda} = \frac{D^2}{2\lambda}.$$

Auf Grund der Eindringtiefe muss $\nu \leq 5$ MHz sein. Die entsprechende Wellenlänge in Muskelgewebe ist

$$\lambda = \frac{1500}{5 \cdot 10^6} \text{ m} \approx 0,3 \text{ mm}.$$

Damit finden wir für den minimalen Durchmesser des Wandlers

$$D = \sqrt{2\lambda x} = \sqrt{2 \cdot 0,3 \text{ mm} \cdot 50 \text{ mm}} = 5,5 \text{ mm}.$$

Damit wird die laterale Auflösung $\delta \sim 1,7$ mm.

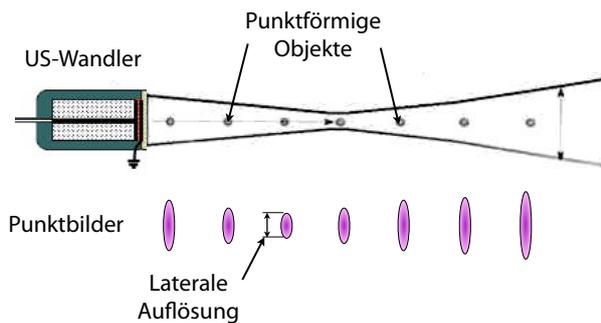


Abbildung 14.31: Tiefenabhängige Auflösung.

Der Durchmesser des US-Strahls variiert mit der Eindringtiefe. Dementsprechend ändert sich auch die laterale Auflösung mit der Distanz vom US-Wandler. Wie in Abb. 14.31 gezeigt, nimmt die Auflösung mit zunehmendem Abstand vom Wandler zunächst zu (d.h. die Verschmierung des Bildes nimmt ab) und erreicht den optimalen Wert im Fokusbereich. Bei größeren Tiefen nimmt die laterale Auflösung wieder ab.

Der minimale Durchmesser der Punktbildfunktion entspricht laut Gleichung (14.4) etwa einem Drittel

des Durchmessers des US-Wandlers. Eine Verringerung des Durchmessers des Wandlers bewirkt aber nicht unbedingt eine Verbesserung der lateralen Auflösung, denn die vorher erwähnte 6 dB-Breite gilt nur für den Fokalbereich und wandert näher an den Strahler heran, wenn dessen Durchmesser verkleinert wird. Die notwendige Eindringtiefe muss bei der Optimierung der Auflösung berücksichtigt werden.

14.3.8 Signalaufnahme

Das reflektierte Signal wird vom Wandler wieder in ein elektrisches Signal umgewandelt. Die Signalamplituden bewegen sich im Bereich von $1 \mu\text{V}$ bis zu etwa 1 V , während die Sendesignale $> 100 \text{ V}$ betragen. Es ist deshalb wichtig, dass die Pulse schnell und vollständig abklingen, um das Signal nicht zu überdecken.

Das erhaltene Signal wird zunächst verstärkt und dann digitalisiert. Dieser Schritt erfolgt heute meist für jedes Element des Wandlers separat, so dass die Verarbeitung digital erfolgen kann. Zu diesen Verarbeitungsschritten gehören eine zeitabhängige Verstärkung, verzögerte Addition (Fokussierung), logarithmische Komprimierung, Demodulation, Detektion der Einhüllenden und Unterdrückung von kleinen Störsignalen.

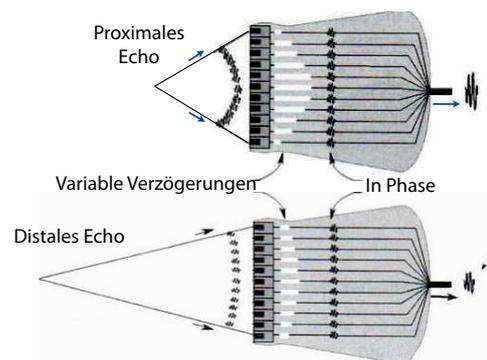


Abbildung 14.32: Fokussierter Empfang.

Die getrennte Verarbeitung der Signale der einzelnen Elemente erlaubt, u.A. die Fokussierung auf eine bestimmte Tiefe, in direkter Analogie zum Verfahren im Sendemodus (\rightarrow 14.3.3). Wie in Abb. 14.32 gezeigt, ergibt eine stärkere Verzögerung der zentralen Signale eine Fokussierung auf kürzere Distanz. Die notwendigen Verzögerungen ergeben sich aus der Diskussion im Abschnitt 14.3.3.

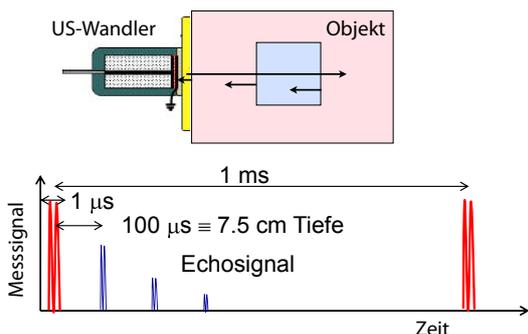


Abbildung 14.33: Schematischer Messaufbau und Signal für eindimensionale US-Bildgebung.

Man unterscheidet zwischen Reflexions- und Transmissionsmessungen. Für die Bildgebung verwendet man meistens Reflexionsmessungen. Im einfachsten Fall (siehe Abb. 14.33) einer eindimensionalen Messung werden Pulse mit einer Dauer von $\approx 1 \mu\text{s}$ ausgesendet und die reflektierten Echos gemessen.

Wird ein Echo in einer Tiefe x reflektiert, so muss das Signal insgesamt eine Distanz $2x$ zurücklegen. Dafür benötigt es eine Laufzeit $\tau = 2x/c$. Somit erhält man die Tiefe aus der Laufzeit als $x = \tau c/2$. Eine Laufzeit von $100 \mu\text{s}$ entspricht somit einer Tiefe von $x \approx 10^{-4} \cdot 1500/2\text{m} = 7,5\text{cm}$.

14.3.9 Signalverarbeitung

Im A-Modus (Amplituden-) wird das Echo als Funktion der Zeit dargestellt. Da die Laufzeit proportional zur Tiefe ist, erscheinen Signale aus tiefer liegenden

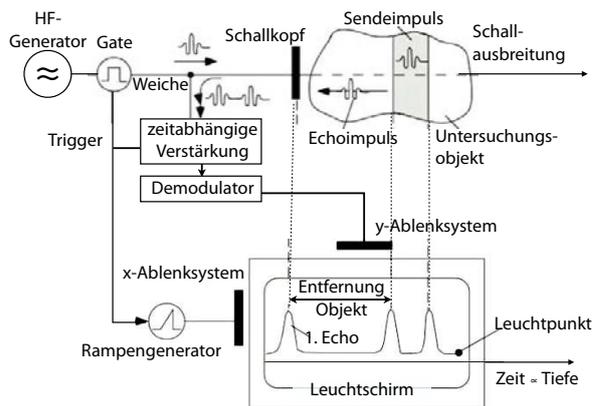


Abbildung 14.34: Messaufbau für den A-Modus.

Schichten entsprechend später und die Zeitachse entspricht direkt einer Ortskoordinate.

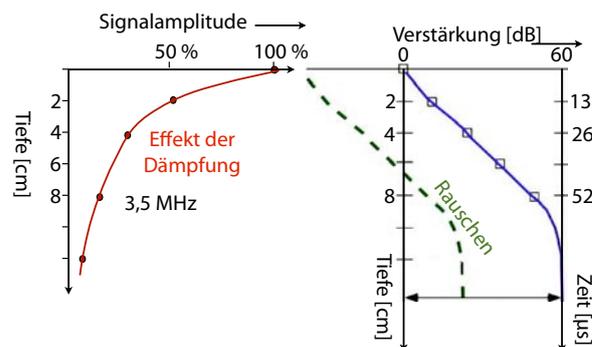


Abbildung 14.35: Kompensation der Abschwächung der Echos.

Je weiter ein Signal durch das Gewebe propagiert, desto stärker wird es abgeschwächt. Dies liegt einerseits an Ausbreitungseffekten, andererseits an der Abschwächung im Gewebe, sowohl beim Hin- als auch auf dem Rückweg. Im Vergleich zu den frühen Signalen wären Signale aus tieferen Schichten deshalb praktisch nicht sichtbar. Damit Bilder einen einheitlichen Kontrast erhalten, müssen die Signale mit längerer Laufzeit stärker verstärkt werden, als Signale mit kurzer Laufzeit. Man erreicht dies durch eine Verstärkung, welche exponentiell mit der Zeit

zunimmt. Dies wird als "Time-Gain Compensation" bezeichnet.

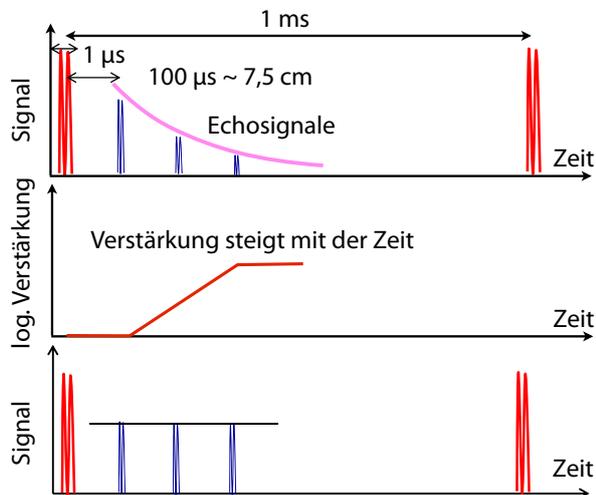


Abbildung 14.36: Kompensation der Abschwächung der Echos.

Dadurch werden vergleichbare Strukturen durch vergleichbare Signale dargestellt. Abb. 14.36 zeigt als Beispiel, wie diese Technik aus einem Echozug mit abfallender Amplitude einen mit näherungsweise konstanter Amplitude erzeugt.

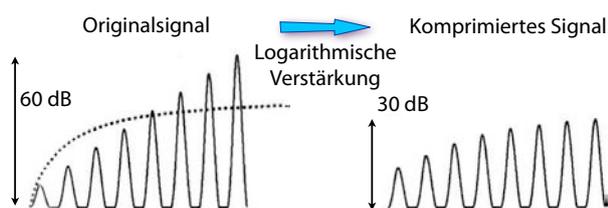


Abbildung 14.37: Logarithmische Kompression.

Der Dynamikbereich wird teilweise erweitert, indem man das Signal logarithmisch komprimiert.

14.4 Bilderzeugung

14.4.1 A-Modus

In der US-Bildgebung unterscheidet man zwischen verschiedenen Betriebsmodi. Der einfachste Fall ist der A-Modus.

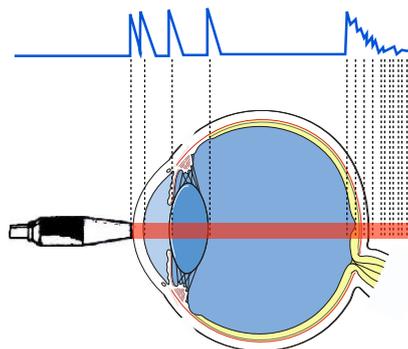


Abbildung 14.38: Reflexionen im Auge.

Sendet man einen Schall-Impuls, so wird von jeder Oberfläche ein (kleiner) Puls reflektiert. Aus der Laufzeit kann man den Abstand bis zur reflektierenden Oberfläche bestimmen. Abb. 14.38 zeigt als Beispiel, an welchen Stellen bei einer Sonographie des Auges Reflexe auftreten. Beim A-Modus wird das Echosignal als Funktion der Zeit und damit der Eindringtiefe dargestellt.

Für die Erzeugung eines Bildes werden Schallimpulse von 0,1-1 μ s Dauer und Abständen von 100-1000 μ s erzeugt. Die reflektierten Signale, welche eine Grenzfläche im Organ darstellen, werden als Funktion der Laufzeit dargestellt. Die Zeitachse kann als Ortsachse interpretiert werden, mit $x = ct/2$, wenn man die Schallgeschwindigkeit c kennt. Hier bezeichnet x die Distanz von der Haut zur reflektierenden Struktur, c die mittlere Schallgeschwindigkeit, und t die gemessene Zeit bis zur Detektion des Echos. Die mittlere Schallgeschwindigkeit im Gewebe beträgt ca. 1500 m/s.

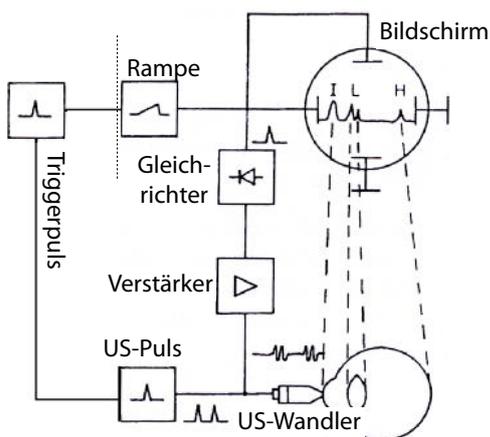


Abbildung 14.39: Elektronisches Schaltschema eines Ultraschallsystems für den A-Modus.

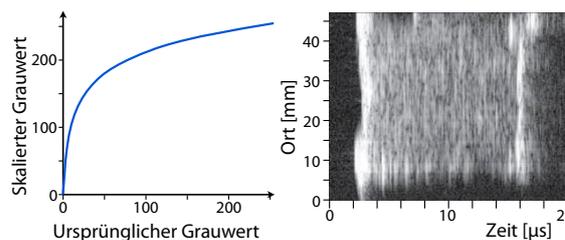


Abbildung 14.41: Logarithmische Skalierung der Graustufen.

Meistens sind niedrige Intensitäten stärker vertreten als hohe. Man erhält dann einen besseren Kontrast, indem die Graustufen nicht linear skaliert werden, sondern z.B. logarithmisch. Abb. 14.41 zeigt, wie dadurch weniger stark streuende Bereiche besser erkennbar sind.

14.4.2 Mehrdimensionale Darstellungen

Der A-Modus dient als Basis für eine Reihe von weiteren Betriebs- und Darstellungsmodi.

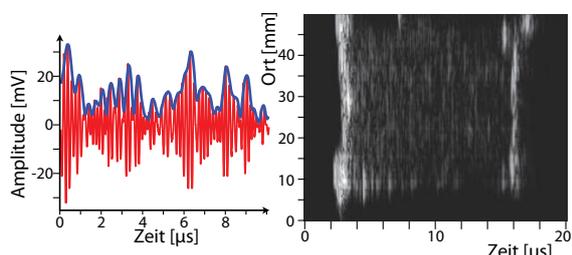


Abbildung 14.40: B-Modus.

Die Bilder werden meist so dargestellt, dass die Amplitude der Echosignale als Helligkeit erscheint. Dieser Modus wird deshalb als "B-Modus" (B für brightness) bezeichnet. Wie in Abb. 14.40 gezeigt, wird zunächst die Einhüllende der Echosignale bestimmt und diese als Helligkeit dargestellt. In der rechten Hälfte wird ein solches Bild dargestellt, bei dem die horizontale Achse die Eindringtiefe bezeichnet, die vertikale Achse eine laterale Position.

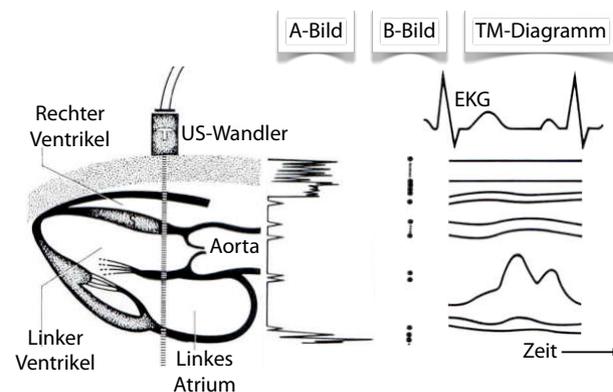


Abbildung 14.42: A-, B- und TM-Modus für kardiologische Untersuchungen.

Abb. 14.42 zeigt am Beispiel des Herzens zunächst den A-Modus, also die Echosignale als Funktion der Zeit und den B-Modus an einer festen Stelle. Wird eine Darstellung im B-Modus als Funktion der Zeit aufgenommen, erhält man den TM-Modus. Dafür stellt man z.B. die Echos aus einer Richtung gegen die Zeitachse dar. Dies erlaubt einem, z.B., Korrelationen zwischen US-Signal und dem Herzrhythmus zu finden.

Um ein zweidimensionales Bild zu erhalten, muss

der Messkopf über die Oberfläche bewegt oder die Abstrahlrichtung des Schalls variiert werden. Dies ist die Darstellungsweise der meisten US-Geräte.

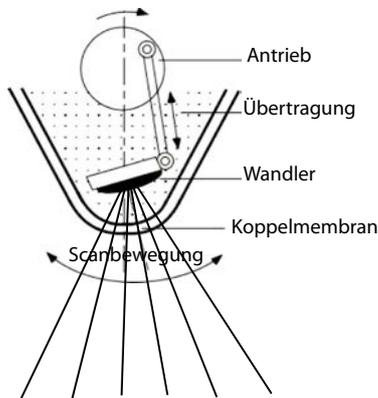


Abbildung 14.43: Mechanischer Scan eines US-Wandlers.

Dabei wird ein Multielementwandler verwendet, welcher den Strahl in einem Fächer scannt, oder der Scanner wird innerhalb des Messkopfes mechanisch bewegt. Abb. 14.43 zeigt eine mögliche Lösung für einen schwenkbaren Strahl.

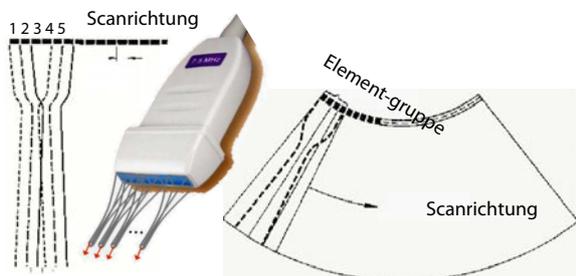


Abbildung 14.44: Elektronischer Scan eines US-Wandlers.

Die elektronische Version, bei der einzelne Segmente eines Multielement-Wandlers angesteuert werden, ist jedoch deutlich flexibler und kann auch beim Empfang auf unterschiedliche Tiefen und Orte optimiert werden. Abb. 14.44 zeigt einen linearen und einen gekrümmten Multisegment-Wandler,

bei denen jeweils einige Segmente verwendet werden, um einen gerichteten Strahl zu erzeugen. Diese Segment-Gruppe wird durch den Wandler geschoben, um den Scan zu erzeugen.



Abbildung 14.45: Beispiel eines 2D Sonogramms.

Die meisten US-Bilder werden in diesem Modus aufgenommen. Abb. 14.45 zeigt ein typisches Beispiel. Je nach Eindringtiefe und Sondentyp können auf diese Weise bis zu 100 Bilder pro Sekunde aufgenommen werden.

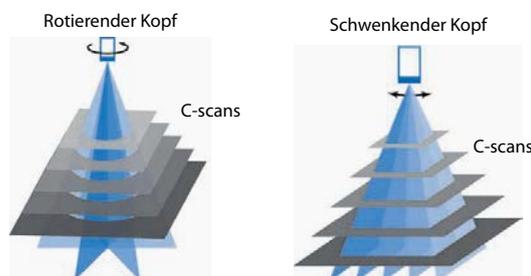


Abbildung 14.46: Unterschiedliche Scan-Methoden für 3D Bildgebung.

Für die Erzeugung von 3D Bildern muss der Strahl in 2 Richtungen gescannt werden. Dafür kann z.B. der Kopf rotiert oder geschwenkt ('wobble') werden. Abb. 14.46 illustriert die beiden Methoden.

Indem man einen Satz von 2D Bildern zusammen mit der Ortsinformation abspeichert, kann man dar-



Abbildung 14.47: Beispiel eines 3D Sonogramms.

aus eine 3D Darstellung berechnen. Die nötige Ortsinformation erhält man entweder, indem bei der konventionellen Sonde die Stellung des Schallkopfs gemessen wird oder mit Hilfe eines Spezial-Scanners.

14.4.3 Bildfehler

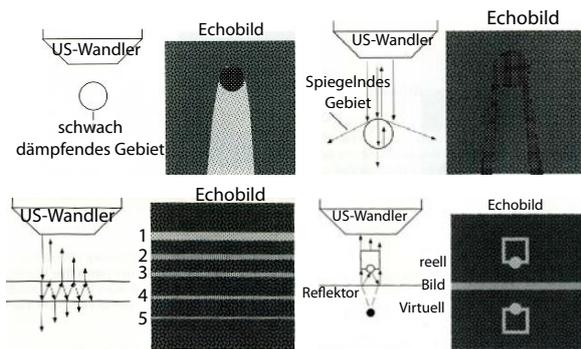


Abbildung 14.48: Artefakte durch Signalerhöhung hinter schwach dämpfendem Gebiet, Abschattung hinter schrägen Kanten, Mehrfachreflexionen bei zwei stark reflektierenden Ebenen und virtuelle Bilder vor stark reflektierenden Flächen.

Abb. 14.48 und 14.49 zeigen einige Bildfehler, welche typisch sind für die Ultraschall-Bildgebung:

- Scheinbare Signalerhöhung hinter schwach

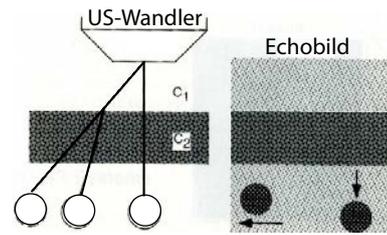


Abbildung 14.49: Verschiebungen durch abweichende Schallgeschwindigkeiten.

dämpfenden Gebieten; Abschattungen hinter schrägen Kanten, die relativ stark spiegeln;

- Mehrfachreflexionen bei zwei stark reflektierenden, ungefähr parallelen Grenzflächen;
- Virtuelle Bilder von Objekten vor stark reflektierenden Flächen;
- Verschiebungen von Objekten hinter Gebieten mit abweichender Schallgeschwindigkeit.

14.4.4 Doppler-Ultraschall

Beim **Doppler-Ultraschall** wird der Doppler-Effekt ausgenutzt, um die Fließgeschwindigkeit einer Flüssigkeit zu messen.

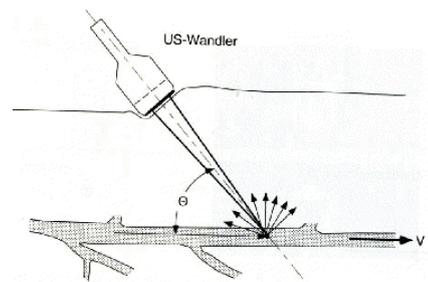


Abbildung 14.50: Doppler-Ultraschall.

Anwendungen sind die Messung der Strömungsgeschwindigkeit von Blut im Herzen und in den Blutgefäßen, wie in Abb. 14.50 dargestellt. Wird ein US-Signal der Frequenz ω eingestrahlt, so ist dieses im

Ruhesystem des Blutkörperchens auf die Frequenz

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)$$

verschoben. Hier stellt θ den Winkel zwischen der Fließrichtung und der Richtung des US-Strahls dar und $v \cos \theta$ somit die Projektion der Fließgeschwindigkeit v auf die Richtung des US-Strahls (siehe Abb. 14.50). Die relative Verschiebung ist

$$\frac{v}{c} \cos \theta \ll 1$$

unter physiologisch relevanten Bedingungen. Die gestreute Welle hat im Ruhesystem des Teilchens die gleiche Frequenz, im Ruhesystem des Empfängers hingegen die Frequenz

$$\omega'' = \frac{\omega'}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta} \approx \omega' \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right).$$

Die gesamte Frequenzverschiebung beträgt damit

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{2v}{c} \cos \theta. \quad (14.5)$$

Ausgesendet wird eine sinusförmige Welle, $J_0 = J_{10} \sin(\omega t)$. Ohne Berücksichtigungen von Phasenverschiebungen kann man für das reflektierte Signal schreiben:

$$J_1 = J_{11} \sin(\omega t) + J_{12} \sin((\omega + \Delta\omega)t).$$

In einem Mischer wird dieses Signal mit dem HF-Signal J_0 gemischt, d.h. mit der Referenzwelle $\sin(\omega t)$ multipliziert:

$$\begin{aligned} J_2 &= J_1 \sin(\omega t) = J_{11} \sin^2(\omega t) \\ &\quad + J_{12} \sin((\omega + \Delta\omega)t) \sin(\omega t) \\ &= J_{11} \frac{1 - \cos(2\omega t)}{2} \\ &\quad + J_{12} \frac{\cos(\Delta\omega t) - \cos((2\omega + \Delta\omega)t)}{2}. \end{aligned}$$

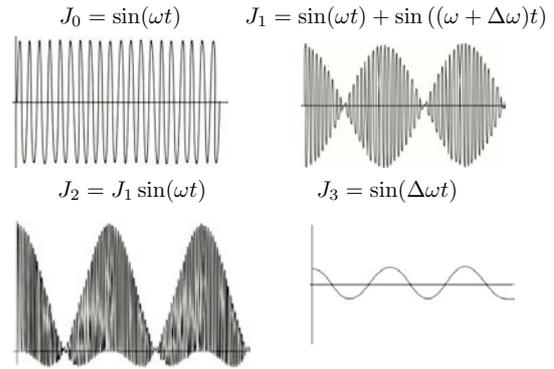


Abbildung 14.51: Verarbeitung der Doppler-US Signale.

Gemäß den trigonometrischen Formeln enthält das Produkt die Summen und Differenzen der beteiligten Frequenzen: $0, \Delta\omega, 2\omega, 2\omega + \Delta\omega$. Mit Hilfe eines Bandpassfilters unterdrückt man alle Frequenzen außer $\Delta\omega$. Somit erhält man ein Signal

$$J_3 \propto J_{12} \cos(\Delta\omega t).$$

Aus $\Delta\omega$ kann mit Hilfe von Gl. (14.5) die Geschwindigkeit v des fließenden Blutes bestimmt werden:

$$v \cos \theta = \frac{c \Delta\omega}{2 \omega}. \quad (14.6)$$

Falls sich im Gesichtsfeld des Ultraschallgerätes Gebiete mit unterschiedlicher Flussgeschwindigkeit befinden, erhält man ein Spektrum mit verschiedenen Frequenzkomponenten. Da der Blutfluss mit dem Herzschlag pulsiert, ist die Darstellung dieses Spektrums in Abhängigkeit von der Zeit diagnostisch besonders wichtig.

14.4.5 CW Doppler-US

Für Doppler-Ultraschall Messungen im Dauerstrich-Verfahren (cw-Doppler US) verwendet man einen Messkopf mit getrenntem Send- und Empfangswandler (siehe Abb. 14.52). Damit kann der Messkopf im Dauerbetrieb verwendet werden. Man kann

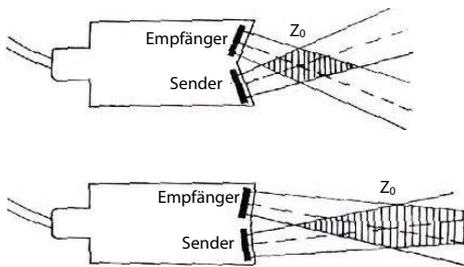


Abbildung 14.52: Messkopf für cw-Doppler US mit Fokussierung auf unterschiedliche Tiefen.

damit gleichzeitig eine Tiefenselektion erreichen, da sich die empfindlichen Bereiche von Sende- und Empfangsteil nur teilweise überlappen.

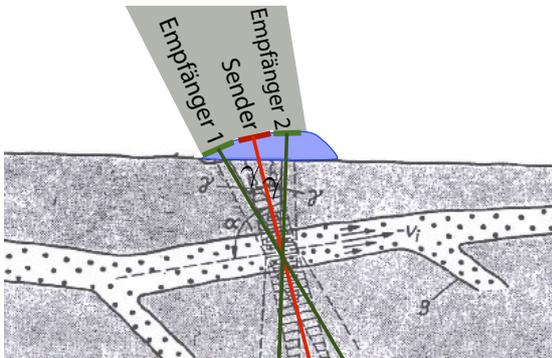


Abbildung 14.53: Stereomesskopf mit zwei getrennten Empfangseinheiten.

Messungen der Geschwindigkeit ergeben laut Gleichung (14.6) nur die Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Ausbreitungsrichtung der US-Welle. Ist die Richtung des Gefäßes nicht bekannt, so ist das Resultat nicht eindeutig, es bietet lediglich eine untere Schranke für die Flussgeschwindigkeit. Dies kann man vermeiden, indem man einen Messkopf mit zwei unabhängigen Empfangseinheiten einsetzt (siehe Abb. 14.53). Die Fließgeschwindigkeit ergibt sich dann als

$$v = \frac{c}{2v_0} \sqrt{|\Delta v_1 + \Delta v_2|^2 + k^2 |\Delta v_1 - \Delta v_2|^2},$$

wobei

$$k = \frac{1 + \cos \gamma}{\sin \gamma}$$

aus der Konstruktion des Messkopfes bekannt ist. γ ist der Winkel zwischen dem Sendeteil und einem der beiden Empfangselemente und Δv_i ist die Frequenzverschiebung, welche im Empfänger i gemessen wird.

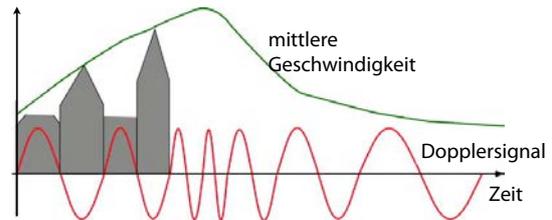


Abbildung 14.54: Messung der Dopplerverschiebung über den Abstand der Nulldurchgänge.

Eine effiziente Methode zur Messung der Dopplerverschiebung ist die Messung der Zeit, welche zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nulldurchgängen des Signals vergeht.

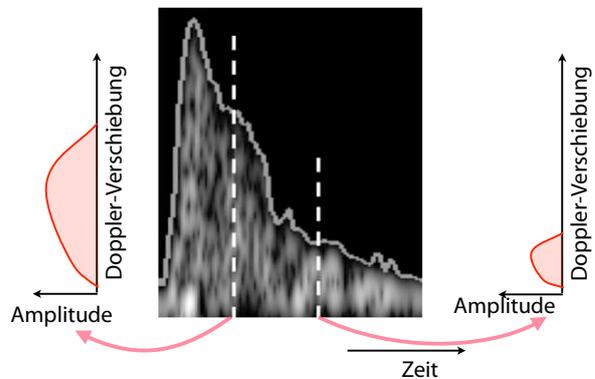


Abbildung 14.55: Zeitabhängige Dopplerverschiebung.

Das Verfahren erlaubt auch, die Dopplerverschiebung und damit die Geschwindigkeit als Funktion der Zeit zu messen. Abb. 14.55 zeigt als Beispiel die

Geschwindigkeitsverteilung im Laufe eines Herzzykluses. Sowohl die maximale Geschwindigkeit, wie auch die Breite der Geschwindigkeitsverteilung zeigen eine erhebliche Zeitabhängigkeit.

14.4.6 Puls-Doppler US

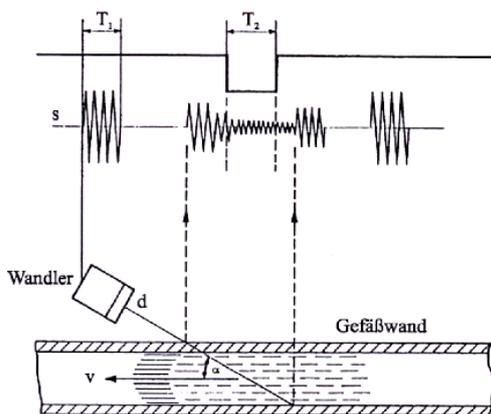


Abbildung 14.56: Puls-Doppler Verfahren.

Die Alternative zum cw-Doppler Verfahren ist das Puls-Doppler Verfahren. Hier verwendet man die gleichen Pulse wie bei der normalen, bildgebenden Sonographie, misst aber zusätzlich die Frequenzverschiebung der reflektierten Signale. Wie bei der gewöhnlichen US-Bildgebung erhält man hier die Tiefenauflösung aus der Laufzeit der Signale und damit eine bessere Ortsauflösung als bei der cw-Doppler Methode. Allerdings ergibt sich eine Art Unschärfenbeziehung: Um eine gute Tiefenauflösung zu erhalten, müssen die Pulse kurz sein. Ein kurzer Puls hat jedoch ein breites Frequenzspektrum, was die Präzision bei der Bestimmung der Frequenzverschiebung begrenzt.

In einer relativ großen Ader erwartet man ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil. Die Dopplermessung findet in diesem Fall eine Verteilung von Frequenzverschiebungen von Null (am Rand) bis zu einem Maximum (im Zentrum des Gefäßes). Die Messung im Zeitbereich, bei der über die Ader gemittelt

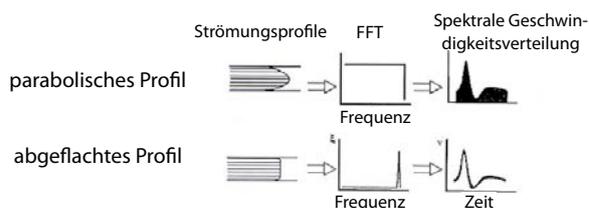


Abbildung 14.57: Unterschiedliche Strömungsprofile.

wird, ergibt die Fouriertransformierte dieses Signals. Ist die Geschwindigkeitsverteilung homogen, so ist die Frequenz im ganzen Gefäß um den gleichen Betrag verschoben.

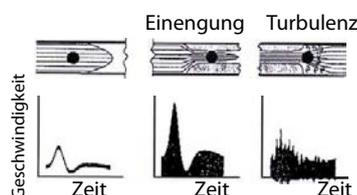


Abbildung 14.58: Signal bei unregelmäßiger Strömung.

Wie in Abb. 14.58 gezeigt, kann dies z.B. verwendet werden, um Einengungen oder Turbulenzen zu finden.

14.4.7 Transmissionsmessungen

Transmissionsmessungen werden z.B. eingesetzt, um die Stärke von Knochen zu messen, resp. das Risiko für Knochenbrüche abzuschätzen. Grundlage dafür ist die Beziehung $c = \sqrt{K/\rho_0}$: Eine Abnahme der Festigkeit (quantifiziert durch K) führt zu einer Abnahme der Schallgeschwindigkeit. Für diese Messungen werden getrennte Sende- und Empfangsgeräte benötigt.

Abb. 14.59 zeigt, wie die Schallgeschwindigkeit im Knochen als Funktion des Lebensalters abnimmt. Dies deutet darauf hin, dass die Festigkeit nachlässt.

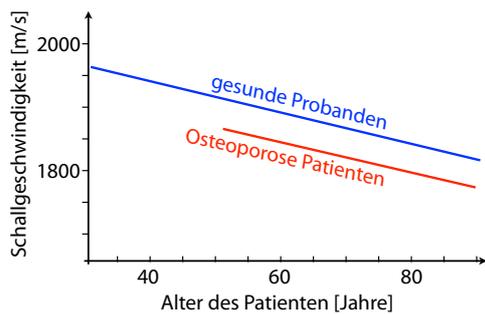


Abbildung 14.59: Änderung der Schallgeschwindigkeit im Knochen als Funktion des Lebensalters.

Die tiefer liegende Kurve stammt von Patienten mit Osteoporose, deren Knochen eine geringere Festigkeit aufweisen.

Um eine präzise Messung der Schallgeschwindigkeit zu erhalten, vergleicht man 3 Messungen:

- Eine Messung bei der die beiden Wandler direkt beieinander liegen. Diese liefert die interne Laufzeit t_i .
- Eine Messung mit der Probe; Laufzeit: t_0 .
- Eine Messung mit gleichem Abstand zwischen Sender und Empfänger in einem Wasserbad. Gemessene Laufzeit: t_w .

Die Schallgeschwindigkeit v in der Probe erhält man dann aus

$$c = c_w \frac{t_w - t_i}{t_0 - t_i}.$$

14.4.8 Kontrastmittel

Kontrastmittel erhöhen die Streuung im Körper. Dafür werden vor allem gasgefüllte Blasen mit Durchmessern von 3-6 μm verwendet.

Diese sind wesentlich stärker komprimierbar als Flüssigkeiten und absorbieren deshalb sehr viel akustische Energie. Das Gas sollte keine hohe Löslichkeit in Wasser aufweisen, da sonst die Kapseln nicht

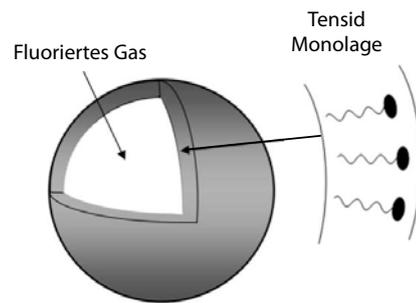


Abbildung 14.60: Gasgefüllte Mikrokapselform als Kontrastmittel.

lange stabil sind. Die Kapseln können so dimensioniert werden, dass sie eine mechanische Resonanz im Ultraschallbereich aufweisen. Mit Hilfe solcher Gasblasen ist es nicht nur möglich, den Kontrast zu erhöhen, es ist außerdem möglich, sehr hohe Auflösung zu erreichen [8].

Kontrastmittel können auch Nanopartikel sein, deren akustische Impedanz sich deutlich von Wasser unterscheidet. In beiden Fällen können Antikörper daran gekoppelt werden, um das Kontrastmittel an bestimmten Stellen im Körper anzureichern.

Signale können nicht nur bei der eingestrahelten Frequenz f gemessen werden, sondern auch bei ihren Harmonischen $2f$, $3f$ etc. Diese entstehen bei nichtlinearen Wechselwirkungen im Gewebe, vor allem durch Kontrastmittel. Die Gasfüllung hat eine sehr viel kleinere Schallimpedanz als das umgebende Material, so dass diese Kapseln stark reflektieren, obwohl sie sehr viel kleiner sind als eine akustische Wellenlänge. Die Wechselwirkung ist nichtlinear, so dass relativ leicht Harmonische erzeugt werden können. Diese sind leicht von den übrigen Reflexen zu unterscheiden und damit sehr spezifisch für die Kontrastmittel. Da die Transducer normalerweise resonant sind, wird für diese Messungen ein Transducer benötigt, der nicht nur bei f (der Sendefrequenz), sondern auch bei $2f$ oder $3f$ resonant ist.

Die Grundwelle kann weiter unterdrückt werden, indem man jeweils die Echos von zwei Pulsen mit

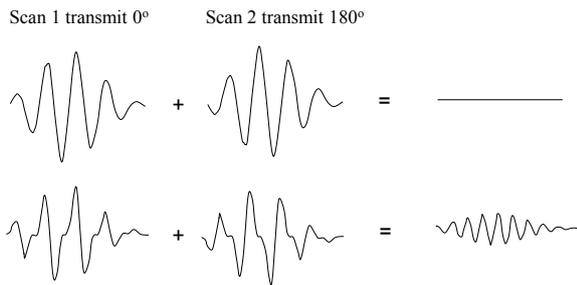


Abbildung 14.61: Unterdrückung des Grundwellensignals.

umgekehrter Phase addiert. Dabei werden alle ungeraden Harmonischen eliminiert, insbesondere die Grundwelle:

$$\sin(\omega t) + \sin(\omega t + \pi) = 0.$$

Bei den geraden Harmonischen hat jedoch die Phasenverschiebung keinen Effekt und die beiden Signale addieren sich:

$$\sin^2(\omega t) + \sin^2(\omega t + \pi) = 1 - \cos(2\omega t).$$

Damit kann die Auflösung erhöht werden, und die linearen Signale werden sehr effizient unterdrückt.

14.5 Mechanische und thermische Effekte

Als diagnostische Technik sollte Ultraschall den Körper möglichst gar nicht beeinflussen. Da die Schallwelle Energie und Impuls transportiert, welche teilweise vom Körper aufgenommen werden, sind solche Effekte aber vorhanden. Sie hängen naturgemäß stark von der Intensität ab. Bei hohen Leistungen können sie das Gewebe verändern. Dies versucht man bei diagnostischen Anwendungen zu vermeiden, setzt es aber bei therapeutischen Anwendungen gezielt ein.

14.5.1 Schallstrahlungsdruck und Kavitation

Im Schallstrahl ist das Medium bewegt. Ähnlich wie beim Bernoulli-Effekt ist deshalb der Druck im Schallstrahl gegenüber der Umgebung reduziert:

$$\bar{p} = -\rho_0 \bar{v}^2.$$

Hier stellt \bar{p} die Druckänderung dar, gemittelt über eine Periode ρ_0 die Dichte und \bar{v}^2 das Quadrat der Geschwindigkeit der Moleküle im Schallstrahl, ebenfalls gemittelt über eine Periode. Auf Grund dieses Unterdrucks kann Flüssigkeit aus der Umgebung in den Strahl einströmen. Aufgrund der endlichen Absorption wird aus dem Schallstrahl Energie und Impuls in das Medium übertragen. Dadurch wird der "Ultraschallwind" erzeugt, eine Strömung entlang des Strahls.

Ein Ultraschallfeld erzeugt auf ein Hindernis einen Druck, der gegeben ist durch die Energiedichte. Für eine ideal absorbierende Grenzfläche beträgt die absorbierte Intensität

$$I_s = E = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \chi_0^2 = \frac{1}{2} \frac{p_0^2}{Z}.$$

Bei konstanter Auslenkungsamplitude nimmt die Intensität somit quadratisch mit der Frequenz zu, bei konstanter Druckamplitude $p_0 = \rho \omega \chi_0 / c$ ist sie unabhängig von der Frequenz.



Abbildung 14.62: Kavitationsblasen in einem Ultraschallstrahl.

Bei hohen Intensitäten kann der Druck lokal so stark fallen, dass sich Blasen bilden; man spricht von Kavitation. Nach einem halben Zyklus bricht dieser Hohlraum zusammen, und es entstehen Druckspitzen, die eine hohe Zerstörungskraft aufweisen.

Gleichzeitig steigt die Temperatur lokal sehr stark an; es wurden Temperaturspitzen im Bereich von mehreren 1000 bis mehreren 10000 °C gemessen.

Das Aufplatzen von Kavitäten geschieht primär bei Druckamplituden ab 1 MPa (10 bar). Solche Drücke werden bei der Ultraschalldiagnose nie erreicht, aber bei therapeutischen Anwendungen.

Für die Abschätzung der Belastung verwendet man gerne den mechanischen Index

$$MI = \frac{p_0}{\sqrt{v}}$$

also die Druckamplitude der Schallwelle dividiert durch die Wurzel aus der Frequenz.

14.5.2 Thermische Wirkung

Bei der Absorption von Ultraschall wird mechanische Energie in Wärmeenergie umgewandelt. Der Wärmeeintrag pro Volumen ist

$$w = \mu I_s,$$

wobei μ den Absorptionskoeffizienten darstellt und I_s die Schallintensität in W/m².

Gewebe	Dämpfung in dB/cm
Blut	0,18
Fett	0,6
Niere	1,0
Muskel Fasern	1,2
Muskel ⊥ Fasern	3,3
Gehirn	0,85
Leber	0,9
Lunge	40
Knochen	20

In der Tabelle sind einige Absorptionskoeffizienten für unterschiedliche Gewebe dargestellt. Sie zeigen eine relativ große Bandbreite. Negative Effekte sind in erster Linie bei Geweben mit hoher Absorption in der Nähe der Oberfläche zu erwarten.



Abbildung 14.63: Durch US induzierte Koagulation.

Bei hohen Leistungen kann die Absorption des Ultraschalls zu einer Temperaturerhöhung im Gewebe führen, welche dieses irreversibel schädigt. Dies kann z.B. zur Behandlung eines Tumors eingesetzt werden. Dazu werden z.B. die entsprechenden Bereiche für 30-60 Minuten auf 43-45 °C aufgewärmt oder für kürzere Zeiten auf noch höhere Temperaturen. Abb. 14.63 zeigt als Beispiel Läsionen, welche auf diese Weise in einem Muskelphantom erzeugt wurden.

14.5.3 Therapeutische Anwendungen

Die Ultraschalltherapie nutzt einerseits mechanische Reizungen von Gewebe, thermische Wirkungen oder Kavitation in einem intensiven Schallfeld. Für therapeutische Anwendungen liegen die Schallintensitäten rund drei Größenordnungen höher als für diagnostische Zwecke. Da hier nicht immer eine hohe Auflösung benötigt wird, kann man auch mit niedrigeren Frequenzen arbeiten (unterhalb 1 MHz).

Es werden unterschiedliche Wirkungen verwendet; so kann Ultraschall als Mikromassage eingesetzt werden, zur lokalen Erwärmung, oder zur Zertrümmerung von Nieren- oder Gallensteinen (Lithotripsie). In diesem Fall werden meist Stoßwellen eingesetzt, also nicht sinusförmige Wellen, sondern kurze Pulse mit möglichst steiler Flanke. Diese Pulse müssen so fokussiert werden, dass sie den Stein mit hoher Energiedichte treffen. Ihre Amplitude muss dort

hoch genug sein, damit die induzierten Zugkräfte die Zugfestigkeit des Steins überschreiten und ihn zertümmern.

Auch physikochemische Wirkungen sind bekannt: Beeinflussung der Diffusion durch Membranen oder durch die Haut, sowie chemische Veränderungen. Kavitation kann z.B. zur Gewebe-Extraktion eingesetzt werden. Das so behandelte Gewebe (z.B. getriebene Linse am Auge) wird flüssig und kann abgesaugt werden.

Ähnliche Instrumente werden als Alternative zum Skalpell eingesetzt. Dafür wird ein stark fokussierter Strahl mit einer Leistungsdichte von mehreren kW/cm^2 eingesetzt, der Druckamplituden bis zu ± 5 MPa erzeugt.



Abbildung 14.64: Kombinationsgerät für therapeutische Ultraschallbehandlungen unter MRI Beobachtung.

Das größte Problem bei dieser Art von Anwendung ist die präzise Lokalisierung des Fokus. Eine Möglichkeit besteht darin, die Pulse, welche vom Objekt gestreut werden, mit Hilfe eines segmentierten Transducers genau zu vermessen. Erzeugt man anschließend einen zeitlich invertierten Puls und schickt ihn ins Gewebe zurück, so wird er auf die Stelle fokussiert, an der die erste Schallwelle gestreut wurde. In vielen Fällen benötigt man jedoch eine unabhängige Methode wie z.B. MRI oder Röntgen. MRI erlaubt die Messung der Erwärmung auf-

grund des Schallstrahls in Echtzeit, so dass der Ort gegebenenfalls korrigiert werden kann.

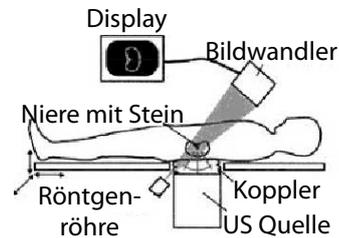


Abbildung 14.65: Lithotripsie.

Bei der Lithotripsie muss der Ultraschall fokussiert werden. Dafür verwendet man entweder einen Reflektor in der Form eines Hohlellipsoides oder ein Endoskop, welches direkt an den Stein angesetzt wird.

In der Zahnheilkunde wird Ultraschall auch eingesetzt, als Alternative zum Bohrer oder zur Zahnsteinentfernung. Hier beträgt die Frequenz 20-60 kHz.

14.5.4 Sicherheit

Um eine ungewollte Schädigung des Gewebes zu vermeiden, wurde der Schädigungsbereich sorgfältig untersucht. Die typischerweise angewendeten Schallintensitäten unter 100 mW/cm^2 sind nach dem heutigen Stand der Erkenntnis unbedenklich. In diesem Intensitätsbereich spielt nur die thermische Wirkung eine Rolle.

Die Grenze zur Schädigung wird durch die Intensität und die Einwirkungszeit bestimmt. Über einen weiten Bereich ist der relevante Parameter die deponierte Energiedichte, d.h. das Produkt aus Intensität und Einwirkungszeit. Bei längeren Anwendungszeiten kann die eingetragene Leistung durch die normalen Kühlmechanismen abtransportiert werden. Je höher die Frequenz, desto kleiner muss die Druckamplitude gewählt werden, um noch im sicheren Bereich zu bleiben.

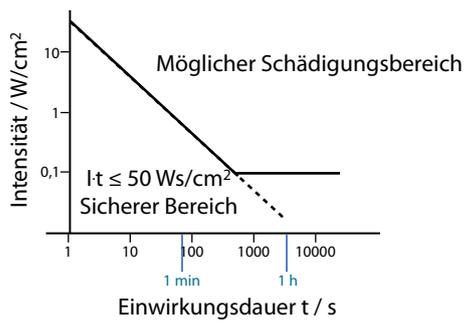


Abbildung 14.66: Maximale Intensität als Funktion der Einwirkungsdauer bei der Anwendung von Ultraschall[6].

Eine weitere Grenze ist die Kavitation, welche entstehen kann, wenn der (negative) Spitzendruck einen Betrag von etwa 1 MPa (=10 bar) überschreitet.