
3. ULTRAHANGTECHNIKA

3.1 Bevezető

Az ultrahang, mint a mechanikus anyagrezgéseknek egy speciális, hallható tartomány feletti frekvenciájú tartománya, már több évszázada ismert. Ugyancsak rég ismertek a klasszikus fizikából az ultrahangtartományra is érvényes hangtani törvényszerűségek (akusztika).

Az orvosi diagnosztikában képalkotási célokra az ultrahangot mégis csak a XX. század második felétől használják. A napjainkban már széles körben alkalmazott készülékek a hangnak (és így az ultrahangnak is) a különböző sűrűségű közegek határfelületéről való visszaverődését (reflexióját, visszhangot, echót) hasznosítják.

A diagnosztikus célú felhasználást a megvalósítás nehézségei késleltették. A XX. század második felére érte el a miniatürizálás, az elektronika és a jelfeldolgozás azt a fejlettségi szintet, hogy ilyen elven működő készülékek elfogadható áron kifejleszthetők legyenek.

Az első ilyen elven működő készülékek anyagvizsgálatra, általában homogénnek tekinthető anyagokban anyaghibák (repedések, zárványok, hegesztési varrathibák, stb.) kimutatására szolgáltak. A készülékekkel elérhető érzékenység és felbontóképesség javulása tette később lehetővé orvosi diagnosztikai célú egy- és többdimenziós (1D, 2D, 3D) készülékek kifejlesztését.

Megjegyzések:

- 1. Az ultrahangot a hajózásban navigációs célokra már a diagnosztikai felhasználást megelőzően is alkalmazták.*
- 2. Az ultrahangtechnika fejlesztését, az ehhez szükséges anyagi források biztosítását a föld- és a vízalatti atomrobbantások detektálásához szükséges készülékek fejlesztése is jelentősen előre mozdította.*

3.2 Fizikai alapok

Az ultrahangok, mint a hangok egy meghatározott frekvenciatartományába eső anyagrezgések által keltett nyomáshullámok a hangtan (akusztika) tárgykörébe tartoznak, és a rezgésan valamint a hullámtan törvényszerűségeivel írhatók le. Ezek az előtanulmányokból már ismertnek

tekinthetők, így itt csak a későbbiekben felhasznált definíciók, törvényszerűségek illetve az okokat leíró összefüggések összefoglalására szorítkozunk.

A **hang**: Tágabb (fizikai) értelemben a szilárd, a cseppfolyós és a légnemű anyagokban keltett, hullám formájában tovaterjedő mechanikai rezgés.

Megjegyzések:

1. Miután a hang mechanikai rezgés, vákuumban sem keltetni, sem továbbítani nem lehet.
2. Élettani (fiziológiai) értelemben hangnak a mechanikai rezgések levegő által közvetített, fülünkkel érzékelhető tartományát tekintjük (hallható hang).

A **hangforrás**: A hanghullámok előállításához szükséges mechanikai rezgések forrása (energiaforrás).

A **hangtér**: A hang térbeli terjedéséhez (a hanghullámok vezetéséhez) alkalmas közeg, illetve amelyet ebből a hanghullámok kitöltenek.

A **hangvevő**: a hanghullámok (nyomáshullámok) érzékelésére (felfogására, detektálására) alkalmas eszköz.

Megjegyzés: A hangforrás és a hangvevő általában energiaátalakítást is végez.

3.2.1 A hang felosztása

a. Frekvenciatartománya szerint, ergonómiai alapon:

- **Hallható** hangok frekvenciatartománya
- Hallható alatti frekvenciájú (**infra**) hangok tartománya
- Hallható feletti frekvenciájú (**ultra**) hangok tartománya

Megjegyzés: Az ergonómiai megközelítés miatt itt megállapodásra volt szükség. Az ember és az állatok által érzékelhető hangfrekvencia tartomány erősen eltérő. Ha csak az emberi fülre szorítkozunk is, egyedi és életkortól függő eltérések tapasztalhatók.

Megállapodás szerint:

- **Infrahang** tartomány : $0 < f < 16\text{Hz}$
- **Hallható hangok** tartománya: $16\text{Hz} \leq f \leq 20\text{kHz}$
- **Ultrahang** tartomány: $20\text{kHz} < f$

Az ultrahangok tartományát egyes irodalmak tovább bontják, eszerint:

- **Ultrahang** tartomány : $20\text{kHz} < f \leq 500\text{MHz}$
- **Hiperhang** tartomány: $500\text{MHz} < f$

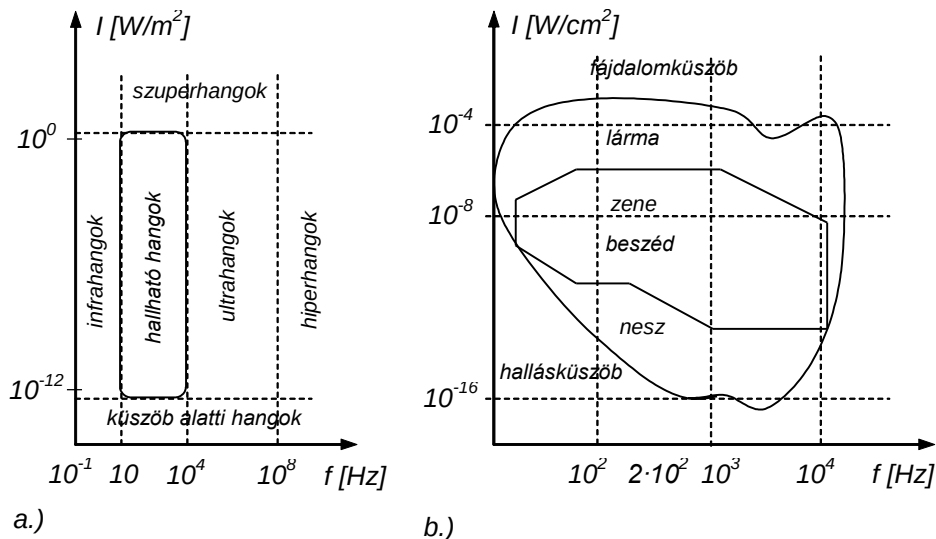
A hiperhangok a gyakorlati hasznosítás szempontjából napjainkban még nem bírnak jelentőséggel. A hiperhangok tartományában a hullámhosszak már molekuláris méretűek.

b. Intenzitása szerint:

Eredetileg a hallható frekvenciatartományba eső hangokat osztályozták ebből a szempontból:

- Érzékelési küszöb (hallásküszöb) alatti intenzitású hangok:
 $0 \leq I \leq 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ W/m}^2$
- Érzékelhető (hallható) intenzitású hangok:
 $0.8 \cdot 10^{-12} \text{ W/m}^2 \leq I \leq 1.2 \text{ W/m}^2$
- Fájdalomküszöb feletti intenzitású (szuper-) hangok:
 $1.2 \text{ W/m}^2 < I$

Megjegyezzük, hogy a felosztás intenzitáshatárai itt is megállapodás eredményeként alakultak ki, mert a küszöbértékek azon túlmenően, hogy egyénektől függőek, nem függetlenek a frekvenciától sem.



3.1. ábra:

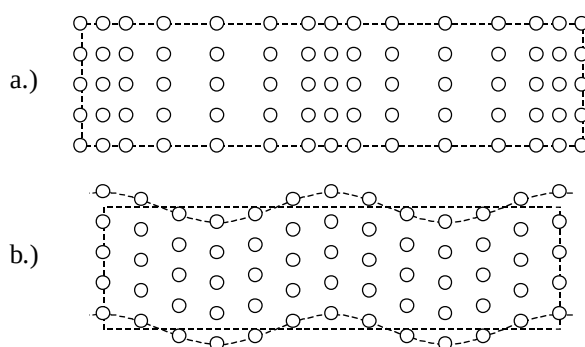
- a.) a hangtartomány frekvencia és intenzitás szerinti felosztása (megállapodás szerint),
b.) a hallható hangok tartományának intenzitás szerinti felosztása

Ezt a felosztást a megállapodás szerinti küszöbértékekkel – bár azoknak a hallható frekvenciatartományon kívül nincs fizikai jelentése – kiterjesztik a teljes frekvenciatartományra (. ábra).

c. Frekvenciaösszetevői szerint:

- **tiszta hang:** a vizsgált időtartományban egyetlen frekvenciájú harmonikus függvénnyel leírható hang.
- **kevert hang** (a hallható tartományban zenei hang): az alapharmonikus mellett véges számú felharmonikust tartalmazó hang.
- **hangimpulzus** (a hallható tartományban zörej és dőrej): a vizsgált időtartományon belül is véges idejű, folytonos frekvenciaspektrumú hang.

d. A rezgésnek a terjedéshez viszonyított irányítottsága szerint:



3.2. ábra: a.) longitudinális hullám, b.) transzverzális hullám

- **longitudinális hullám**, illetve szigorúbb értelemben vett hanghullám: a rezgések iránya megegyezik a terjedés irányával (3.2.-a ábra).
- **transzverzális hullám**: a rezgések iránya merőleges a terjedés irányára (3.2.-b ábra).

Megjegyezzük, hogy gázokban és folyadékok belsejében csak longitudinális hullámok keletkeznek. Szilárd anyagokban, ahol nyíróerő is fel tud lépni, transzverzális hullámok is keletkeznek. Ugyancsak lehetőség van transzverzális hullámok keltésére folyadékok felületén, ahol a nyíróerőket a hullám gerjesztésében az ellentétes irányú súly és kapilláris erő helyettesíti.

e. A terjedési irány szempontjából:

- **síkhullám**: Ha a hang terjedése a teljes hangtérben vagy hang féltérben egyirányú és azonos fázisú (síkmembrán sugárforrás, homogén hangtér).
- **hengerhullám**: Ha a hangterjedés hengerszimmetrikus, azaz a hangtérben kijelölhető egy olyan szimmetriavonal, melyhez képest a hangterjedés minden irányban merőleges, és ehhez a tengelyvonallhoz képest minden koncentrikus hengerpaláston a hanghullám azonos fázisú (vonalsugárforrás, homogén hangtér).
- **gömbhullám**: Ha a hangterjedés gömbszimmetrikus, azaz a hangtérben kijelölhető egy olyan pont, melyhez képest a hangterjedés minden irányban szimmetrikus, így ehhez képest minden gömbfelületen a hanghullám azonos fázisú (pontoszerű hullámforrás, homogén hangtér).

3.2.2 A hangtér jellemzői

Kiindulásul tekintsünk egy végtelen kiterjedésű, homogén teret, melyben az egyensúlyi nyomás, sűrűség és hőmérséklet rendre p_0 , ρ_0 és T_0 . Ha ebben a térben a tömegelemeket valahol egy hangforrással kimozdítjuk egyensúlyi

helyzetükből, ezek a tömegelemek a hangmozgás gerjesztésének megfelelő harmonikus rezgőmozgásba kezdenek, amelynek hatására nyomás, sűrűség és hőmérsékletingadozások lépnek fel, illetve terjednek tova hullámszerűen. Az így kialakuló hangtér jellemzésére használható a tömegelemek kitérése, sebessége illetve a nyomásingadozás (hangnyomás), a sűrűségingadozás és a hőmérsékletingadozás is.

Tekintsük a továbbiakban az egyszerűség kedvéért – és az orvosi ultrahangtechnikában a jelenségeket általában jól leíró – pl. síkmembránal gerjesztett – harmonikus síkhullámokat. Az origót tekintsük a gerjesztés kezdőpontjának. Ekkor a vizsgált térben a membrán két oldalán, arra merőleges irányban (+x illetve -x irányban) is c sebességgel terjedő $\omega = 2\pi f$ körfrekvenciájú, az y és z iránytól független, harmonikus síkhullámok keletkeznek.

A továbbiakban a +x irányban terjedő hullámok félterét vizsgáljuk. A síkhullámot leíró egyenlet csillapítatlan esetben – feltéve, hogy a hangforrás az $x = 0$ pontban tömegpontokat nyugalmi helyzetük körül a

$$\Psi(t)|_{x=0} = \Psi_0 = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

függvénnyel leírható módon harmonikusan mozgatja, és a hullámterjedés sebessége a rugalmas hangtérben c - meghatározható. Ugyanis a

hangforrástól x távolságra a hullámforrás által keltett fázishelyzetű zavar

$$\Delta t = \frac{x}{c}$$

idő múlva fog megérkezni. Így a nyugalmi állapotban az x pontban található tömegelem rezgésállapotát (nyugalmi egyensúlyi helyzetétől való elmozdulását) a

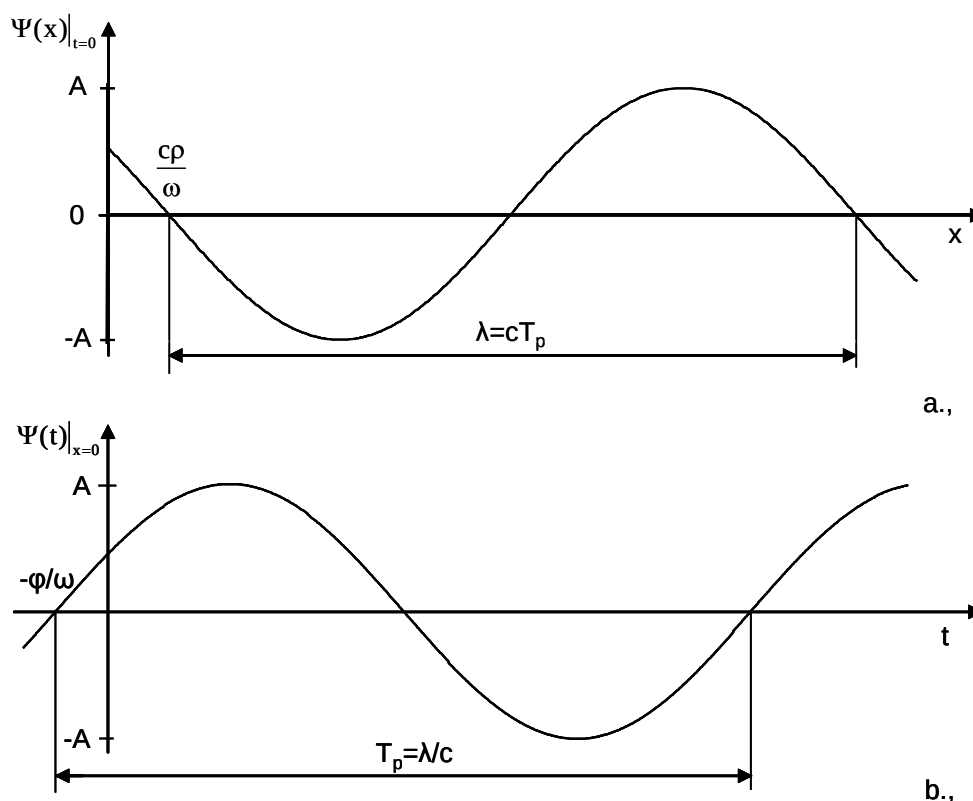
$$\Psi(x, t) = A \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi\right]$$

hullámegyenlet írja le. Figyelembe véve, hogy $\omega = 2\pi f$ és a hullámhossz $\lambda = c \cdot T_p = c / f$, az összefüggés a frekvenciával és a hullámhosszal is kifejezhető:

$$\Psi(x, t) = A \cdot \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right]$$

A kapott hullámegyenletből látható, hogy a harmonikus hanghullám egy időben és térben is periodikus jelenség, melynek időbeli periódusát a T_p rezgésidő, térbeli periódusát pedig a λ hullámhossz jellemzi. A kettő között a hullámterjedési sebesség (c) teremt kapcsolatot. A skalárként jelölt Ψ részecskeelmozdulás tetszőleges x_0 egyensúlyi pont körül a hangterjedésre leginkább jellemző longitudinális hullámok esetében a terjedés irányába

$(x_0 \pm \Delta x)$ esik, míg transzverzális hullámoknál az arra merőleges síkban (x_0, y, z) jön létre. A jelenséget a 3.3. ábra szemlélteti.



a., a hanghullám terjedés irányú eloszlása a $t=0$ időpillanatban

b., és időbeli változása az $x=0$ helyen.

Longitudinális hullámokra $A=A_x$, míg transzverzális hullámokra a kitérés x -re merőleges (pl. $A=A_y$).

3.3. ábra

3.2.3 A hanghullám terjedési sebessége

3.2.3.1 Gázokban

Ha a longitudinális hangnyomásingadozás néhány Hertz-nél nagyobb frekvenciájú, akkor a gáz gyors összenyomódásai és kitágulásai adiabatikus folyamatként mennek végbe, mert ilyen rövid idő alatt az elemi részecskék a gázok jó hőszigetelő képessége következtében a környezetükkel nem tudnak hőt cserélni. Ezen feltétellel ideális gázokban a terjedés sebességére a

$$c_{GI} = \sqrt{\kappa \frac{p_0}{\rho_0}}$$

összefüggés adódik. Figyelembevéve az általános gáztörvényt és a sűrűség definícióját:

$$pV = m \frac{R}{M} T \text{ és } \rho = \frac{m}{V}$$

a sebesség kifejezése a

$$c_{\text{GI}} = \sqrt{\kappa \frac{R}{M} T}$$

alakra hozható, ahol κ a gáz adiabatikus állandója, M a gáz móltömege, $R = 8314 \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$ pedig az univerzális gázállandó. Az utóbbi formula azt jelenti, hogy ideálisnak tekinthető gázokban a hangterjedés sebessége az anyagjellemzőkön kívül csak a hőmérséklet függvénye, független a frekvenciától.

3.2.3.2 Folyadékokban

Ha azok kis mértékben összenyomható, viszkozitásmentes, nyugalmas közegnek tekinthetők, a tisztán longitudinális hangnyomás-ingadozás terjedési sebességére adiabatikus lefolyást feltételezve (ehhez itt a jobb hővezetés miatt nagyobb alsó frekvenciahatár tartozik) a gázokhoz hasonló összefüggést kapunk:

$$c_{\text{FI}} = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

ahol a K kompressziómodulus:

$$K = -\frac{dp}{d\left(\frac{V}{V_0}\right)} = -V_0 \frac{dp}{dV}$$

A kapott összefüggés rámutat arra, hogy állandó sűrűségű folyadékokban is anyagi állandónak tekinthető a hanghullám sebessége.

3.2.3.3 Szilárd testekben

A rugalmassági állandók hozhatók ugyanolyan jelleggel összefüggésbe a terjedési sebességgel, mint a gázokban és folyadékokban az összenyomhatósági jellemzők.

Végtelen kiterjedésű szilárd testekben a longitudinális (hang)hullámok terjedési sebessége:

$$c_{\text{Szl}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \sqrt{\frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}},$$

míg a transzverzális hullámoké:

$$c_{\text{Szt}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \sqrt{\frac{1-\mu}{2(1+\mu)}},$$

ahol E a nyújtási rugalmassági együttható, az $\frac{E}{2(1+\mu)} = G$ a nyírási rugalmassági együttható, μ pedig a Poisson szám.

Látható, hogy szilárd testekben is anyagfüggő a terjedési sebesség, de itt is független a frekvenciától. A frekvenciafüggetlennek tekinthető terjedés a hang-impulzusátvitel szempontjából lesz jelentős számunkra.

Megjegyzés: A hiperhangok tartományában, ahol a hullámhossz már molekuláris méretekre csökken, gázokban és folyadékokban is diszperzió figyelhető meg, ami arra utal, hogy a terjedési sebesség itt már nem egészen frekvenciafüggetlen.

Nerm ideális (pl. viszkózus) folyadékokban és rugalmatlan szilárd testekben az ismertetett összefüggések nem használhatók, ezekben mérésrel határozható meg a terjedési sebesség.

3.2.4 A hullámtér energiaviszonyai

Egy x pont körül rezgőmozgást végző m_i tömegű i -edik tömegpont *kinetikus (mozgási) energiája*:

$$W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 = \frac{1}{2} m_i \left(\frac{d\Psi_i}{dt} \right)^2$$

míg *potenciális energiája*:

$$W_{\text{ipot}} = \frac{1}{2} m_i \omega^2 \Psi_i^2$$

Ha az *energiasűrűségeket* mint a térfogategységekre jutó energiát tekintjük, és a térfogategységet elég kicsire választjuk, a térfogategység tömegelemei azonos amplitúdóval együtt mozgóknak tekinthetők, ekkor:

$$w_{\text{kin}} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta W_{\text{kin}}}{\Delta V} = \frac{\partial W_{\text{kin}}}{\partial V} = \frac{1}{2} v^2 \frac{\partial m}{\partial V} = \frac{1}{2} v^2 \rho = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{d\Psi}{dt} \right)^2$$

$$w_{\text{pot}} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta W_{\text{pot}}}{\Delta V} = \frac{\partial W_{\text{pot}}}{\partial V} = \frac{1}{2} \omega^2 \Psi_i^2 \frac{\partial m}{\partial V} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \Psi_i^2$$

ahol ρ a térfogategységre eső tömeg, azaz az anyagsűrűség.

A hullámenyenletből a Ψ elmozdulást (kitérést) behelyettesítve, az egyszerűség kedvéért $\varphi = 0$ -t véve alapul:

$$w_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \cos^2 \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

$$w_{\text{pot}} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

látható, hogy a hullámtérben $\pi/2$ fázisszögű eltolással (az elmozdulás-amplitúdókban a potenciális, a nullaátmeneteknél a kinetikus energia maximális) mind a két energiaösszetevő a c hullámsebességgel terjed.

A teljes energiasűrűség a kettő összege:

$$w = w_{\text{kin}} + w_{\text{pot}} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \left[\cos^2 \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2$$

azaz a teljes tovaterjedő w energiasűrűség a hullámtér adott pontjában [$A = A(x)$] az időtől függetlenül állandó. Kimutatható, hogy az időben is változó kinetikus és mozgási energia időbeli átlagértéke ennek éppen a fele:

$$\overline{w}_{\text{kin}} + \overline{w}_{\text{pot}} = \frac{w}{2}.$$

Ennek birtokában definiálható a **sugárzási teljesítmény**, azaz a terjedés irányára merőleges q felületen időegység alatt átáramló energia:

$$P = wqc$$

illetve ennek a felületegységre eső része, amit **hullámintenzitás**nak neveznek:

$$I = \frac{P}{q} = wc = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 c.$$

Az intenzitás tehát nem más, mint a felületegységen időegység alatt átáramló hullámenergia. Ez láthatóan az A rezgési amplitúdó négyzetével arányos. Egysége: [$J/(m^2s) = W/m^2$]. Így a gyengítetlen síkhullám intenzitása a terjedés irányában is állandó, mert az amplitúdója állandó. Ha az amplitúdó sugárforrástól mért távolságfüggését pontszerű gömbhullámforrásra vizsgáljuk, még ideális közegben (ahol a csillapítás elhanyagolható) sem lesz állandó.

Legyen a sugárforrás teljesítménye P_0 . Ennek a hangforrástól mért bármely r sugarú felületen időegység alatt át kell haladnia, így

$$I(r) = \frac{P_0}{q} = \frac{P_0}{4r^2\pi} = \frac{P_0}{4\pi} \frac{1}{r^2}$$

Figyelembevéve az intenzitásra kapott összefüggést:

$$A = \sqrt{\frac{P_0}{2\pi\rho\omega^2 c}} \frac{1}{r}$$

tehát az amplitúdó a sugárforrástól mért r sugár reciproka szerint csökken, míg az intenzitás a reciprok négyzetével.

Hengerhullámforrásra, ha itt a vonalszerű hullámforrás hosszegysége által kibocsátott teljesítményt P_0 -al jelöljük, a sugárforrásra merőleges tetszőleges síkban r távolságra:

$$I(r) = \frac{P_0}{q} = \frac{P_0}{2r\pi} = \frac{P_0}{4\pi r},$$

így

$$A = \sqrt{\frac{P_0}{\pi \rho \omega^2 c}} \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Tehát ekkor az intenzitás az r távolsággal, az amplitúdó pedig annak négyzetgyökével lesz fordítottan arányos.

Megjegyzés: Az intenzitás a hang fizikai értelemben vett erősségére jellemző. A hallható tartományú hangok „hangérzet-beli” erőssége, a hangosság ettől eltér az emberi fül frekvenciafüggő hangintenzitás érzékelő képessége miatt.

A fizikai hangintenzitás (I) illetve a hangosság (H) jellemzésére, ha a vizsgált hangtérben nagyságrendeket változik, logaritmikus skálát célszerű használni.

A leggyakrabban használt dB skála, miután teljesítmény jellegű mennyiségről van szó:

$$I[\text{dB}] = 10 \lg \frac{I}{I_0}$$

illetve:

$$H(f)[\text{dB}] = 10 \lg \frac{I(f)}{I_0(f)},$$

ahol a fizikai jellemző intenzitásánál viszonyítási alapként (I_0) vagy az intenzitás egység egy megállapodás szerinti tízes alapú hatványát ($1\text{W}/\text{m}^2, 1\text{mW}/\text{m}^2$), vagy a hangforrás helyén fellépő hangintenzitást szokták tekinteni. A hangosságnál a hallhatósági küszöbként elfogadott intenzitásértékéhez [$I_0(f)$] szokás viszonyítani. Miután ez frekvenciafüggő, azonos hangforráshoz a frekvencia függvényében más-más intenzitásértékek tartoznak.

3.2.5 A hullámimpedancia

Egy adott hangteljesítmény sugárzásánál felmerül a kérdés, hogy milyen Δp nyomásváltozás illetve milyen v sebességértékeknél tud megvalósulni. Ez a közegtől függ, pontosabban attól, hogy mekkora ellenállást fejt ki

részecskéinek helyi eltolódásakor. A közeget ebből a szempontból a **hullámimpedanciájával** vagy akusztikai keménységével jellemezhetjük, ami definíciószerűen:

$$Z_0 = \frac{\Delta p}{v}$$

A hullámforrás q felületén átadott mechanikai teljesítmény a membránra ható erő, és a hatására keletkező, vele egyirányú sebesség szorzata:

$$P(t) = F \cdot v$$

A hullámforrás felületi teljesítménysűrűsége így:

$$i_F(t) = \frac{P}{q} = \frac{F}{q} v = p v = (p_0 + \Delta p) v$$

illetve ennek a középértéke:

$$I_F = \frac{1}{T} \int_0^T i_F dt = \frac{1}{T} \left[\int_0^T p_0 v dt + \int_0^T \Delta p v dt \right]$$

Figyelembe véve, hogy v harmonikus függvény, így átlagértéke nulla, valamint azt, hogy Δp és v fázisban vannak:

$$I_F = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta p v dt = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta p_M v_M \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \Delta p_M v_M,$$

ahol Δp_M és v_M a hangnyomásingadozás és a tömegpontsebesség amplitúdója a felületen. Ennek meg kell egyeznie a felületen a hullámintenzitással, ami mint az energiaviszonyok tárgyalásakor láttuk:

$$I = \frac{1}{2} \rho c (\omega^2 A^2) = \frac{1}{2} \rho c v_M^2.$$

Így:

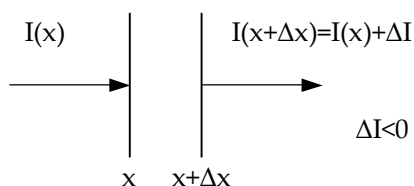
$$\rho c = \frac{\Delta p_M}{v_M} = \frac{\Delta p}{v} = Z_0.$$

A hullámimpedancia tehát a közeg sűrűségének és a hangterjedési sebességének szorzataként határozható meg.

3.2.6 A hullámok abszorpciója

A hangtér jellemzőinek tárgyalásakor eddig feltételeztük, hogy a kitöltő közeg ideális (tökéletesen rugalmas, viszkózus csillapítása elhanyagolható), így benne hangenergia-vesztés nem lép föl. Ebben az esetben síkhullámra azt kaptuk, hogy az amplitúdó, és így az intenzitás is, a hang terjedése során állandó marad.

A valóságos közegekben a rezgési energia egy része a terjedés során folyamatosan más energiaformává (pl. hővé) alakul, így amplitúdója és intenzitása is csökken.



3.4. ábra

Homogén közegben egy a terjedés irányára merőleges x felületen legyen az intenzitás $I(x)$, a Δx -szel távolabbin pedig $I(x + \Delta x) = I(x) + \Delta I$, ahol a ΔI az abszorpció miatt kisebb mint nulla (3.4. ábra). Ekkor az x pontban a belépési értékhez viszonyított fajlagos (relatív) intenzitásváltozási gradiens:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{I(x + \Delta x) - I(x)}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta x} = \frac{1}{I(x)} \frac{\partial I}{\partial x} = -\mu(x) = -\mu$$

Ha a közeg homogén, feltételezhetjük, hogy az intenzitás fajlagos csökkenése az energiaveszteségek miatt állandó lesz, így μ független lesz az x helytől. Ezt a μ relatív intenzitásváltozási gradienst a közeg **abszorpciós együtthatójának** nevezik. Ezzel:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\mu I(x),$$

azaz:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu x}$$

Figyelembe véve, hogy az intenzitás az amplitúdó négyzetével arányos:

$$A(x) = A_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{2} x}$$

Így a térben csillapított síkhullám hullámegyenlete:

$$\Psi(x, t) = A_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{2} x} \cdot \sin \left[2\pi \left(ft - \frac{x}{\lambda} \right) + \varphi \right]$$

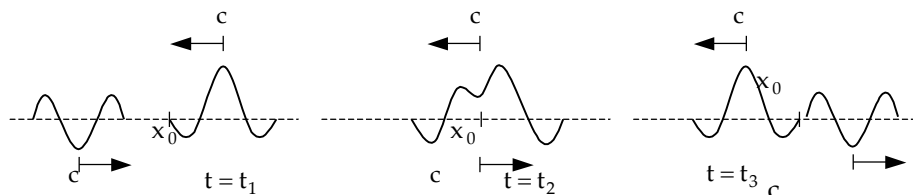
alakú lesz.

3.2.7 Hullámok szuperpozíciója, interferencia, koherencia

A hullámok zavartalan szuperpozíciójának elve szerint hullámok találkozásakor az eredő kitérés (hatás) a hullámtér tetszőleges pontjában

minden pillanatban az ott és akkor találkozó hullámok kitéréseinek (hatásainak) vektori eredője lesz.

Ez két hanghullám találkozására pl. azt jelenti, hogy az eredő rezgés pillanatnyi kitérése illetve nyomásváltozása az adott pillanatban találkozó rezgés kitérések illetve nyomásváltozások vektori eredője lesz.



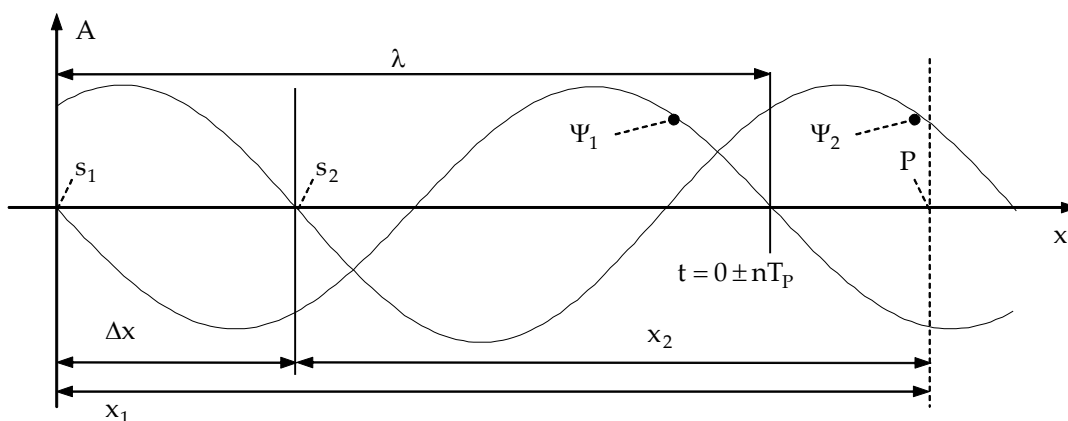
3.5. ábra

Ebből következik az is, hogy például két szemben haladó hullámcsomag találkozásakor (x_0, t_2) azok zavartalanul áthaladnak egymáson (3.5. ábra).

Koherens hullámoknak nevezzük a megegyező frekvenciájú, így a hullámtér egy-egy kijelölt pontjában időben állandó fáziskülönbségű hullámokat.

Interferencián tágabb értelemben a hullámtér adott pontjában két tetszőleges hullám találkozását, szűkebb értelemben pedig két koherens hullám találkozását értjük. A továbbiakban interferenciának mi ez utóbbit tekintjük.

Haladjon x irányban két állandó amplitúdójú koherens síkhullám, melyeket az x -re merőleges s_1 és s_2 síkban, A_1 és A_2 amplitúdóval és azonos fázisszöggel ($\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$) gerjesztünk. Vizsgáljuk meg a hullámok találkozásának hatását egy tetszőleges x -re merőleges P síkban (3.6. ábra).



3.6. ábra

A $t=0$ pillanatot megválaszthatjuk úgy, hogy a hullámok fázisszöge a gerjesztések helyén $\varphi=0$ legyen. Ekkor a két hullám hullámegyenlete, ha a gerjesztési helyeken $x_1=0$ és $x_2=0$:

$$\Psi_1(x_1, t) = A_1 \sin \left[2\pi \left(ft - \frac{x_1}{\lambda} \right) \right]$$

$$\Psi_2(x_2, t) = A_2 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x_2}{\lambda}\right)\right]$$

Ha a közös koordinátarendszer kezdőpontjának az s_1 síkkal való metszéspontot tekintjük ($x = x_1, x_2 = x - \Delta x$):

$$\Psi_1(x, t) = A_1 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$$

$$\Psi_2(x, t) = A_2 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x - \Delta x}{\lambda}\right)\right] = A_2 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right) + 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda}\right]$$

A $t = 0 \pm nT_p$ pillanatokra érvényes $\Psi_1(x)$, $\Psi_2(x)$ hullámkép a 3.6. ábrán látható.

A két hullám összevetéséből az is látható, hogy a Ψ_2 hullámot gerjesztő forrás terjedés irányú Δx eltolása ugyanolyan hullámképet eredményez, mintha azt térbeli eltolás nélkül az s_1 felületen $\Delta\varphi = 2\pi\Delta x/\lambda$ fáziseltolással illetve az ennek megfelelő $\Delta t = \Delta x/(\lambda f) = T_p\Delta x/\lambda$ időbeli eltolással gerjesztettük volna (a 3.6. ábrán szaggatott vonallal jelöltük).

Az eredő Ψ hullám egy tetszőleges $P(x)$ síkban:

$$\begin{aligned}\Psi(x, t) &= A_1 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A_2 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right) + 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda}\right] = \\ &= A_1 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A_2 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right) + \Delta\varphi\right]\end{aligned}$$

A két harmonikus függvény összegeként adódó eredő hullámfüggvény is harmonikus függvényt eredményez, ami akkor maximális amplitúdójú, amikor a két összetevő közötti fázisszög $\Delta\varphi = 0 \pm n2\pi$, és akkor minimális, ha a fázisszög $\Delta\varphi = (1 + 2n)\pi$, ahol n tetszőleges egész szám.

Meghatározhatjuk az interferáló hullámok maximális és minimális intenzitását is, ami az amplitúdó négyzetével arányos:

Ha $\Delta\varphi = 0 \pm n2\pi$, akkor:

$$\Psi(x, t) = (A_1 + A_2) \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right] = A_{\max} \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right],$$

ha $\Delta\varphi = (1 + 2n)\pi$, akkor:

$$\Psi(x, t) = (A_1 - A_2) \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right] = A_{\min} \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$$

alakú lesz. Az amplitúdó négyzetével arányos intenzitások szélsőértékei:

$$I_{\max} = (A_1 + A_2)^2 \cdot K = [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2] \cdot K$$

$$I_{\min} = (A_1 - A_2)^2 \cdot K = [A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2] \cdot K,$$

ahol síkhullámra, mint láttuk: $K = 0.5\rho\omega^2c$.

Ha a két hullám egyforma amplitúdójú ($A_1 = A_2$), akkor $I_1 = I_2$, $A_{\max} = 2A_1$ és $A_{\min} = 0$, így:

$$\frac{I_{\max}}{I_1} = 4 \text{ valamint } \frac{I_{\min}}{I_1} = 0.$$

Tehát, ha két hullám azonos fázissal interferál, akkor az intenzitás négyszeres lesz, míg ellenfázisban a hullámok kioltják egymást. Az azonos fázisnak a $\Delta x = 0 \pm n\lambda$ útkülönbség, az ellentétes fázisnak a $\Delta x = (1 + 2n)\lambda / 2$ útkülönbség felel meg, ha a gerjesztőforrás azonos fázisú.

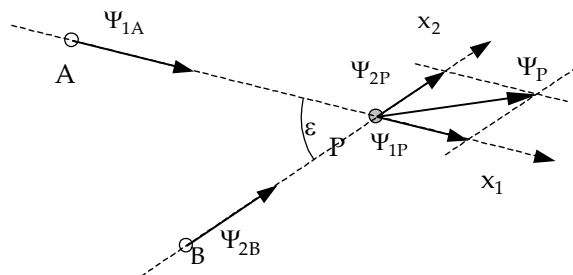
Láttuk, hogy az útkülönbséggel azonos hatás érhető el, ha az azonos síkban gerjesztett hullámok fázisszögét változtatjuk meg. Ez lehetőséget teremt arra, hogy tetszőleges útkülönbségű hullámokkal maximális intenzitással interferenciát létesítsünk, ha a gerjesztőforrások fáziseltolását egymáshoz képest változtatni tudjuk. Ehhez az előzőek alapján $\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda}$ fázis, illetve

$\Delta t = -T_p \frac{\Delta x}{\lambda}$ időeltolás (késleltetés) tartozik. Természetesen a kisebb távolságú (esetünkben a Ψ_2) hullám fázisát kell késleltetni.

Megjegyezzük, hogy miután a vizsgált függvények a terjedés irányában λ -ra periodikusak, időben folytonos hullámot feltételezve számolhatnánk az eltolásban a főértékekkel is, azaz:

$$\Delta\phi = -2\pi \frac{\Delta x - n\lambda}{\lambda}, \text{ illetve } \Delta t = -T_p \frac{\Delta x - n\lambda}{\lambda}$$

összefüggést is írhattuk volna, ahol n olyan egész szám, melyre $0 < \Delta x - n\lambda < \lambda$. Impulzusszerű hullámcsomagok esetében azonban a tényleges útkülönbségből kell számolni az eltolásokat, hogy a csomagok térben is találkozzanak, így ezt az átalakítást nem végeztük el.



3.7. ábra

Ha a térben egymással szöget bezáró hullámok interferenciáját vizsgáljuk (3.7. ábra), az eddigi eredmények azzal az eltéréssel alkalmazhatók, hogy a találkozási pontban a kitérések pillanatértékeire vektoros összegezést kell végezni. Abban az esetben, ha az A és B pontokból a találkozási P pontba irányuló hullámokra a maximális erősítéshez tartozó, Δx -ből számítható Δt

késleltetést alkalmazzuk, a két hullám időben a P pontban azonos fázisú lesz, így az eredő $\Psi(t)$ is egy egyenesre esik (3.7. ábra).

Abban az egyszerű esetben, ha a két hullám amplitúdója megegyezik ($A_1 = A_2$), a Ψ_P P pontbeli eredő (és egyben maximális) hullámamplitúdó és intenzitás:

$$A_{P_{\max}} = (A_{1P} + A_{2P}) \cos(\varepsilon/2)$$

$$I_{P_{\max}} = K \cdot A_{P_{\max}}^2 = K \cdot \cos^2(\varepsilon/2) \cdot (A_{1P}^2 + A_{2P}^2 + 2A_{1P}A_{2P})$$

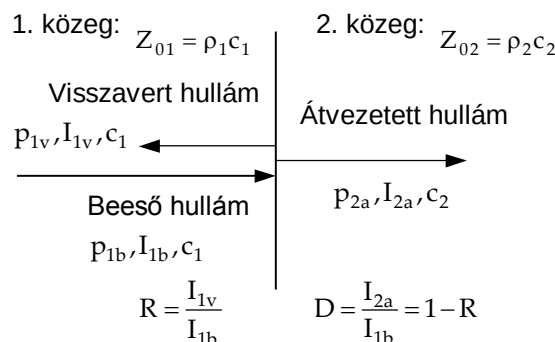
Ha az interferáló hullámok által bezárt ε szög viszonylag kicsi, akkor a $\cos(\varepsilon/2)$ és $\cos^2(\varepsilon/2)$ is közel egységnyi, és ekkor kis hibával még az egyirányú hullámokra kapott eredmények alkalmazhatók.

3.2.8 A hanghullámok visszaverődése és törése

Ha egy hullám egy új közeg határfelületéhez érkezik, akkor arról részben visszaverődik, részben pedig abban továbbhalad. **Határfelület** hangterjedés szempontjából ott lép fel, ahol két különböző rugalmas tulajdonságokkal rendelkező közeg érintkezik egymással. Ennek jellemzésére jól használható az érintkező közegek hullámimpedanciája (akusztikai keménysége).

3.2.8.1 A határfelületre merőlegesen beeső síkhullámok viselkedése

Merőleges beeséskor a visszavert és a továbbhaladó (átvezetett) hullám terjedési iránya is merőleges marad a határfelületre. A kialakuló viszonyokat a 3.8. ábra szemlélteti.



3.8. ábra

Az, hogy a beeső hullám intenzitásának mekkora része verődik vissza (reflektálódik) illetve halad tovább az új közegben, a két közeg akusztikai keménységének arányától függ. A kialakuló viszonyok jellemzésére

bevezették a *reflexiós együttható* (R) és az *átvezetési együttható* (D) fogalmát, ami definíciószerűen a visszavert illetve az átvezetett intenzitást viszonyítja a beeső hullámintenzitáshoz:

$$R = \frac{I_{1v}}{I_{1b}} = \left(\frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \right)^2$$

$$D = \frac{I_{2a}}{I_{1b}} = 1 - R = \frac{4Z_{02}Z_{01}}{(Z_{02} + Z_{01})^2}$$

Az utóbbi összefüggés azt fejezi ki, hogy a határfelületre beeső hangintenzitásnak meg kell egyeznie az onnan távozó intenzitások összegével, miután a határfelületen lezajló jelenségek a közegek számára periodikus átlagban energiaközléssel nem járnak. Az előző összefüggésekből kitűnik, hogy két különböző anyag találkozási felülete akusztikai szempontból nem tekinthető határfelületnek, ha a hullámimpedanciájuk megegyezik, ekkor ugyanis $R=0$ és $D=1$, azaz a két anyag felületén a hullám visszaverődésmentesen, azonos intenzitással halad tovább. Két akusztikailag eltérő közeg határfelületén annál nagyobb lesz a reflektált és annál kisebb az átvezetett hullám intenzitása, minél eltérőbb a két anyag akusztikai keménysége.

A határfelületen kialakuló fázisviszonyokra az intenzitásokból, mint négyzetes függvényekből képzett reflexiós és átvezetési együttható nem ad információt. Ehhez a határfelületen az egyes hullámösszetevők nyomásviszonyait kell vizsgálni. Erre bevezették a *nyomásarányokra jellemző reflexiós és átvezetési tényezőt*:

$$R_p = \frac{p_{1v}}{p_{1b}} = \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \text{ és } D_p = \frac{p_{2a}}{p_{1b}}$$

D_p most abból a megfontolásból származtatható, hogy a határfelületre merőlegesen a nyomás folytonosan változik, így a két oldalán az eredő nyomásoknak meg kell egyezniük, azaz:

$$p_{1b} + p_{1v} = p_{2a}$$

innen:

$$1 + R_p = D_p,$$

azaz:

$$D_p = \frac{2Z_{02}}{Z_{02} + Z_{01}}$$

A nyomásjellemzőkre kapott összefüggésből is adódik, hogy a $Z_{01} = Z_{02}$ esetben nem lép fel reflexió ($R_p = 0$, $D_p = 1$). Ha a beeső hullám akusztikailag keményebb közeg határához ér: ($Z_{02} > Z_{01}$) $R_p > 0$, ha

lágýabbhoz: ($Z_{02} < Z_{01}$) $R_p < 0$. Ez azt jelenti, hogy keményebb közeg határánál a visszaverődés a beeső hullámmal azonos fázisban, lágýabb közeg határáról pedig ellenfázisban jön létre. A D_p mindkét esetben pozitív, így az átvezetett hullámban fázisugrás egyik esetben sem keletkezik, viszont D_p eltérő értékű a határfelületen a kétirányú áthaladáskor:

$$D_{p12} = \frac{2Z_{02}}{Z_{02} + Z_{01}}, D_{p21} = \frac{2Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} = \frac{Z_1}{Z_2} D_{p12}$$

Ez első látásra ellentmondásosnak tűnik azzal, amit az intenzitás-viszonyokra jellemző átvezetési együtthatókra kaptunk ($D_{21} = D_{12}$). A látszólagos ellentmondás feloldódik, ha figyelembe vesszük, hogy az intenzitás a $p \cdot v$ szorzattal arányos. Kimutatható, hogy a közeghatáron a rezgésamplitúdó arányok és így a sebesség arányok is úgy változnak meg, hogy a $D_{p12} \neq D_{p21}$ ellenére a $D_{21} = D_{12}$ teljesül.

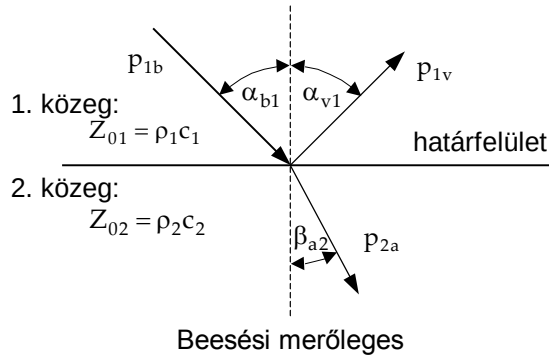
3.2.8.2 A határfelületre ferdén beeső hullámok viselkedése

Két közeg határfelületére ferdén beeső hullámokra a kialakuló viszonyok kissé bonyolultabbak, mint merőleges beesésnél. Az eltérés két jelenségcsoportra osztható:

1. Egyrészt a beeső hullámhoz képest a visszavert hullám nem ellentétes irányban, hanem azzal szöget bezárva verődik vissza, valamint az átvezetett hullám is irányváltotatást szenved, amit törésnek nevezünk.
2. Másrészt, ha a határfelületet alkotó két közegnek legalább az egyike szilárd, amiben transzverzális hullám is keletkezhethet, ferde beesésnél hullámátalakulás is fellép.

A ferde beesés viszonyai, ha hullámátalakulás nem lép fel

Ha a határfelületet alkotó két közeg egyike sem szilárd anyag, bennük – mint láttuk – transzverzális hullám nem keletkezhethet, így hullámátalakulás a határfelületen sem jön létre. A kialakuló viszonyokat a 3.9. ábra szemlélteti.



3.9. ábra

A Snellius-féle visszaverődési és törési törvény értelmében izotróp közegekben a beeső és a továbbhaladó hullámok beesési merőlegeshez mért szögeinek szinuszai a terjedést biztosító közeg terjedési sebességeihez azonos módon aránylanak, azaz:

$$\frac{\sin \alpha_{b1}}{c_1} = \frac{\sin \alpha_{v1}}{c_1} = \frac{\sin \beta_{a2}}{c_2},$$

és a hullámok egy síkban, az úgynevezett beesési síkban vannak.

innen:

$$\alpha_{b1} = \alpha_{v1} - \text{a visszaverődési törvény,}$$

$$\frac{\sin \alpha_{b1}}{\sin \beta_{a2}} = \frac{c_1}{c_2} = n_{21} - \text{törési törvény.}$$

Erre az esetre a reflexiós és az átvezetési együttható is kissé módosul:

$$R = \frac{I_{1v}}{I_{1b}} = \frac{(Z_{02} \cos \alpha_{b1} - Z_{01} \cos \beta_{a2})^2}{(Z_{02} \cos \alpha_{b1} + Z_{01} \cos \beta_{a2})^2}$$

$$D = \frac{I_{2a}}{I_{1b}} = \frac{4Z_{02}Z_{01} \cos \alpha_{b1} \cos \beta_{a2}}{(Z_{02} \cos \alpha_{b1} + Z_{01} \cos \beta_{a2})^2}$$

A törési törvény szerint, ha a kettes közeg optikailag sűrűbb az egyesnél ($c_2 < c_1$), akkor a relatív törésmutató $n_{21} < 1$, így $\beta_{a2} < \alpha_{b1}$ azaz a hullám a beesési merőlegeshez törik. Ha viszont a kettes közeg optikailag ritkább az egyesnél ($c_2 > c_1$), akkor a törésmutató $n_{21} > 1$, így $\beta_{a2} > \alpha_{b1}$, azaz a hullám a beesési merőlegestől törik. Ez utóbbi esetben van egy α_{b1h} beesési határszög, melynél a hullám már éppen nem hatol be a kettes közegbe ($\beta_{a2} = \pi/2$), azaz teljesen visszaverődik. Az ehhez tartozó szög:

$$\alpha_{b1h} = \arcsin \frac{c_1}{c_2}.$$

Az $\alpha_{b1h} \leq \alpha_{b1} < \pi/2$ tartomány a teljes visszaverődés tartománya, ahol $\beta_{a2} = \pi/2$ és itt természetesen az átvezetési együttható $D=0$, a reflexiós

együttható pedig $R=1$. Ha a reflexiós együtthatót vizsgáljuk, azt látjuk, hogy két esetben nem keletkezik reflexió. Az egyik, – a merőleges beeséssel megegyezően – ha a két anyagra a hullámimpedancia azonos. A másik, ha a

$$\cos\alpha_{b1} = \frac{Z_{01}}{Z_{02}} \cos\beta_{a2}$$

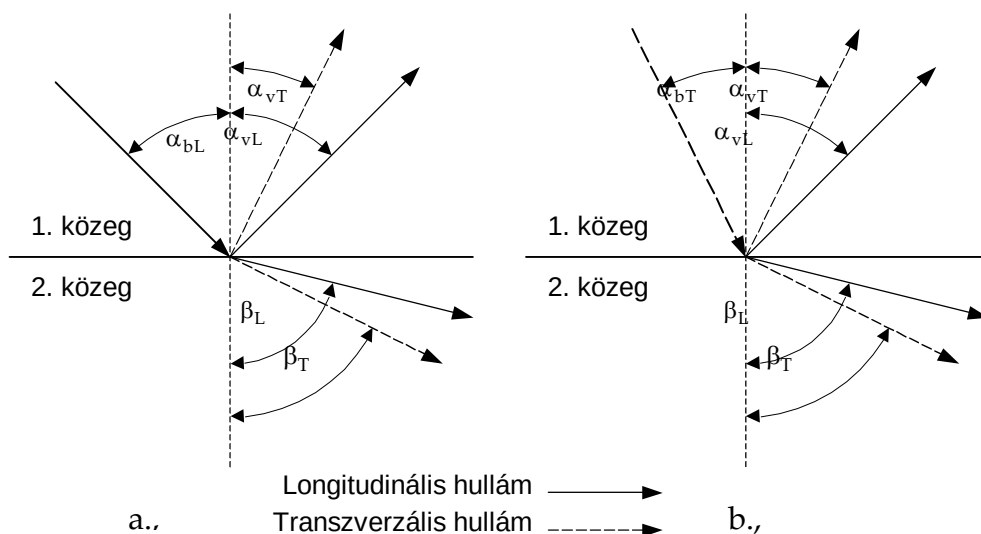
feltétel teljesül. A részletszámításokat mellőzve ez akkor lép fel, ha

$$\alpha_{b1} = \sqrt{\frac{\left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2}{1 + \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2}}$$

az úgynevezett Brewster-szögnek megfelelő nagyságú.

A ferde beesés viszonyai, ha hullámátalakulás is fellép

Ha a határfelületet alkotó két közeg legalább egyike szilárd anyag, ami longitudinális és transzverzális hullámok vezetésére egyaránt alkalmas, a határfelületen ferde beeséskor a szilárd közegben a két hullámfajta között hullámátalakulás is keletkezik.



3.10. ábra

A kialakuló viszonyokat a 3.10. ábra szemlélteti arra az esetre, ha a határfelületet alkotó mindkét közeg szilárd. A hullám az 1-es közegből esik a határfelületre. A 3.10.-a.) ábra longitudinális hullám beesését mutatja, melynek a felületi hullámátalakulás miatt a visszavert és az átvezetett hullámában is lesz transzverzális összetevő. A 3.10.-b.) ábra transzverzális hullám beesését ábrázolja, melynek most a hullámátalakulás miatt

longitudinális összetevői is fellépnek. Ha a 3.10.-a.) ábra szerinti két közeg egyike, vagy a 3.10.-b.) ábra szerinti 2. közeg nem szilárd, akkor abban transzverzális hullám természetesen nem keletkezik. Ekkor a viszonyok ennek megfelelően egyszerűsödnek. A visszaverődési és a törési szög a longitudinális és a transzverzális összetevőkre azért lesz ugyanabban a közegben is eltérő, mert a két hullámfajtnak, mint láttuk, eltérő a terjedési sebessége. Az ábrákon a szögek jelölésekor azért, hogy ne kelljen hármas indexeket alkalmazni, a közeget jelölő 1-es és 2-es indexet elhagytuk. A Snellius törvény most is érvényes, csak ezt az átalakult hullámokra is ki kell terjeszteni, azaz:

az a.) ábrára vonatkozóan:

$$\frac{\sin \alpha_{bL}}{c_{1L}} = \frac{\sin \alpha_{vL}}{c_{1L}} = \frac{\sin \alpha_{vT}}{c_{1T}} = \frac{\sin \beta_L}{c_{2L}} = \frac{\sin \beta_T}{c_{2T}}$$

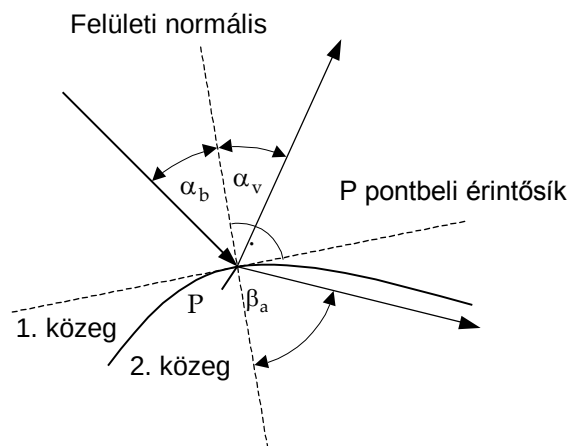
a b.) ábrára vonatkozóan:

$$\frac{\sin \alpha_{bT}}{c_{1T}} = \frac{\sin \alpha_{vT}}{c_{1T}} = \frac{\sin \alpha_{vL}}{c_{1L}} = \frac{\sin \beta_T}{c_{2T}} = \frac{\sin \beta_L}{c_{2L}}$$

Így ilyen esetekben az átvezetett hullám a beeső hullámmal azonos (pl. longitudinális) összetevőjében nemcsak a visszaverődés, hanem a hullámátalakulás is járulékos intenzitáscsökkenést okoz.

3.2.8.3 Visszaverődés és törés görbült felületen

Az előzőekben mindig azt feltételeztük, hogy a határfelület sík. A kapott eredmények görbült határfelületre is alkalmazhatók. A beesési merőleges ugyanis minden olyan beesési pontra értelmezhető, ahol a felület nem tartalmaz törést (a felületi görbe deriválható). Ekkor csupán a beesési merőleget kell pontonként értelmezni. A kialakuló viszonyokat hullámátalakulás nélküli esetre a felület egy kiválasztott pontjában a 3.11. ábra mutatja.



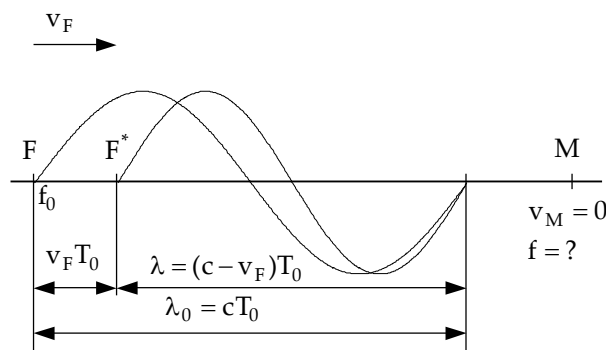
3.11. ábra

3.2.8.4 Diffúz visszaverődés

Eddig feltételeztük, hogy az akusztikailag eltérő közegek határfelülete tükörsima. Ha azonban egy párhuzamos hullámnyaláb (síkhullám) ettől eltérő érdes (hullámos) felületről verődik vissza, az érdesség miatt viszonylag kis felületen belül is a felületi pontokhoz rendelhető normálisok iránya nagyon különböző lesz. Így visszaverődés is eltérő intenzitással ugyan, de minden irányban létrejön. Ezt a jelenséget nevezzük diffúz visszaverődésnek. Ennek köszönhető fényhullám esetében például az is, hogy párhuzamosan beeső fénnel megvilágított, nem tükörsima tárgyak részeit különböző irányból látjuk. Hasonló hatás észlelhető hanghullámoknál is.

3.2.9 A Doppler hatás

Gyakori tapasztalat, hogy egy a hangteret kitöltő közeghez képest álló hangforráshoz a terjedési sebességnél kisebb sebességgel közeledve a hangforrás hangját magasabbnak, míg tőle távolodva mélyebbnek halljuk. Hasonló jelenséget tapasztalunk, ha a közeghez képest álló megfigyelőként egy hozzánk közeledő illetve távolodó hangforrás hangját vizsgáljuk.



3.12. ábra

A jelenséget Doppler hatásnak nevezzük, és a következőképpen értelmezhető:

- A közeghez képest álló M megfigyelő irányába az F hullámforrás v_F sebességgel mozog.

A 3.12. ábra a kialakuló viszonyokat közeledő hullámforrással mutatja be. A hullámforrás által keltett hang frekvenciája (a membrán rezgési frekvenciája) legyen f_0 , a megfigyelő által érzékelt frekvencia pedig f . Egy, a hullámforrás által $T_0 = 1/f_0$ idő alatt kibocsátott teljes hullámperiódus térbeli hullámhossza, ha a hullámforrás nem

mozogna $\lambda_0 = cT_0$ lenne. Miután v_F sebességgel mozog, ezen idő alatt a hanghullámot érzékelő megfigyelő felé $s = v_F T_0$ utat tesz meg, így a mozgás irányába kibocsátott rezgés hullámhossza ennyivel megrövidül:

$$\lambda = \lambda_0 - v_F T_0,$$

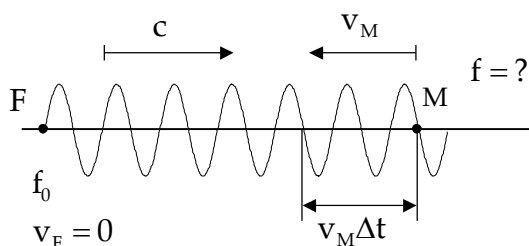
ezért az álló megfigyelő által észlelt frekvencia:

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0 - v_F T_0} = \frac{c}{T_0(c - v_F)} = f_0 \frac{1}{1 - v_F / c}$$

nagyságú lesz. Ha a hangforrás távolodik, v_F iránya megfordul, így az észlelt frekvencia

$$f = f_0 \frac{1}{1 + v_F / c}$$

értékűre csökken.



3.13. ábra

- b. A közeghez képest álló F hullámforrás irányába az M megfigyelő v_M sebességgel mozog.

A 3.13. ábra a kialakuló viszonyokat közeledő megfigyelővel mutatja be. A hullámforrás frekvenciája legyen most is f_0 , a mozgó megfigyelő által észlelt frekvencia pedig f . Ha a megfigyelő állna, f_0 számú rezgési periódust észlelné időegységenként. Ha a hullámforrás irányába mozog, annyiival többet észlel, ahány hullám esik az egységnyi idő alatt megtett útjára [$s(\Delta t = 1) = v_M$], azaz:

$$f = f_0 + \frac{v_M}{\lambda} = f_0 + f_0 \frac{v_M}{c} = f_0 \left(1 + \frac{v_M}{c} \right)$$

Ekkorára nő tehát az általa észlelt frekvencia.

Ha a megfigyelő v_M sebességgel távolodik, az összefüggésben ezt most is a v_M sebesség előjelváltásával vehetjük figyelembe, azaz az észlelt frekvencia:

$$f = f_0 \left(1 - \frac{v_M}{c} \right)$$

értékűre csökken.

- c. Ha a hullámforrás és a megfigyelő is egymás irányába mozog.

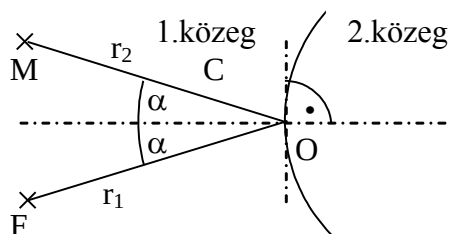
Ekkor a két előző pontban tárgyalt hatás szuperponálódik, azaz a megfigyelő által észlelt frekvencia:

$$f = f_0 \frac{1 \pm v_M / c}{1 \mp v_F / c}$$

nagyságú lesz, ahol a számlálóban a pozitív, a nevezőben pedig a negatív előjel jelenti a közeledési irányt.

3.2.9.1 A visszhang (echó) és a Doppler-hatással módosított visszhang jellemzői

Tekintsünk egy a hangteret kitöltő közeghez képest nyugalomban levő F hullámforrást és M megfigyelőt (hullámvevőt). A hangtérnek legyen egy határfelülete, mely két különböző hullámimpedanciájú közeg választ el. Ekkor a közeghatár egy pontjáról (O) a visszaverődési törvénynek megfelelően – a két közeg akusztikai keménységviszonyától függően fázisugrással vagy a nélkül – az F pontból az M pontba a hullám visszaverődik (3.14. ábra). Így ott a távolságoktól függő időkéssel és fáziseltolással visszavert hang, azaz *visszhang* keletkezik.



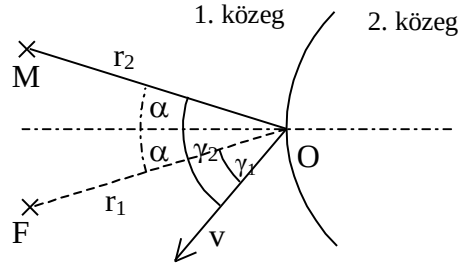
3.14. ábra

Az időkéssel a hullám által megtett útból ($r_1 + r_2$) és a közegben a hangterjedés sebességéből meghatározható:

$$\Delta t = \frac{r_1 + r_2}{c}$$

Ha a közeghatár (az objektum) v sebességgel mozog (3.15. ábra), a Doppler hatás is érvényesül. Ekkor, ha a határfelület O pontjának sebességvektora γ_1 szöget zár be a beeső hullámmal, és γ_2 szöget az M pontba visszaverődő hullámmal, az M megfigyelőpontban az észlelt frekvencia, illetve a kibocsátotthoz képesti frekvenciaváltozás, abból kiindulva, hogy az O

pontba beeső hullám a Doppler hatás szempontjából megfelel a mozgó megfigyelő, az M pontba visszavert pedig a mozgó hangforrás esetének.



3.15. ábra

Így, ha feltételezzük, hogy az objektum v sebessége sokkal kisebb a terjedési sebességnél ($v \ll c$):

$$f = f_0 \left(1 + \frac{v \cdot \cos \gamma_1}{c} \right) \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{v \cdot \cos \gamma_2}{c}} \right) \approx f_0 \left(1 + \frac{v \cdot \cos \gamma_1}{c} \right) \cdot \left(1 + \frac{v \cdot \cos \gamma_2}{c} \right) \approx f_0 \left[1 + \frac{v}{c} (\cos \gamma_1 + \cos \gamma_2) \right]$$

Így:

$$\Delta f = f - f_0 = f_0 \cdot \frac{v}{c} (\cos \gamma_1 + \cos \gamma_2)$$

Ha a hullámforrás és a vevő (megfigyelő) egy pontba esik ($F \equiv M$), akkor $r_1 = r_2 = r$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$. Ekkor a visszhang a visszaverő felület távolságának meghatározására alkalmas nyugalmi állapotban, a futási idő mérésével:

$$r = \frac{1}{2} c \cdot \Delta t,$$

illetve az objektum mozgási sebességének a hullám normális irányú komponense meghatározására az észlelési frekvencia megváltozásából:

$$v \cdot \cos \gamma = \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f_0} \cdot c.$$

Megjegyezzük, hogy inhomogén közegben, ahol a c terjedési sebesség nem állandó, a reflexió alapján a pontos távolság az

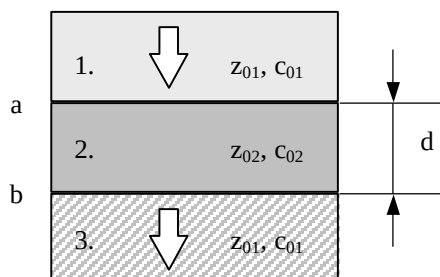
$$r = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta t} c dt$$

összefüggésből lenne meghatározható. Ez a gyakorlatban nehezen lenne kivitelezhető, mert előzetesen ismerni kellene a közeg egyes részein a terjedési sebességeket, és a rész-futási időket, vagy legalább azok arányát. Ennek hiányában a közeg domináns részére jellemző terjedési sebességgel szokás számolni. Ekkor viszont a közeg azon részeit, amelyekben a terjedési

sebesség ennél kisebb vastagabbnak, amelyekben viszont ennél nagyobb, azokat vékonyabbnak mérjük.

3.2.10 Hanghullám áthaladása lemezen merőleges beeséskor

A jelenséget d vastagságú lemezt feltételezve a 3.16. ábra szemlélteti:



3.16. ábra

Az ábrán jelölt irányból a hanghullám az „a” határfelületet elérve részben visszaverődik, részben a 2. közegbe átvezetődik. Az átvezetett hullám a „b” határfelületet elérve szintén részben visszaverődik, részben az 1-es közegbe átvezetve továbbhalad. A „b” határfelületről visszavert hullám a visszaverődési tényezőnek megfelelő csökkenő amplitúdóval az „a” és a „b” határfelületek között többszörös visszaverődést szenved, illetve ezzel egyidejűleg részben az 1-es közegbe átvezetődik.

A kialakuló visszhangok eltérőek lesznek attól függően, hogy a beeső hullám folytonosnak tekinthető (azaz a beérkező hullámvonulat hullámszáma $N \gg 2d/\lambda_2$), illetve viszonylag rövid impulzuscsomag ($N < 2d/\lambda_2$).

Ha az impulzuscsomag rövid ($N < 2d/\lambda_2$), akkor a „b” határfelületről visszavert hullám az „a” határfelületre visszaérve már nem tud az oda beeső, illetve az arról primerben visszavert hullámmal interferálni. A határfelületen a jelenségek egymástól függetlenül játszódnak le.

A 2-es közeg (a lemez) „a” határfelületén visszafelé átvezetett hullámként ekkor nemcsak a „b” határfelületről $2d$ út megtételével primerben visszavert hullám jelenik meg, hanem – a többszörös visszaverődést követően – az R^2 -tel csökkenő intenzitással a $4d, 6d, \dots$ út megtételével késleltetett szekunder, tercier, hullámok is. Így a hullámforrással egybeépített vevő úgy érzékeli, mintha a „b” határfelület alatt csökkenő reflexiós tényezőkkel d távolságonként újabb határfelületek lennének. Ezeket a valóságban nem létező, fantom határfelületeket *műtárgyaknak* is szokás nevezni.

Ha a beeső hullám folytonosnak tekinthető ($N \gg 2d/\lambda_2$), a 2-es közeg határain többszörösen reflektált (illetve ezt követően átvezetett) hullámok interferálnak.

Ha $d = n\lambda_2/2$:

- A 2-es közegbe átvezetett, illetve a „b” és az „a” határfelületről azonos számúszor reflektált hullámok közti útkülönbség λ egész számú többszöröse lesz. A két közeg sűrűségétől függően vagy minden esetben létrejön fázisugrás, vagy egyszer sem, így az *átvezetés irányában maximális lesz az interferencia-erősítésük.*
- Az „a” határfelületről primerben visszavert hullám és a „b” határfelületről visszavert, majd „a”-n átvezetett hullámok útkülönbsége szintén λ egész számú többszöröse lesz. De most a közegsűrűségektől függően vagy csak az „a” határfelületről visszavert hullámban (1-2 átmenet), vagy csak a „b”-ről visszavert hullámban (2-1 átmenet) lesz fázisugrás, így az érzékelőbe jutó *reflektált hullámok az interferencia következtében maximálisan gyengítik egymást.*

Ha $d = (2n-1)\lambda/4$:

Az interferáló hullámok mindkét esetben $\lambda/2$ páratlan számú többszöröseiként interferálnak. Így az előző gondolatmenetet követve az átvezetés irányában lesz minimális, és a vevőbe reflektált hullám irányába lesz maximális az erősítés.

Tetszőleges d/λ_2 arányra kimutathatóan, ha a közegek csillapítása elhanyagolható:

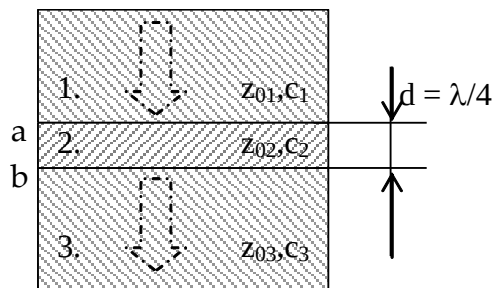
$$R = \frac{0.25 \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda_2} \right)}{1 + 0.25 \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda_2} \right)},$$

$$D = \frac{1}{1 + 0.25 \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda_2} \right)},$$

ahol: $m = Z_{02}/Z_{01}$.

Láthatóan, ha $d = n\lambda/2$, akkor $D_{\max} = 1, R_{\min} = 0$.

3.2.11 Erősen eltérő z_0 hullámimpedanciájú közegek illesztése az átvezetés javítása érdekében



3.17. ábra

Erre a célra a 3.17. ábra szerinti $d = \lambda/4$ vastagságú illesztő elemet lehet alkalmazni. Bizonyítható, hogy ha az így megválasztott vastagságú illesztő réteg hullámimpedanciája:

$$Z_{02} = \sqrt{Z_{01}Z_{03}},$$

akkor az átvezetés a legkedvezőbb.

Ha az 1-es közegből a 3. irányába sugároz a hangforrás, a választott hullámimpedancia arányokkal vagy csak a sugárzás irányú hullámok reflexiójakor (1-2 átmenet, 2-3 átmenet), vagy csak az azzal ellentétes irányban haladó hullámok reflexiójakor (a 3-2 illetve a 2-1 átmeneten) keletkezik 180° -os fázisugrás.

Így a 2-es illesztő-közegbe átvezetett hullámhoz képest a benne páros számúszor reflektált hullámok $n\lambda/2$ útkülönbséggel egyszer 180° -os fázisugrást követően interferálnak, így maximálisan erősítik egymást. Az „a” határfelületről közvetlenül visszavert hullámhoz a „b” határfelületen eggyel többször reflektálódnak, mint az „a”-n a primer hullámmal ellentétes irányból. Így vagy mindegyiken 0° -os, vagy mindegyiken 180° -os az eredő fázisugrás. Így a $\lambda/2$ útkülönbség hatása érvényesül, ami az 1-es közegbe eredően visszavert hullám vonatkozásában maximális gyengítést eredményez.

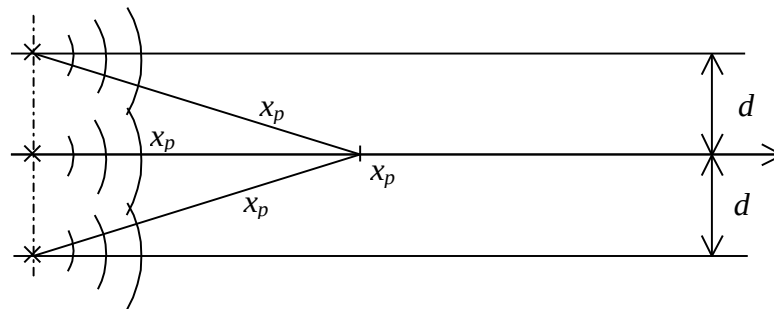
Megjegyzések:

1. A $\lambda/4$ illesztő réteg vastagsága csak egy frekvenciához alakítható ki. Ezért, ha szélessávú hullámforrást alkalmazunk, akkor az átvezetés csak többrétegű illesztő tag alkalmazásával javítható.
2. Árnyékolás céljára, ha ez átvezetés csökkentését és a reflexió javítását szeretnék elérni, az illesztőréteg vastagságát értzelemszerűen $d = \lambda/2$ -re kell választani

3.2.12 Példák a tanultak illusztrálására

1. Példa

Három hangforrás helyezkedik el a 3.18. ábra szerinti elrendezésben. A hangforrások egymástól való távolsága $d = 3\text{mm}$. Mindhárom hangforrás azonos fázishelyzetű, $f = 1\text{MHz}$ frekvenciájú longitudinális hanghullámot bocsát ki. A hangteret kitöltő közegben a terjedési sebesség $c = 1000\text{m/s}$.



3.18. ábra

Hol találhatók a középső hangszóró x tengelyében azok az x pontok, ahol a kisugárzott hullámok maximálisan erősítik egymást?

Megoldás:

A maximális erősítés az x tengely mentén azokban a pontokban keletkezik, ahol az egyes hangforrások által kibocsátott hullámok azonos fázisúak.

Miután az F_a és az F_b hangforrás az x tengelyre szimmetrikusan helyezkedik el, ezek hullámai az x tengelyben mindenütt azonos fázisúak, így elég csak az egyiket vizsgálni.

Az erősítés F_a és F_x hullámaira ott maximális, ahol az útkülönbség a λ hullámhossz n egész számú többszöröse, azaz:

$$b_p - x_p = n \cdot \lambda \Rightarrow b_p = n \cdot \lambda + x_p.$$

A geometriából adódóan viszont:

$$x_p^2 + d^2 = b_p^2,$$

innen b_p -t kiejtve:

$$x_p^2 + d^2 = (n\lambda)^2 + x_p^2 + 2n\lambda x_p,$$

azaz:

$$x_p = \frac{d^2 - (n\lambda)^2}{2n\lambda} \text{ és } x_p > 0.$$

A hullámhossz esetünkben:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{10^3}{10^6} [\text{m}] = 10^{-3} \text{ m},$$

így:

$$x_p|_{n=1} = \frac{3^2 - 1^2}{2} = 4 \text{ mm}, \text{ a főfókusztávolsága,}$$

$$x_p|_{n=2} = \frac{3^2 - (2 \cdot 1)^2}{2 \cdot 2 \cdot 1} = 1.25 \text{ mm}, \text{ a második fókusztávolsága,}$$

$$x_p|_{n=3} = 0, \text{ azaz a harmadik fókusztávolság éppen nem alakul ki.}$$

2. Példa

Melyik az a legkisebb frekvencia, ahol az egyébként az 1. Példa szerinti feltételezésekkel éppen csak egy fókusztávolság alakul ki?

Megoldás:

Ennek feltétele:

$$x_p|_{n=2} = \frac{d^2 - (2 \cdot \lambda)^2}{2 \cdot 2 \cdot \lambda} = 0,$$

azaz:

$$d = 2\lambda_h \Rightarrow \lambda_h = \frac{d}{2} = \frac{3}{2} = 1.5 \text{ mm},$$

$$f_h = \frac{c}{\lambda_h} = \frac{10^3}{1.5 \cdot 10^{-3}} [\text{Hz}] = 0.667 \text{ MHz}.$$

3. Példa

Az 1. Példa szerinti elrendezésben és frekvencián mekkora fáziseltolást kell alkalmazni az F_a és az F_b hangforrások kibocsátott jeleiben az F_x hangforráshoz képest, hogy a fókusztávolság 10 cm legyen?

Megoldás:

Ekkor:

$$b_p = \sqrt{x_p^2 + d^2} = \sqrt{100^2 + 3^2} = 100.045 \text{ mm},$$

$$b_p - x = 0.045 \text{ mm}.$$

A maximális erősítéshez a szükséges fáziseltolással egyenértékű útkülönbség:

$$\Delta b_p = \lambda - (b_p - x) = 1 - 0.045 = 0.955 \text{ mm},$$

$$\Delta\varphi = -\frac{\Delta b_p}{\lambda} \cdot 360^\circ = -\frac{0.955}{1} \cdot 360^\circ = -343.8^\circ.$$

Ekkora fázisszöggel kell a két szélső hangforrás jelét késleltetni a középsőhöz képest.

Megjegyezzük, hogy az így nyert megoldás az $n=1$ -nek, azaz egy hullámhossznyi eltolásnak felel meg.

Ha idő, illetve fáziseltolást alkalmazunk, az $n=0$ -hoz tartozó eltolás is megvalósítható. Ekkor

$$\Delta b_p = -(b_p - x) = -0.045\text{mm},$$

$$\Delta\varphi = -\frac{0.045}{1} \cdot 360^\circ = 16.2^\circ.$$

Ekkora fázisszöggel kell a két szélső hangforrás jelét siettetni. Impulzusüzem esetében ez az előzőnél jobb megoldást jelent.

4. Példa

Mekkorára kell megnövelni az 1. Példa szerinti elrendezésben a hangforrások közötti d távolságot, hogy a fókusz távolság 10cm legyen? Hány erősítési pont (fókusz) alakul ki ebben az esetben?

Megoldás:

Láttuk, hogy a maximális erősítésnek megfelelő helyek az x tengelyen az

$$x_p = \frac{d^2 - (n\lambda)^2}{2n\lambda}, \quad x_p > 0$$

feltételnek tesznek eleget. Innen:

$$d = \sqrt{2n\lambda x_p + (n\lambda)^2}.$$

A főfókuszra ($n = 1$) esetünkben, miután $x_p|_{n=1} = 0.1\text{m}$, így:

$$d = \sqrt{2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-1} + (10^{-3})^2} = \sqrt{201} \cdot 10^{-3} [\text{m}] = 14.18\text{mm}.$$

A további erősítési helyek:

$$x_p|_{n=2} = \frac{14.18^2 - (2 \cdot 1)^2}{2 \cdot 2 \cdot 1} = \frac{201 - 4}{4} = \frac{197}{4} = 49.25\text{mm},$$

$$x_p|_{n=3} = \frac{201 - 3^2}{2 \cdot 3} = \frac{192}{6} = 32\text{mm},$$

$$x_p|_{n=4} = \frac{201 - 4^2}{2 \cdot 4} = \frac{185}{8} = 23.125\text{mm},$$

$$x_p|_{n=5} = \frac{201 - 5^2}{2 \cdot 5} = \frac{176}{10} = 17.6 \text{ mm},$$

És hasonlóan:

$$\begin{aligned} x_p|_{n=6} &= 13.75 \text{ mm}, & x_p|_{n=7} &= 10.86 \text{ mm}, & x_p|_{n=8} &= 8.56 \text{ mm}, & x_p|_{n=9} &= 6.67 \text{ mm}, \\ x_p|_{n=10} &= 5.05 \text{ mm}, & x_p|_{n=11} &= 3.636 \text{ mm}, & x_p|_{n=12} &= 2.375 \text{ mm}, & x_p|_{n=13} &= 1.23 \text{ mm}, \\ x_p|_{n=14} &= 0.179 \text{ mm}. \end{aligned}$$

5. Példa

Vizsgáljuk meg, hogy egy hangforrás által kibocsátott rövidnek tekinthető síkhullám impulzusa mekkora intenzitással jut be az emberi test lágy szöveteibe, ha a hangforrás rossz illesztése miatt a test és a hangforrás között levegő van! A hullámimpedanciák legyenek:

A hangforrás anyagára: $Z_{01} = 250 \cdot 10^5 [\text{Pa} \cdot \text{s} / \text{m}]$.

A levegőre: $Z_{02} = 0.004 \cdot 10^5 [\text{Pa} \cdot \text{s} / \text{m}]$.

A lágy testszövetekre: $Z_{03} = 15 \cdot 10^5 [\text{Pa} \cdot \text{s} / \text{m}]$.

A csillapítást tekintsük az egyszerűség kedvéért elhanyagolhatónak.

Megoldás:

Az átvezetési tényezők:

a hangforrás és a levegő között:

$$D_{12} = \frac{4Z_{02}Z_{01}}{(Z_{02} + Z_{01})^2} = \frac{4 \cdot 0.004 \cdot 250 \cdot 10^{10}}{(0.004 + 250)^2 \cdot 10^{10}} = \frac{4}{62500} = 6.4 \cdot 10^{-5}$$

a levegő és a testszövet között:

$$D_{23} = \frac{4Z_{03}Z_{02}}{(Z_{03} + Z_{02})^2} = \frac{4 \cdot 0.015 \cdot 0.004 \cdot 10^{10}}{(15 + 0.004)^2 \cdot 10^{10}} = \frac{0.24}{225} = 1.07 \cdot 10^{-3}$$

Az eredő átvezetés:

$$D_e = D_{12} \cdot D_{23} \cong 6.85 \cdot 10^{-8} = \frac{I_{\text{szövet}}}{I_F}$$

6. Példa

Hogyan alakul a szöveti intenzitás hangforrási intenzitáshoz viszonyított aránya, ha a levegőréteget kiszorítjuk egy testszövettel közel azonos akusztikai impedanciájú anyaggal ($Z_{02} = Z_{03}$)?

Megoldás:

Ekkor csak a hangforrás határfelületén lép fel reflexió. Az átvezetés:

$$D_e \cong D_{12} = \frac{4 \cdot 250 \cdot 10^5 \cdot 15 \cdot 10^5}{(250 + 15)^2 \cdot 10^{10}} = \frac{15000}{70225} = 0.214 = \frac{I_{\text{szövet}}}{I_F}.$$

3.2.13 Az emberi testet alkotó ép szövetek jellemző akusztikai állandói

A 3. 1. táblázatban rendre a terjedési sebességek, az akusztikus impedanciák és az abszorpciós állandók jellemző értékeit tüntettük fel. Kezdő- és záróértékként összehasonlítási alapul feltüntettük a víz és a levegő jellemzőit is.

<i>Anyag/szövet</i>	<i>Terjedési seb. [ms]</i>	<i>Akusztikus imp. [$\cdot 10^6 \text{ Pa}\cdot\text{s/m}$]</i>	<i>Absz. állandók [(dB/cm)/MHz]</i>
víz 20 °C	1480	1.48	0.0022
víz 36 °C	1530	1.53	
zsír	1450	1.33	0.63
vér	1570	1.61 - 1.66	0.18
agy	1540	1.58 - 1.66	0.85
vese	1560	1.62	1
lép	1566	1.64	
máj	1549 - 1570	1.65	0.94
izom	1590	1.7	1.3 - 3.3
szemlencse	1620 - 1641	1.84	2
üvegtest	1532		
csont	2500 - 4700	4 - 7.5	
koponyacsont	4080	7.8	20
tüdő			41
Levegő (0°C)	331	0.0004	

3.1. táblázat

3.3 Az ultrahang előállítása

Az ultrahangot felhasználó eljárások során, melyeknél az ultrahang egyben energia- és információhordozó is, lehetőleg jó hatásfokú átalakításra van szükség.

Az átalakító a fizikai ételemben vett hangforrás, amelyet a felhasználási területtől függően ultrahangfejnek, vizsgálófejnek illetőleg ultrahangszondának is neveznek.

Ultrahang előállítható:

- mechanikus energiaátalakítással
- elektromechanikus energiaátalakítással
- elektrodinamikus energiaátalakítással
- termikus energiaátalakítással
- optikai energiaátalakítással

A **mechanikus** átalakítók közvetlenül az áramló levegő vagy folyadék mozgási energiájából a hallható hangok tartományában is működő „ajaksíp” elvén állítanak elő ultrahangokat, azaz a nagy sebességgel áramló levegőnek vagy folyadéknak az útjába elhelyezett élen vagy csúcson leváló örvényei gerjesztik a rezonáló-térben a hanghullámokat. A hang frekvenciája rezonátor geometriai méreteivel befolyásolható. A gyakorlatban így előállítható frekvenciatartomány felső határa kb. 50kHz, ezért inkább laboratóriumi demonstrációs célokra használják.

A **termikus** átalakítók gázokban vagy szilárd anyagokban gyors, periodikus, helyi hevítéssel állítanak elő mechanikus nyomáshullámokat (lökőhullámokat). Kristályrácsban így gerjesztett nyomáshullámokkal állíthatók elő manapság a legnagyobb frekvenciájú, GHz-es tartományú ultrahanghullámok. Fizikai kísérletekre használják napjainkban.

Az **optikai** átalakítók általában lézerfény impulzusokkal besugárzott folyadékokban keltenek kb. 200MHz-ig terjedő frekvenciatartományú hullámokat. Ha az elnyelt energia egy küszöbértéket meghalad, a gőzképződéshez vezet. Ezek a kitáguló gőzbuborékok helyi nyomáshullámokat gerjesztenek (kavitáció), ami így ultrahangforrásként tud működni.

Az **elektrodinamikus** átalakítók a Lorentz-erőt használják fel rezgéseltetésre. Ha egy elektromosan vezető közegben váltakozó mágneses teret gerjesztünk, abban az indukált feszültség hatására örvényáramok keletkeznek. Az áramvezető térfogategységre ekkor az $F = J \times B$ erő hat, ami

az anyagban nyomáshullámokat gerjeszt a gerjesztő mágneses tér frekvenciájának ütemében.

Az **elektromechanikus** átalakítók bizonyos szilárd anyagokban a mágneses illetve az elektromos tér változása hatásaként fellépő méretváltozást használják fel nyomáshullámok keltésére.

Anizotrop ferromágneses anyagokban az azonos mágnesezési főirányú kristályrészek (domének) egymáshoz képest rendezetlenül helyezkednek el. Ha az anyagot mágneses térbe helyezzük, a domének azon része, melyek mágnesezési főiránya eltér a mágneses tér irányától, először a tér irányában a méretét változtatja, majd a térerő növekedésével be is fordul a tér irányába. Ez a gerjesztő mágneses tér irányával megegyező növekedést eredményez (**magnetostrikció**). Ha a B mágneses térerősséget ultrahang-frekvenciásan változtatjuk a gerjesztő tekercsen áthajtott árammal, a ferromágneses anyagban nyomáshullámok keletkeznek. Tiszta váltakozó-áramú gerjesztéskor a nyomáshullám frekvenciája kétszerese a gerjesztő áramnak, egyirányú (előmágnesezett) gerjesztéskor pedig megegyezik vele.

Megjegyzés: a magnetostrikció megfordítható jelenség, azaz nyomásváltozással kikényszerített méretváltozás az anyagban a mágnesezettségre is hatással van (piezomágneses hatás).

Az ilyen elven működő hangforrásokkal kb. 100kHz frekvenciáig állítanak elő ultrahangokat. A magnetostrikció elvén működő ultrahang előállítás széles körben használják, pl. anyagvizsgálatokra. Humán célú ultrahangvizsgálatokra azonban a jobb felbontóképesség érdekében inkább a nagyobb frekvenciákon (alapharmonikusban 20MHz-ig) működő piezoelektromos átalakítókat alkalmazzák, így a magnetostrikció elvén működő generátorok felépítését, működését itt részletesen nem tárgyaljuk.

Elasztikus szigetelőanyagokban a Coulomb-erő elvén működő (**elektrostrikciós**) átalakítást hozhatunk létre. Ha az anyag két oldalán, pl. a kondenzátorhatás elvén a feszültség változtatásával a felhalmozott töltést - ezzel együtt a villamos teret is - változtatjuk, ez a két fegyverzet között változó erőhatással jár ($F = qE$), ami az elasztikus anyag méretváltozásából adódóan az anyagban, és ha az egyik fegyverzetet rögzítjük, a másik felületén is nyomáshullámot eredményez. Miután a felhalmozott töltés polaritásváltozásával egyidejűleg a térerősség is polaritást vált, a méretváltozás itt sem függ a gerjesztés polaritásától.

Egyes alacsonyabb szimmetriafokú, anizotróp szigetelő kristályok és mesterséges kerámiák a gyakorlat számára jól hasznosítható elektromechanikai tulajdonságokkal rendelkeznek. Bennük megfelelő módon kikényszerített – azaz megfelelő irányú és jellegű (általában nyomó vagy nyíró) – mechanikus feszültség hatására kitüntetett irányokban külső

tér nélküli felületi töltésmegosztás (polarizáció) keletkezik. A jelenséget piezoelektromos hatásnak nevezzük.

A jelenség megfordítható. Ha töltéseket viszünk az említett felületekre, azaz villamos teret létesítünk, ez a kitüntetett irányokban deformációt eredményez (fordított piezoelektromos hatás).

Az utóbbi folyamat mechanikus rezgéskeltésre, az előbbi pedig a rezgések villamos jelként való detektálására alkalmas. Mind két jelenség polaritásérzékeny, azaz a mechanikus és a villamos hatás egyidejűleg vált irányt illetve polaritást, így ez a jelenség előjelfüggő.

Az ultrahangtechnikában kiemelt jelentősége miatt a piezoelektromos folyamatokat a következőkben részletesen is megvizsgáljuk.

3.3.1 A piezoelektromos hatás

A *piezoelektromos hatás* a szilárd szigetelőanyagok tulajdonsága. Kapcsolatot teremt az anyagban a mechanikus és az elektromos jellemzők között. Egy anyag adott állapotában a saját vagy az indukált polarizáció esetleg a kettő együttesen hat.

Ez a polarizáció megváltozik, ha a deformálható szilárd anyag T mechanikus feszültségnek (például nyomásnak, húzásnak) van kitéve.

Ennek következtében a felületen a mechanikus feszültség hatására elektromos töltésmegosztás keletkezik (indukálódik).

Az így kialakuló járulékos D villamos eltolás (villamos fluxussűrűség):

$$D = d^p \cdot T.$$

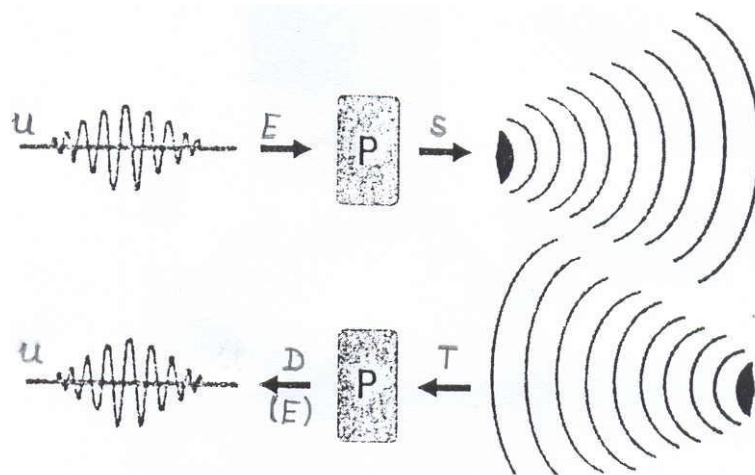
Ez a *közvetlen piezo-elektromos effektus*.

Ha feltételezzük, hogy a piezo-elektromos hatás lineáris, akkor fordítva egy E villamos térerősség hatására egy S deformáció jön létre. Ez a *fordított (reciprok) piezoelektromos hatás* az elektromos tér irányától függő megnyúlást vagy méretcsökkenést (elektrostrikció) eredményez, ami arányos a villamos térerősséggel:

$$S = d^p \cdot E.$$

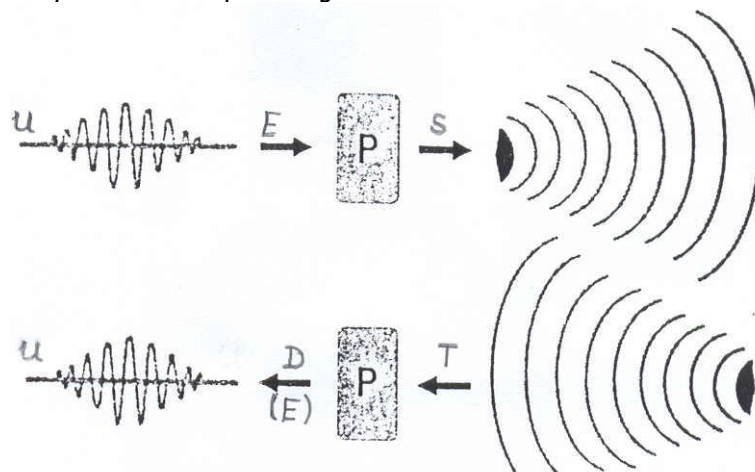
A d^p arányossági tényező a *piezoelektromos állandó*:

$$d^p = \frac{D}{T} = \frac{S}{E}$$



3.19. ábra

A kétirányú hatáson alapuló rezgéskeltés illetve érzékelés mechanizmusát a



3.19. ábra szemlélteti.

3.3.1.1 Dielektromos anizotrópia

Azokat a felépítésük szerint kristályos, szilárd anyagokat nevezzük anizotropnak, melyekben a dielektromos, az elasztomechanikus és a piezoelektromos tulajdonságok irányfüggők. Így az ilyen anyagokban például az előzőekben tárgyalt d^p piezoelektromos állandót nem lehet egyszerűen skalárként definiálni.

Kristályszimmetriai okokból legtöbbször egy meghatározott számú, irányfüggő piezoelektromos, dielektromos és elasztikus állandóval leírhatók a jelenségek. A piezoelektromos állapotegyenletek ekkor természetesen mártix egyenletek lesznek.

Szemléltetésképpen megadjuk egy α -kvarc (32-es kristályosztályú) és egy piezokerámia (a polarizációs tengelyt z irányúnak választva) elasztó-piezoelektromos-dielektromos mártixát:

az α -kvarcra:

$$\begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & -s_{14} & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{14} & -s_{14} & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 2s_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2s_{14} & 2(s_{11} - s_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_{11} & 0 & 0 \\ -d_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad S = s^E T + d^P E$$

$$\begin{bmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad D = d^P T + \varepsilon E$$

egy piezokerámiára:

$$\begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11} - s_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad S = s^E T + d^P E$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad D = d^P T + \varepsilon E$$

Az egyes d_{ik} piezoelektromos koeficiensek teremtik meg a kapcsolatot a közvetlen dielektromos hatást leíró mátrixegyenletben a mechanikus feszültség T_k komponense és a villamos eltolás D_i komponense között. Hasonlóan az inverz hatást leíró egyenletekben az E_i és az s_k között. Az általuk megadott egyenletekben ettől a szokások alapján azzal tértünk el, hogy az azonos nagyságú koeficienseket az inverz hatás egyenletében első előfordulási indexekkel tartottuk meg minden további esetben.

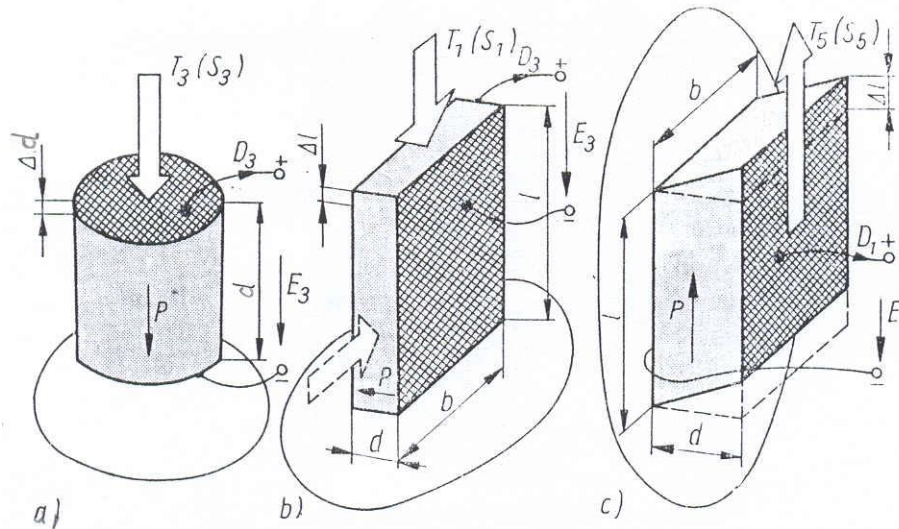
3.3.1.2 A piezoelektromos hatás fajtái piezokerámiákban

A *longitudinális hatás* azt fejezi ki, hogy a normál irányú mechanikus feszültség, egy vele párhuzamos – ugyancsak normál töltésmegosztást,

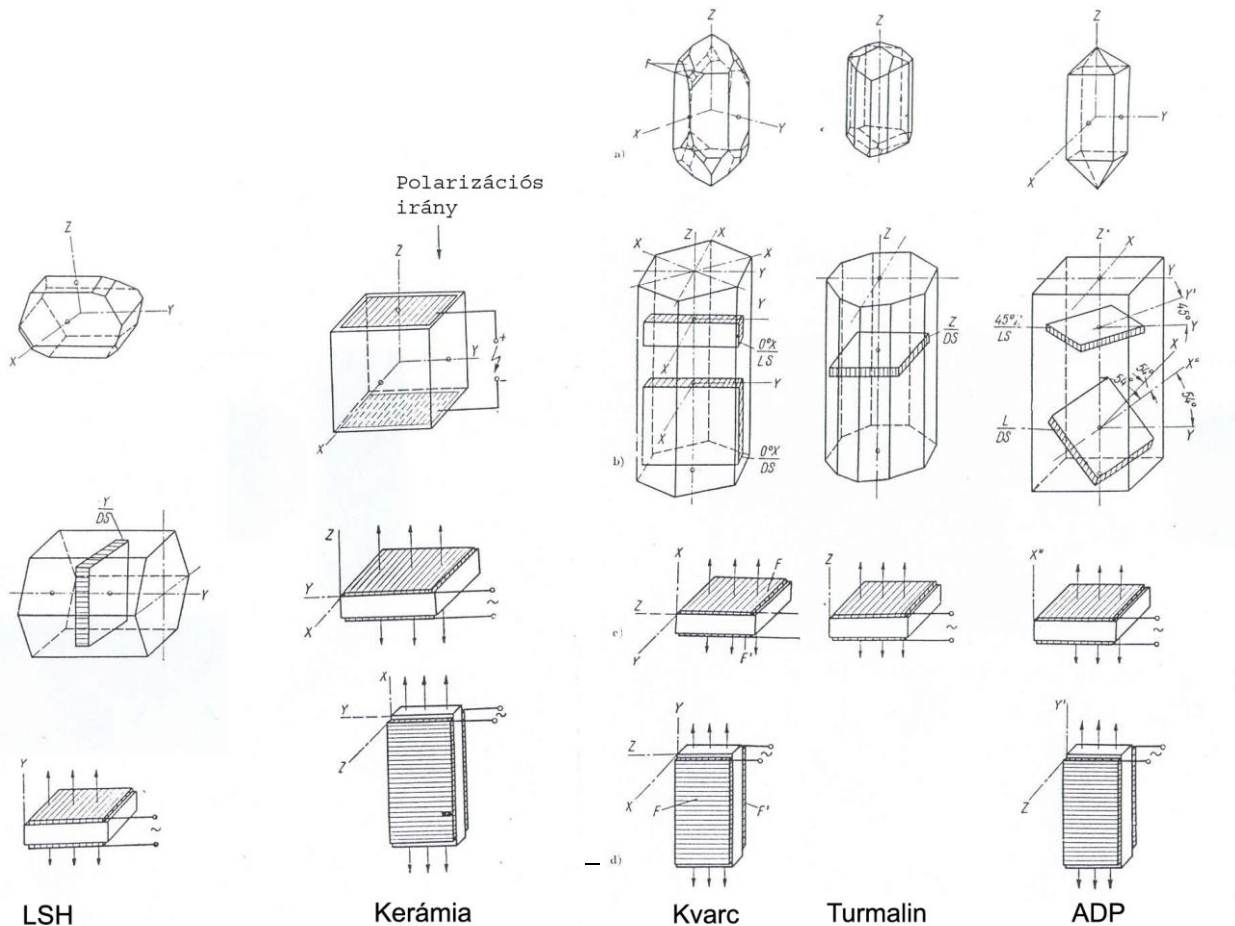
illetve ennek megfelelő irányú – villamos eltolást (elektromos fluxussűrűséget) indukál (3.20.-a ábra), azaz: $D_3 = d_{33} \cdot T_3$

A **transzverzális hatás** esetében a normál irányú mechanikus feszültség rá merőleges irányú villamos eltolást okoz (3.20.-b ábra), azaz: $D_3 = d_{31} \cdot T_1$ (illetve $D_3 = d_{31} \cdot T_2$).

A **nyíróhatás** esetében a töltésmegosztás illetve az eltolás merőleges a nyírás síkjára (3.20.-c ábra), azaz: $D_1 = d_{15} \cdot T_5$ (illetve $D_2 = d_{31} \cdot T_4$)



3.20. ábra



3.21. ábra

A

3.21. ábrán bemutatjuk néhány piezoelektromos kristály, illetve kerámia kristályformáját a metszési irányokat, és az azok figyelembevételével kialakítható, longitudinális hatást felhasználó vastagsági rezgőket, illetve – ahol ez lehetséges – a transzverzális hatást kihasználó hosszanti rezgőket.

A polarizáció d távolságú párhuzamos felületek között valósul meg. Ekkor a felületek közti rezgő d vastagságára merőlegesen kialakuló feszültség és térerősség kapcsolata:

$$E = U/d$$

Figyelembe véve, hogy $D_x = \epsilon_x \cdot E_x$, vastagsági rezgőre általában írható, hogy:

$$T_m = k_{mm} \cdot \frac{U_m}{d},$$

illetve hosszirányú rezgőkre:

$$T_m = k_{mn} \cdot \frac{U_n \cdot l}{d},$$

ahol k_{mm} és k_{mn} a rezgő anyagára jellemző állandók és d a rezgő vastagsága. A k_{xy} jellemző értékei példaként kvarckristályra és bárium-titanát piezokerámiára (3.2. táblázat):

<i>Anyag</i>	<i>vastagsági rezgő</i>	<i>hosszanti rezgő</i>
<i>α-kvarc</i>	$k_{11}=0.15\text{N/Vm}$	$k_{21}= -0.16\text{N/Vm}$
<i>Bárium-titanát</i>	$k_{33}=10\text{N/Vm}$	$k_{13}= -4.4\text{N/Vm}$

3.2. táblázat

Láthatóan, piezokerámiát felhasználva ugyanakkora mechanikus feszültség eléréséhez kisebb villamos feszültségre van szükség, ha a rezgő d vastagsága megegyezik.

3.3.1.3 A rezonátor (a rezgő kristály vagy kerámia) méretei

A rezonátor azon méretét, amelyik irányban a mechanikus feszültség fellép, azaz a méretváltozás keletkezik, a rezgési frekvencia szabja meg. Alapharmonikusan rezgő kristályra ez megegyezik a fél hullámhosszal, így vastagsági rezgőre $d = \lambda/2$, hosszanti rezgőre $l = \lambda/2$. A 200kHz-től 10MHz-ig terjedő felhasználási tartományt és a rezonátorban a terjedési sebességet figyelembe véve ennek mintegy 10mm és 0.2mm közötti mérettartomány felel meg. A nagyobb frekvenciákon a kicsire adódó méret miatt ezért nem alapharmonikus, hanem a harmadik felharmonikuson gerjesztik a rezonátort, így ott a lemez méret $3\lambda/2$.

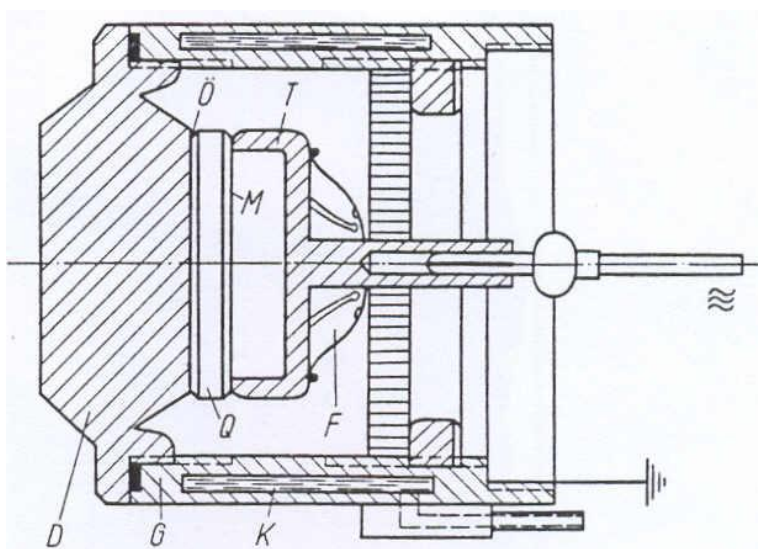
A vastagsági rezgő átmérőjét, hogy ott a gerjesztő térerősség közel a teljes keresztmetszetben párhuzamos legyen sokkal nagyobbra kell választania d vastagságánál; hasonló megfontolásból a hosszanti rezgőkre a vastagság $d \ll l$.

3.3.2 Műszaki kialakítás

A gyógyászatban a vizsgálófejek kialakítása a felhasználási területtől függően eltér. Erre még a későbbiekben visszatérünk. Egy egyszerű vastagsági rezgő vázlatos felépítése látható a b.)

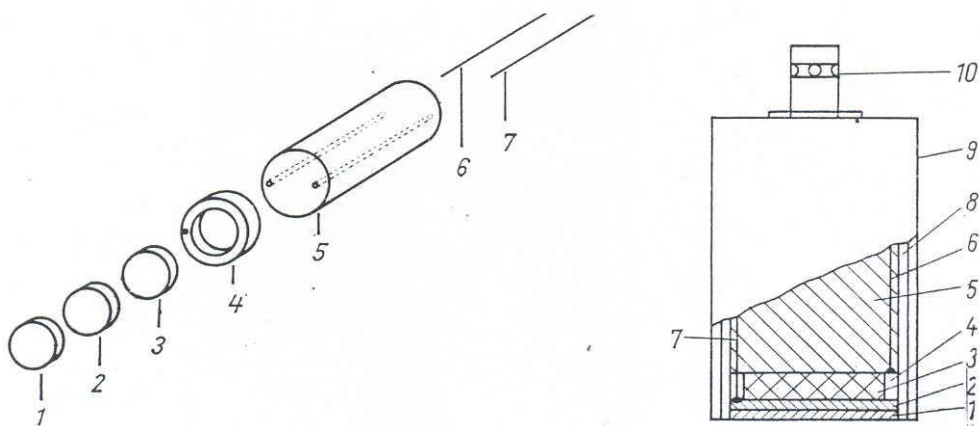
c.)

3.22. ábrán. Az a.) ábra egy kvarckristály rezgős elrendezést mutat, melyben a veszteségi teljesítmény elvezetésére vízűtést használnak, a b.) ábrán egy bárium-titanát kerámias rezgővel felépített fej vázlata látható. A kisebb

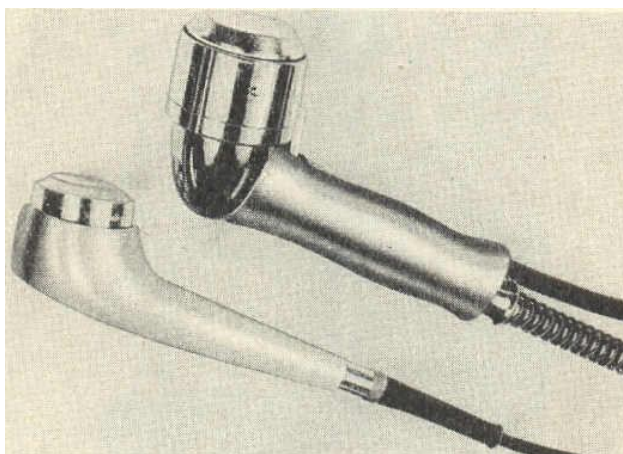


veszteségek miatt itt vízűtésre már nem volt szükség. A c.) ábrán a két vizsgálófej külső megjelenése látható.

a.)



b.)



c.)

3.22. ábra:

- a.) Q: kvarcrezgő, G: tömített ház, D: fémlap,
 O: olajfilm (csatolás), K: hűtővíz csatorna,
 M: felületi fémezés a kvarcon,
 T: elektródatányér, F: tányérrugó
- b.) 1: epoxigyanta lemez, 2: üveglemez, 3: kerámiarezgő,
 4: kontaktusgyűrű, 5: epoxigyanta tömb – fordított
 irányú csillapító réteg, 6,7: elektromos csatlakozó
 vezetékek, 8: oldalirányú csillapítócső, 9: burkolat,
 10: elektromos csatlakozás
- c.) Gyógyászati ultrahang fejek: kvarcrezgős fej (felül),
 kerámiarezgős fej (alul)

Az a.) ábra szerinti megoldásban a fémlap és az olajfilm az illesztő rétegek. A fordított irányú csillapítást a T elektródatányéron belüli levegőréteg biztosítja, melyben a tányér lefogó peremétől eltekintve a kristály szabadon mozog.

A b.) ábra hasonló felépítésű, de itt vízűtésre a kisebb veszteségek miatt nincs szükség, így kecsesebb, flexibilisebb hozzávezetésű fejet lehet megvalósítani (c. ábra, alsó kép).

Az a.) képen, miután az olaj hullámimpedanciája mind a rezgőkvarcénál, mind a fémlemezekénél nagyságrenddel kisebb, a lemezhatás érvényesül. Hasonló a helyzet a fémlemezre, aminek a hullámimpedanciája viszont nagyobb, mint az egymáshoz képest közeli hullámimpedanciájú olajé és az emberi test felé illesztő krémé illetve a lágy szöveteké. Így mindkét illesztőt $n \cdot \lambda / 2$ vastagságúra kell választani. Fordított irányban az átvezetést az elektródatányérba zárt kis hullámimpedanciájú levegő csillapítja, aminek a hatását még a rétegvastagság $(2n + 1) \cdot \lambda / 4$ -es választásával lehet javítani.

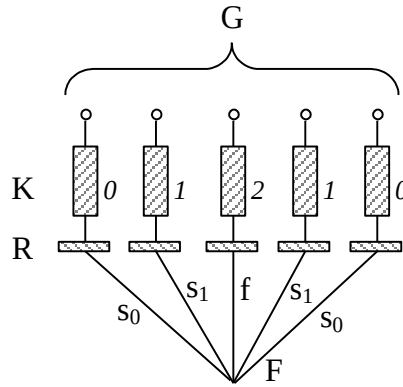
A b.) ábra szerinti elrendezésben viszont a rezgő kerámia – üveglemez – epoxigyanta – emberi szövet elrendezés monotonan csökkenő hullámimpedanciájú, így szabályos illesztés valósul meg, azaz a jó átvezetés érdekében mind az üveglemezt, mind az epoxigyantát $n \cdot \lambda / 4$ vastagságúra kell választani. Fordított irányban a kerámia – epoxigyanta – levegő elrendezés hasonló tulajdonságú, ezért miután erre csillapítani kell, az epoxigyantát $n \cdot \lambda / 2$ -re választják. Emellett itt az 5. réteg vastagsága miatti abszorpció is erősen csillapít.

3.3.2.1 Többrezgős (kombinált) fejek

Egyetlen rezgővel kibocsátott impulzus segítségével – kellő fókuszálással – sugár irányban jó felbontású egydimenziós kép készíthető. Ha a fejet mozgatjuk adott (pl. x) irányban, és minden Δx elmozdulásra készítünk egy egydimenziós felvételt, ezeket összerakva egy x irányú metszet (kétdimenziós kép) állítható elő.

A fej mozgatása elkerülhető, ha a fej x irányban Δx távolságonként független rezgőket tartalmaz. Az így előállított fejjel a rezgők egymás utáni gerjesztése az egy rezgő Δx -enkénti elmozdulásával egyenértékű, tehát közvetlenül kétdimenziós kép alkotható vele.

Az elmondottakon kívül a többrezgős fej úgynevezett *dinamikus fókuszálásra* is alkalmas. Az eljárás elve a 3.23. ábrán található. Ekkor nemcsak a vizsgálat tengelyébe eső 2-es rezgőt gerjesztjük, hanem tőle jobbra és balra is ugyanennyit (az ábrán például kettőt).



3.23. ábra: G: gerjesztőimpulzus, K: késleltető tag (vagy művonal),
R: rezgő (hangforrás), f: fókusztávolság, s_x : nem tengelyirányú
rezgők távolsága a fókuszról

A fókusztávolság érdekében a fókuszról legtávolabbi rezgők (s_0 távolságú) és a legközelebbi rezgők útkülönbségének megtételéhez szükséges idővel a közelebbi rezgők jeleit késleltetni kell. Így ha az s_0 távolságú rezgőre $\Delta t_0 = 0$, akkor az s_1 távolságúakra ez

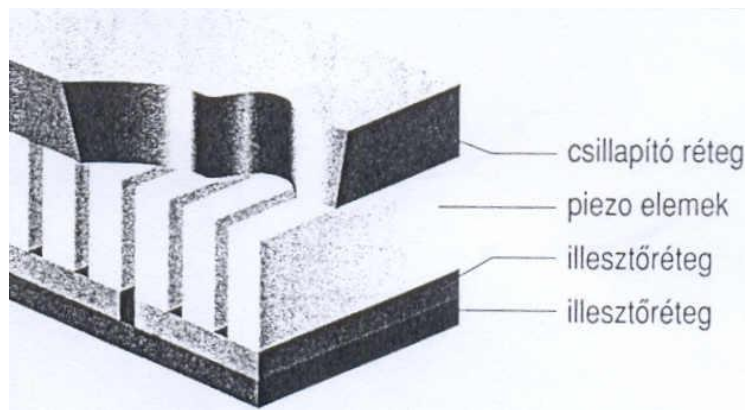
$$\Delta t_1 = \frac{s_0 - s_1}{c},$$

míg a fókusz tengelyében lévőre:

$$\Delta t_2 = \frac{s_0 - f}{c}.$$

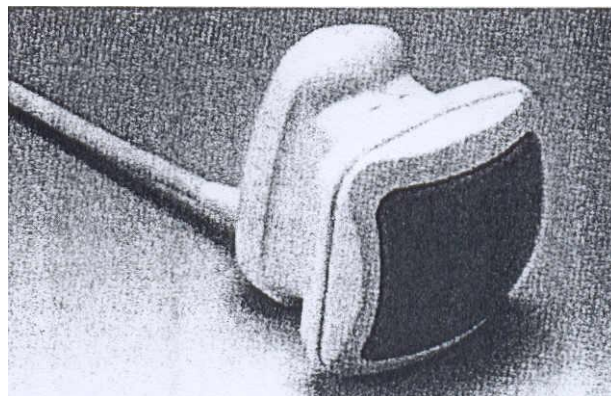
A visszavert hullámok ugyanilyen útkülönbséggel érkeznek, így vételi irányban is azonos módon kell a jeleket késleltetni, hogy összegezhetőek legyenek. Az echó idejéből a fókusz tengelyében mért távolság számításához a késleltetések miatt ekkor természetesen a $\lambda \cdot \Delta t_2$ időt le kell vonni. Ilyenkor a fókusz x irányú mozgásának természetesen a gerjesztett csoportok egy-egy rezgővel való folyamatos továbbléptetése felel meg. A fókusztávolság (f) változtatása a csoporton belüli Δt_x késleltetések megfelelő megválasztásával érhető el. Miután a rezgők mechanikai mozgására nincs szükség, a fókusz elektronikusan gyorsan mozgatható, így az eljárás kétdimenziós (2D) kép *valós idejű* (real-time) előállítására alkalmas.

Egy többrezgős fej (transzducer) vázlatos felépítését a 3.24. ábra mutatja:



3.24. ábra

Az ultrahang segítségével természetesen háromdimenziós (3D) kép is előállítható. Ehhez egy vonal mentén (x irányban) elhelyezett sokrezgős egységet egy-egy metszeti kép elkészítése után az erre merőleges z irányba kell léptetni. Az így elkészített x-y metszeti képek z irányú összerendelésével háromdimenziós kép áll elő. A mozgatót, hogy a kép léptékhelyes legyen, általában a 3D-s transzducerbe épített léptetőmotorral végzik. A 3.25. ábrán egy 3D-s transzducer látható.



3.25. ábra

Elvben a rezgők x-z síkban való kétdimenziós elrendezésével és megfelelő vezérléssel léptető motor nélkül, gyors (real-time) 3D-s képalkotás is elképzelhető. Ezt azonban a viszonylagos bonyolultsága miatt tudásunk szerint napjainkban még nem alkalmazzák.

Alkalmazzák viszont a képpontok 3D tömbként (mátrixként) való letöltését. Az így tárolt képpontokból nemcsak a háromdimenziós kép állítható vissza, hanem a megfelelő képpontok kiválasztásával és összerendelésével tetszőleges metszeti kép is készíthető.

3.3.2.2 Az ultrahang-érzékelők (vevők)

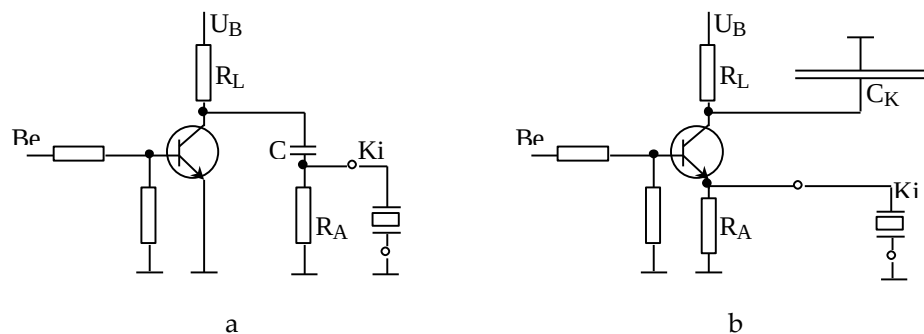
Felépítésük szerint lehetnek:

- adóval (rezgés-keltővel) egybeépítettek
- külön egységek

A humán célú ultrahangvizsgálatra alkalmazott készülékekben az adó és a vevő mindig közös fejbe (szondába) van beépítve. Impulzusüzemű vizsgálófejekben általában ugyanaz a piezoelem betölti a rezgő és a vevő szerepét is. Folyamatos üzemű vizsgálatoknál (CW doppler) a jelek gerjesztésére és felfogására értelemszerűen külön piezokristály szolgál közös fejben egybeépítve.

3.3.2.3 Az ultrahang gerjesztéséhez használt elektronikus egységek

Az elektronikus egységek, melyek a piezoelemekben a mechanikus rezgések kiváltására szolgálnak felépítés és elemválaszték tekintetében is sokfélék, ezért itt csak szemléltetésképpen mutatunk be az egyes ultrahangtípusok előállítására alkalmas egy-egy megoldást.



3.26.-a) és b) ábra

Egydimenziós képek előállításához egyedi ultrahang-impulzusok alkalmazása is megfelelő lehet. Erre alkalmasak pl. a 3.26. a.) és b.) ábrákon látható tranzisztoros impulzusgenerátorok.

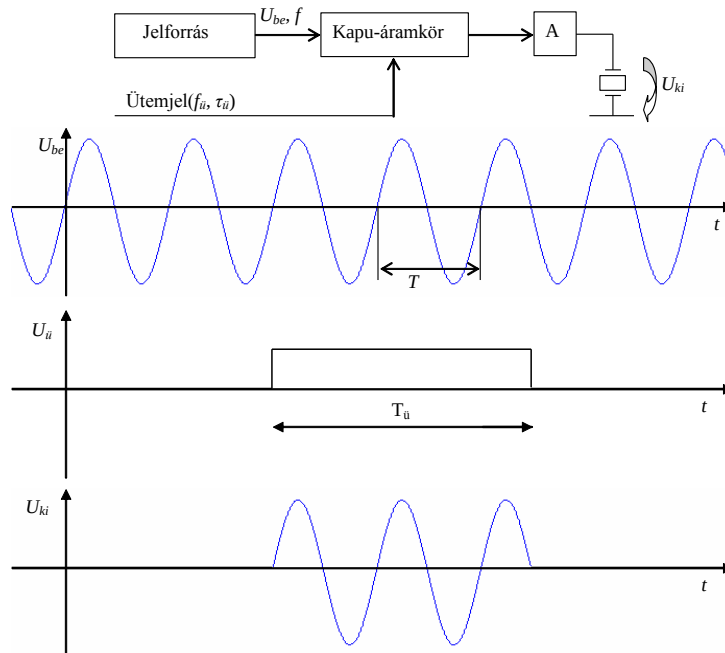
Mindkét kapcsolás hasonló elven működik. A kapcsolásokban $R_L \gg R_A$. Impulzusszünetekben (kikapcsolt tranzisztor) a C kondenzátor illetve a C_K töltőkábel kapacitás az $R_L - R_A$ illetve az R_L elemen át töltődik. A tranzisztor bekapcsolásakor a kondenzátor illetve a kábelkapacitás rásül az a kimenetre ($R_A \times$ piezokristály) és ott az $R_A - C$ (C_K) elemek által meghatározott időállandójú impulzust generál. Az impulzusamplitúdót a

tápfeszültség (U_B) szabja meg, amely 100 - 1000V nagyságrendű. Az időállandó a b.) változatban a kábelhosszal változtatható. A szokásos nagyságrendje $\tau = 10 - 100\text{ns}$.

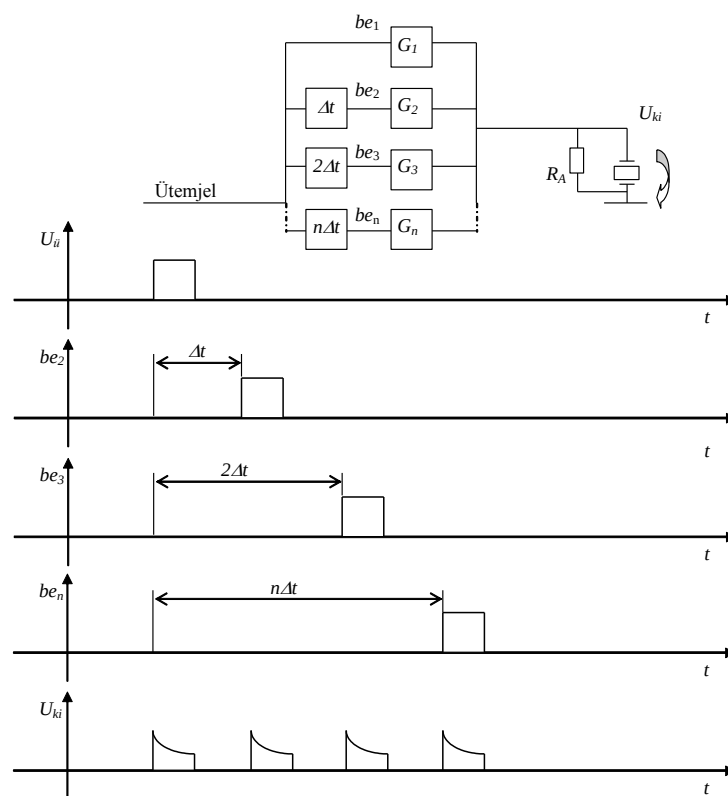
A humán célú vizsgálóberendezésekben használt impulzuscsomagok 1-15MHz frekvenciatartományúak, 1-2 μs szélesek, és ismétlési gyakoriságuk a 0.3-10kHz tartományba esik. Az impulzusteljesítmény kW nagyságrendű, de a viszonylag kis ismétlési gyakoriság miatt az átlagteljesítmény a néhány W nagyságrendjébe esik.

Impulzuscsomag előállítására a 3.27. ábra mutat két példát. Az a.) ábra szerinti megoldásban a folyamatos kimenő-feszültségű jelforrás feszültségét az ütemjel ismétlődési gyakoriságán (f_{ii}) belül a τ_{ii} ütemjel időállandónak megfelelő ideig kikapuzzuk. Ez a kapuzott jel a végerősítő (tipikusan egy ellenütemű B vagy C osztályú fokozat) bemenetét vezérli, amelynek a kimenete közvetlenül a piezoelemet táplálja.

A b.) ábra szerinti elrendezésben az ütemjel kisebb mint a kimeneti jel (az ultrahang) periódusideje. Ezeket a jeleket a periódusidőnek megfelelő $\Delta t = T$ egész számú többszöröseinek megfelelő növekvő értékkel késleltetjük. A kimenetek táplálják az egyetlen impulzus előállítására alkalmas, már megismert generátorokat ($G_1, \dots, G_n$), amelyek kimenetei a közös piezokristályt gerjesztik.



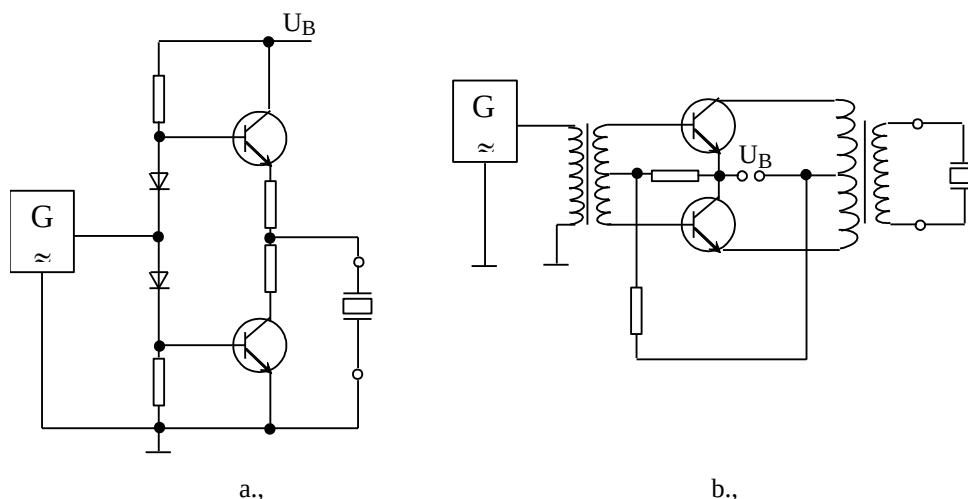
a.,



b.,

3.27. ábra

Folyamatos piezo-gerjesztőfeszültség előállítható egyszerűen ellenütemű végerősítővel (3.28. a.) ábra). Ha nagy kimeneti feszültségre van szükség, kisebb feszültségű erősítő alkatrészek használhatósága érdekében transzformátoros leválasztás alkalmazható, mellyel az U_B tápfeszültséghez képest a szükséges feszültségnövelés az áttétel megválasztásával megvalósítható. Ekkor - hogy biztonsággal a vezérlőjel se tartalmazzon DC összetevőt – gyakran az erősítendő bemeneti jelet is transzformátorosan csatolják. (3.28. b.) ábra).

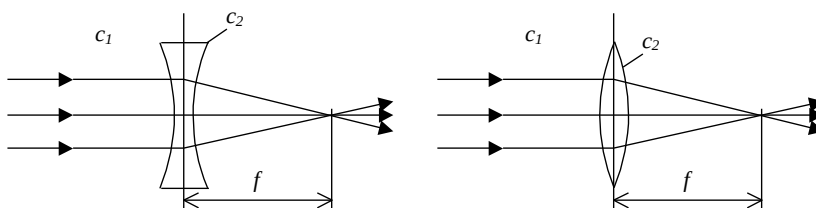


3.28.ábra

3.3.2.4 Ultrahang fókuszálása és döntése (ferdítése)

A jó oldalirányú (laterális) felbontás elérése érdekében az ultrahangnyalábot legalább a vizsgálat tartományában, keskeny sávban kell tartani. Ez a sugárnyaláb fókuszálásával érhető el.

Az egyetlen vastagsági rezgőt (általában piezokerámia tárcsát) tartalmazó vizsgálófejet felhasználó készülékekben a kibocsátott, közel párhuzamos ultrahangnyaláb fókuszálását általában akusztikus műanyag lencsékkel valósítják meg (3.29. ábra). Az átvezetett hullámra megismert törési törvény értelmében a sugarak összegyűjtése, ha a lencse anyagában a terjedési sebesség nagyobb, mint a környező hangtérben ($c_1 > c_2$) konkáv, ellenkező esetben ($c_2 < c_1$) konvex lencse segítségével valósítható meg.



3.29. ábra

A fókuszálás természetesen csak az úgynevezett közel-térben (ahol a koherens hangnyaláb még párhuzamosnak tekinthető) valósítható meg. Miután a lencsék fókusztávolsága fix, különböző mélységekben a jó felbontás csak a különböző fókusztávolságú vizsgálófejek (transzducerek) cseréjével valósítható meg. Az is nyilvánvaló, hogy ha a fókuszálást a felszínhez közelítjük (a fókusztávolságot csökkentjük), akkor a mélységi (axiális) felbontás a fókuszon túl a növekvő mértékű divergencia miatt romlik.

Multielemes transzducerekben a fókuszálást elektronikus úton különböző távolságokra lehet megvalósítani. Ez megoldható lépcsőzetesen, az egy ütemben gerjesztett piezoelemek számának változtatásával. Közelre ekkor több szeletkét (pl. 9) gerjesztenek egyidejűleg, ami nagyobb szélső–középső rezgőtávolságnak felel meg, a fókusz távolításához pedig egyre kevesebb (pl. 7 majd 5) szeletkét, ami csökkenő szélső–középső rezgőtávolságot eredményez. Ekkor alkalmazható a már megismert dinamikus fókuszálás is, amikor szintén több elemet gerjesztenek egyszerre, de a középső elemek gerjesztését a fókusz-távolság függvényében késleltetik a szélsőkhöz képest.

A legmodernebb készülékekben már a mélység függvényében az elemek gerjesztési amplitúdóját is változtatják. Így a felületi intenzitás növelésével a csillapítás ellenére is lehet viszonylag nagy mélységekből is jó echókat kapni. Miután közeli fókuszálásnál, mint láttuk a sávszélesség romlik, gyakran a felszínhez közeli részek vizsgálatához a test és a transzducer közé a testtel közel azonos akusztikus impedanciájú közeget helyeznek, hogy ezáltal nagyobb fókusz-távolsággal lehessen dolgozni. A jó axiális felbontáshoz természetesen nemcsak a sugárnyaláb viszonylag hosszú összetartását vagy dinamikus fókuszálását kell megvalósítani, hanem rövid impulzusokkal is kell dolgozni.

Az ultrahangnyaláb döntése multielemes transzducerekben valósítható meg oly módon, hogy a döntési tartományban a piezoszeletkéket gerjesztését a döntés szögének mértékében lineárisan késleltetik.

3.4 Jelfeldolgozási eljárások

3.4.1 A jelek előfeldolgozása (preprocessing):

Azok a jelformáló eljárások sorolhatók ide, amelyeket a kép keletkezése előtt lehet elvégezni. Ezek a következők:

- a burkológörbék előállítása
- a képmélység beállítása
- a közeli és távoli echó-amplitúdók beállítása (near gain, far gain)
- az átlagos (össz-) erősítés beállítása (gain)
- az időfüggő erősítés (TGC) beállítása a csillapítás hatásának csökkentése érdekében

- a kontraszt növelése az echók kezdő élének erősítésnövelésével, azaz meredekebbé tételével (edge enhancement)
- a léptékek megválasztása (a zoom beállítása)

A különböző szervek vizsgálatához ezek beállítását a gyártó által kiadott kézikönyvek segítik elő. A beteg egyéni méreteire jellemző egyedi korrekciókat ehhez képest természetesen el kell végezni, ami felhasználói gyakorlatot igényel.

3.4.2 A jelek utófeldolgozása (postprocessing)

Az információhordozók (film, fotópapír, mágnesszalag) és nem utolsósorban az emberi szem, csak korlátozott számú fényességi illetve szürkességi fokozatot tudnak megkülönböztetni. Például a szem a fehér és fekete között csak mintegy 16-20 fokozat megkülönböztetésére képes. A készülékek által megkülönböztetett echó-amplitúdó fokozatok száma legalább 64. Ezért sok esetben a részletgazdagság növelése érdekében célszerű ezek közül valamilyen eljárással egy a szem által megkülönböztethető pl. 16-os szegmenst kiválasztani, és ezt a teljes szürkességi skálára kivetíteni. A felkínált eljárásokat a gépek általában piktogramokon szemléltetik, melyeknek vízszintes tengelye az echó-amplitúdó fokozatoknak (pl. 0-tól 63-ig), függőleges tengelye pedig a monitor százalékos fényességi tartományának felel meg.

A jellemzően felkínált eljárások és piktogramjaik:

3.4.2.1 A *lineáris postprocessing*

A leggyakrabban használt és a vizsgálatok kezdéséhez ajánlott gamma-görbe, melynél mind a 64 echóamplitúdó-fokozathoz az ernyőfény azonos lépcsői tartoznak. Az összefüggés lineáris, egyenletes. Nincsenek "kivételezett" amplitúdócsoporthoz.

3.4.2.2 Az *alulról homorú gamma-görbe*

Beállításakor a kis echóamplitúdókhoz az ernyőfény nagyobb tartománya tartozik, így kis amplitúdó-fokozatokhoz a fényesség jobban megkülönböztethető, nagyobb lépcsői tartoznak. A nagy echóknak- bár a fényesség nagy- sokkal kisebb fényességi különbségek felelnek meg. Ez a hatás a gamma-érték növelésével több fokozatban egészen extrém

beállításokig fokozható. A beállított aktuális gamma-érték az ernyőn számszerűen is megjelenik.

3.4.2.3 Az alulról domború gamma-görbe

Beállítása a gamma-érték ellenkező irányú változtatásával érhető el. Ekkor a kis echóamplitúdók alig megkülönböztethetően egyforma sötétek, míg a nagy echóamplitúdók jobban megkülönböztetve, nagyobb fényességi különbségekkel jelennek meg.

3.4.2.4 A redukált lineáris postprocessing

A saturation (telítés) nyomógombjaival beállítható az az amplitúdófokozat, amelytől felfelé az összes amplitúdó különbség nélkül a maximális fénnel jelenik meg. A rejection (elnyomás) nyomógombjaival beállítható az az amplitúdófokozat, amelytől lefelé az összes amplitúdóhoz egyformán sötét az ernyő. A kettő közötti amplitúdókhoz a két szélsőérték között lineárisan változó fényerőértékek tartoznak. A saturation legalsó és a rejection legfelső fokozata számszerűen is megjelenik az ernyőn. Pl. S60 R10. Ekkor a 10-60. amplitúdófokozatok egy meredekebb lineáris összefüggés szerinti fényerőlépcsőkben jelennek meg, tehát itt a közepes tartományba eső echóamplitúdókat lehet könnyebben megkülönböztetni. A gamma-görbe lineáris tartománya annál meredekebb, minél kisebb az S, és minél nagyobb az R értéke.

3.4.2.5 Az ablak típusú postprocessing (windowing)

Két különböző meredekségű lineáris gamma-görbe kombinációja. Az echóamplitúdóknak kiválasztható egy közbülső tartománya, az úgynevezett ablak. Az ablak által kijelölt echóamplitúdók a lineáris processinghez képest nagyobb meredekséggel, míg az ablakon kívüliek annál kisebb meredekséggel előállított fényerőfokozatokban jeleníthetők meg.

Ha A_A és A_F az ablak által kijelölt alsó és felső, A_M pedig a megjeleníthető legnagyobb echóamplitúdó, γ_1 és γ_2 az ablakon kívüli és az ablakon belüli echóamplitúdókra vonatkozó meredekség, valamint I_{FM} a képernyő legnagyobb fényerőintenzitása, akkor az ablak teljes szélességében a lineáris átvitel megvalósíthatóságának feltétele:

$$\gamma_2 \cdot A_F \leq I_{FM},$$

míg a kétértékűség kizárásának feltétele:

$$\gamma_1 \cdot A_M \leq \gamma_2 A_A.$$

Így a meredekségek felső kirlátaira írható:

$$\gamma_{2\max} = \frac{I_{FM}}{A_F}, \gamma_{1\max} = \frac{I_{FM}}{A_F} \cdot \frac{A_A}{A_F}$$

Látható, hogy az ablakban elérhető meredekséget az ablakolt felső echóamplitúdó reciproka ($1/A_F$), míg az azon kívülit az also és felső echóamplitúdó aránya (A_A/A_F) korlátozza.

Az ismertetett, képminőséget befolyásoló paramétereket egyes készülékekben külön-külön manuálisan kell beállítani, más készülékekben a vizsgálandó szerv kijelölése, majd a transzducer megválasztása után automatika állítja be, esetleg felkínálja a kézi illetve automatikus beállítás kiválasztásának lehetőségét

3.4.3 Képtárolás

A diagnosztikai képeket általában egy 512 x 512 képelem (pixel) tárolására alkalmas, integrált áramkörökből felépített félvezetőtárban tárolják. Ebben a tárban az echók keletkezési helyét az egyes képpontok oszlop- sor koordinátái jellemzik, az echók amplitúdójának egy – pl. 0-63-ig terjedő – szám, a majdani szürke fokozat felel meg. Az egyes képpontokat vagy a készülék saját memóriájában vagy külső képadat hordozóban (pl. MOD, floppy) tárolják. A mindenkor kép tárból való kiolvasása folyamatosan és a beírástól, a kép felépítésének módjától teljesen függetlenül valósul meg. A *freeze* gombbal történő „megfagyasztás” egy új, megváltozott kép tárba írását akadályozza meg. A kép a tárból a tv-technika normáinak megfelelően olvasható ki (pl. CCIR; 50 félkép/s, 625 sor/kép stb.). Az így keletkező szabványos videojel jut a megfigyelő monitorba, a fotómonitorba, a multiformatkamerába, a videoprinterbe vagy a videomagnóba.

3.4.3.1 Interpolálás (*smoothing*)

A diagnosztikai képek kiértékelésénél rendkívül zavaró, ha a kép ritka, egymástól *elkülönülő* vonalakból áll. A gyakorlatban mindig több oszlopa van a tárnak, mint amennyi igazi, információt hordozó ultrahangvonal rendelkezésre áll. Több információt ugyan nem nyújt, de könnyebb kiértékelést tesz lehetővé az a *smoothing*-nak nevezett módszer, melynél két “valódi” ultrahangvonal közé (pl. A és B) interpoláció útján előállított oszlopokat iktatnak be, pl. a következő elvek szerint:

A, 0,5A+0,5B, B, vagy A, 0,75A+0,25B, 0,5A+0,5B, 0,25A+0,75B, B.

3.4.3.2 Korreláció (SCC = Scan Correlation)

Mivel általában szükség van a legkisebb echók által hordozott információkra is, elkerülhetetlen a nagy erősítés és így a képek zajossága nő (hangyaboly). A zaj *ellen* szolgál az a módszer, melynél minden egyes képpontban néhány időben megelőző és az aktuális szürke fokozat átlagának megfelelő fényerősség jelenik meg. Így kevesebb a zaj, kisebbek a pillanatnyi műtermékek és a kép lágyabb. Ez tehát egy időbeli átlagolás, mely gyorsan mozgó struktúrák vizsgálatakor már zavaróan elkenheti a képtartalmat, ezért átlagolást pl. kardiológiai vizsgálatoknál az SCC- gombbal célszerű kikapcsolni.

3.4.4 Kiegészítő szolgáltatások

A *távolság* és a terület mérése: pontosságát a terjedési sebesség közegenkénti eltérése befolyásolja. Homogén közegben nagyobb pontosság érhető el.

A terület és térfogat meghatározása: pontosságát a távolságmérés pontosságán *túl* a dimenzióként fellépő hibák összegződése illetve a kiértékelő algoritmus pontossága is korlátozza.

A hisztogram készítése: egy, a vizsgáló által körülírt területen az echóamplitúdók gyakoriságát tükröző diagramot állít elő.

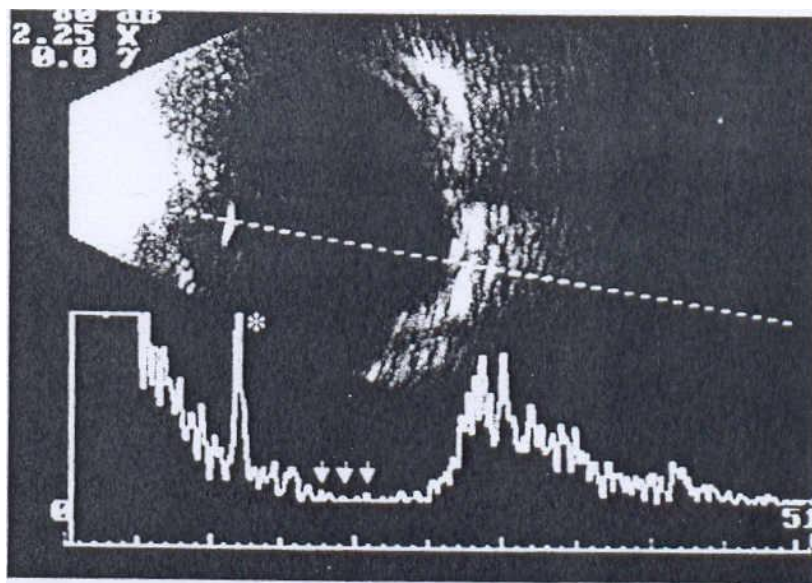
3.5 Ultrahangdiagnosztikai készülékekkel megvalósítható üzemmódok

Az itt felsorolt üzemmódok összefoglaló, rendszerező jellegűek. A hozzájuk tartozó fizikai folyamatokat már megismertük. Az egyes készülékek az itt felsoroltak közül- az alkalmazási célnak megfelelően- csak meghatározott típusúakat tudnak megvalósítani.

3.5.1 A-mód (amplitúdó- mód)

Az echók ábrázolásának legegyszerűbb formája az „A-scop”. A készülék egyetlen ultrahangnyalábot bocsát a szövetekbe. A határfelületeken létrejövő visszaverődést olyan oszcilloszkópon jeleníti meg, melyen a vízszintes tengely a vizsgált szövetben mért

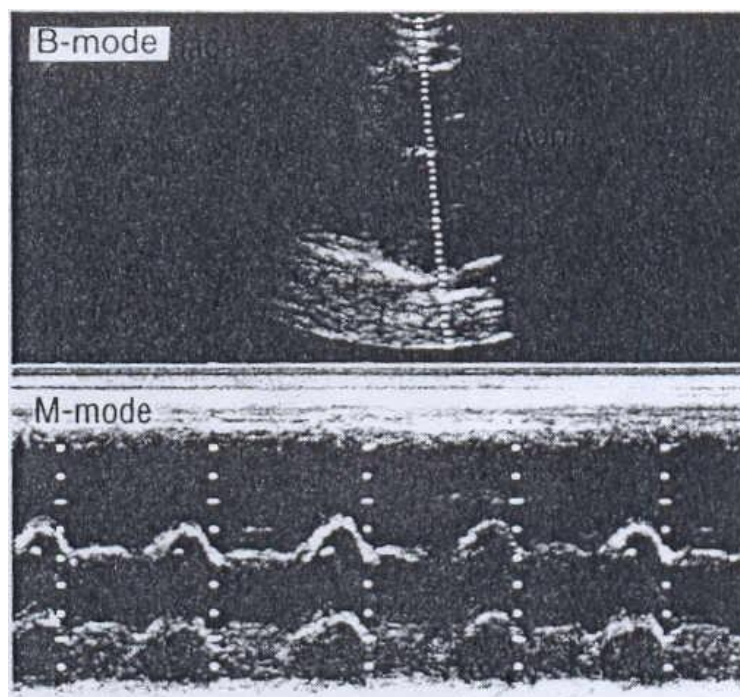
mélységnek, a függőleges tengely az echók amplitúdójának felel meg. Ma már csak a szemészetben használnak ilyen csupán A-módban üzemeltethető berendezéseket. A scannelés a transzducerek mozgatásával valósul meg. Tiszta folyadékban vagy homogén közegben (pl. az üvegtestben) nem keletkezik reflexió, itt tehát nincsenek amplitúdók. A tumor, a bevérzés változó nagyságú amplitúdók megjelenésével járnak. A módszer előnye, hogy rendkívül pontos távolságmérések végezhetők vele. A 3.30. ábrán bemutatott kép alsó részén egy szemről készült A-módú görbe látható, amely a felső részen található B-módú felvételen a szaggatott vonallal kijelölt egyetlen ultrahangnyaláb mentén készült. A szemlencse nagy reflexiót eredményez (*), az üvegtestben nincs visszaverődés (nyilak).



3.30. ábra. A-módú ultrahangvizsgálati kép [3.4.]

3.5.2 M-mód (Motion-mód)

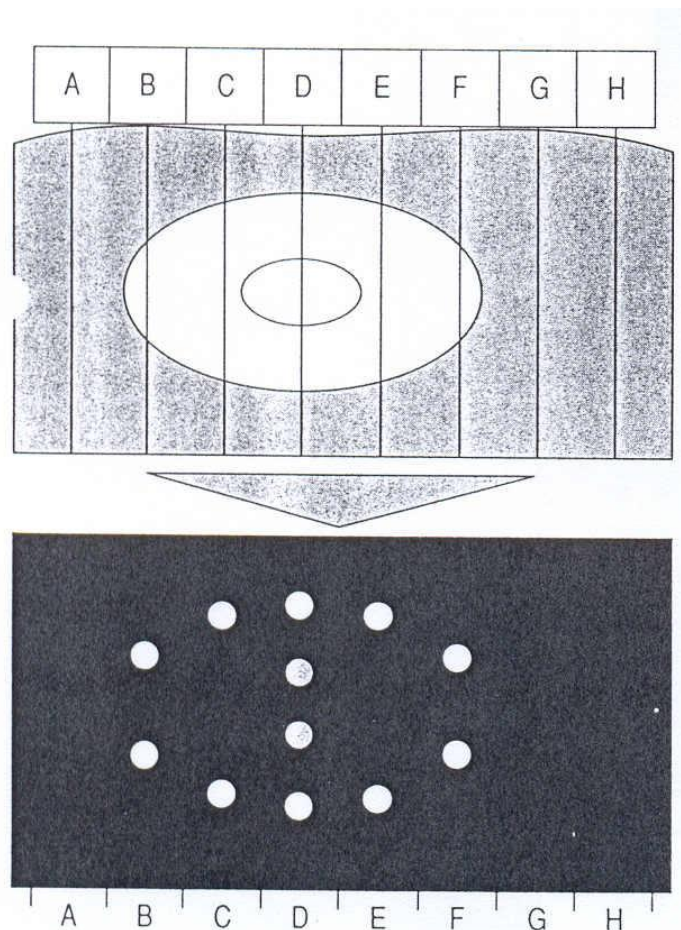
Lényegében egyetlen A-görbe időbeli változásait mutatja. Az M-kép függőleges tengelye a szövetben mért mélységnek, a vízszintes az időnek felel meg. Az echóknak megfelelően azonban nem amplitúdók, hanem fényes pontok jelennek meg, melyek, ha mozgó struktúráktól származnak, egy, a mozgásnak megfelelő görbét rajzolnak az időtengely felett. Az M-móddal egyidejűleg egy B-módú képen ki lehet választani azt a - transzducer egyetlen ultrahangnyalábjának megfelelő - vonalat, amelyből származó visszaverődések időbeli változásait mutatja az M-kép (3.31. ábra). Ez a módszer a kardiológiában használatos.



3.31. ábra. M-módú ultrahangvizsgálati kép aortáról..[3.8.]

3.5.3 B-mód (Brightness-mód)

A legáltalánosabban használt leképezési mód. Lényege, hogy a fentiektől eltérően nem egyetlen, hanem egy sor ultrahangnyalábot juttatunk a szövetekbe. Egy ultrahangnyaláb sor kétféleképpen keletkezhet: vagy egyetlen piezoelektromos kristályt mechanikusan mozgatunk, vagy egy piezoelektromos kristály sort alkalmazunk, és ezeket különböző időben gerjesztjük. A reflexióknak megfelelően fényességi pontok jelennek meg (lásd 3.32. ábrát). Ha az ultrahangnyaláb nagyobb hányada verődik vissza, az fényesebb pontot, kisebb reflexió kevésbé fényes pontot eredményez. Ha a különböző fényességű pontokat egy szürkeskálának feleltetjük meg, akkor azok a keletkezett képen a szürke különböző árnyalataiban jelennek meg. Az így létrehozott képet szokás „gray-scale” képnek is nevezni. A B-módú ultrahangkép egy olyan metszeti képnek felel meg, melynek felső része mindig a transzducerekhez közelebb eső struktúrákat, alsó része a távolabbiakat reprezentálja. Mivel egy, az ultrahangsorral kijelölt metszeti síkot ábrázol, kétdimenziós (2D) kép névvel is illetik.



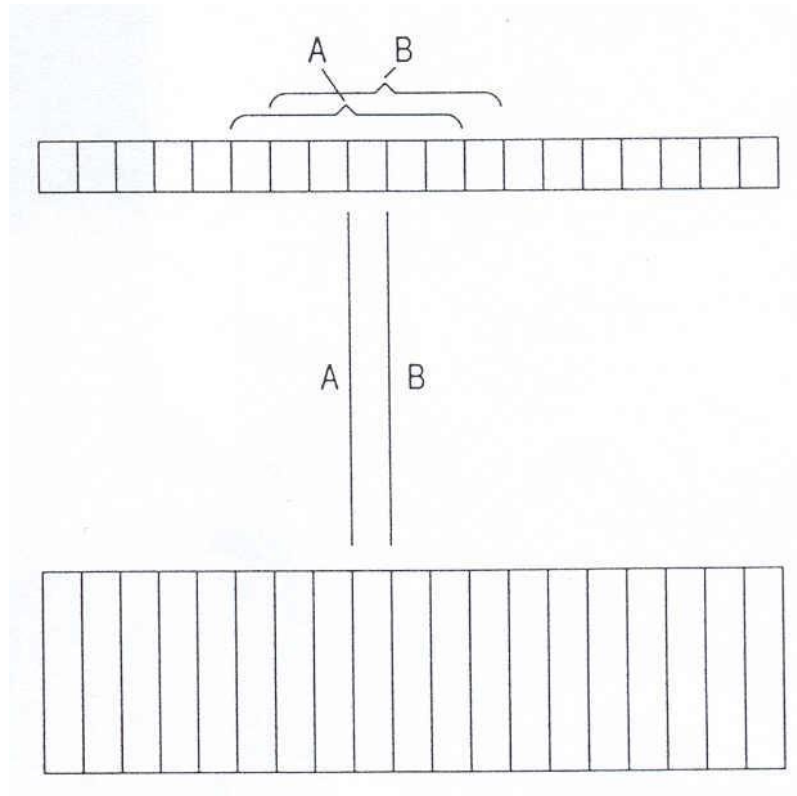
3.32. ábra. B-módú kép keletkezése.

A határfelületeken visszaverődés keletkezik, a reflexió nagyságának és helyének megfelelően a képernyőn fényes pont jelenik meg. [3.4.]

3.5.4 Real-time működés

A valós idejű (real time) üzemet a régi típusú berendezésekben a mechanikus szektorscannerek teszik lehetővé egyetlen piezokerámia forgatásával vagy periódikus billegtetésével (pásztázás). Az újabban viszonylag nagy számú (240-512 db) és igen keskeny (pl. 0,6mm) piezoelemet tartalmazó álló transzducerrel valósítják meg, amelyek a felhasználás jellegétől függően lehetnek lineáris, konvex vagy phased-array kivitelűek. Ekkor egyetlen ultrahangnyaláb előállításában és az echók vételében egyszerre mindig több (pl. 5-9) szeletke vesz részt (3.33. ábra). Ahhoz, hogy a real-time kép felépítéséhez szükséges sok (128-256) ábravonal a monitor ernyőjén megjelenjen, az ultrahangnyalábokat sorozatban ilyen szeletkecsoportok hozzák létre oly módon, hogy minden ábravonalhoz egy szeletkével továbbléptetik az aktív csoportot. Ha pl. az „első” ütemben az 1-9. Szeletkék kaptak gerjesztést, a „második” ütemben a 2-

10. Szeletke működik. Ily módon a teljes B-kép felépítéséhez vonalanként tulajdonképpen egy-egy A-görbe információtartalmát kell összegyűjteni és eltárolni. Mivel egy B-kép felépítése időigényes (1 fókusz esetén 4-5 msec) jó minőségű képet csak akkor lehet előállítani, ha a kimerevítés (freeze) előtt mind a transzducer, mind a beteg legalább 1sec-ig teljesen mozdulatlan.



3.33. ábra. A real-time működés szemléltetése.

Az ultrahangnyaláb szeletkecsoportok hozzák létre, minden ábravonalhoz egy szeletkével továbbléptetik az aktív csoportot. [3.4.]

3.6 A transzducerek fajtái

3.6.1 Linear-array transzducerek

A sík felület mentén elhelyezett piezoelemeket nevezzük linear-array-nek. A piezoelemek gerjesztése a transzducer egyik végétől a másikig meghatározott, azonos idő intervallumokban történik. A keletkező ultrahangnyalábok párhuzamosan haladnak a szövetekbe és a jelfeldolgozás is párhuzamos csatornában történik. A felületes lágyrészek és a vascularis vizsgálatok során alkalmazzák ezeket a vizsgálófejeket.

3.6.2 Konvex transzducerek

Működésük csak annyiban tér el a linear-array-től, hogy a piezoelemek egy hengerpalást mentén (pl. R:40mm, R:76mm) helyezkednek el, így jó minőségű szektorképet szolgáltatnak. Természetesen a hengerpalástból adódó útkülönbségeket az elektronikában a késleltetési időknél figyelembe veszik. A bordák, vagy a medencecsontok által fedett szervek segítségével könnyebben vizsgálhatók.

3.6.3 Phased-array

A phased-array transzducerek főként a kardiológiában használatos mozgó alkatrész nélküli, elektronikus szektor-scannerek. Sajátosságuk, hogy a szektorkép minden vonalának létrehozásánál valamennyi (pl. 64) szeletke részt vesz. (Ezért rögtön romlik a kép, ha nem teljes transzducerfelület fekszik fel a betegen). Egyrészt a szeletkéket gerjesztő adóimpulzusok késleltetésével fókuszálják a nyalábot, másrészt minden következő szektorvonalnál egy kissé eltérő lineáris függvény szerinti járulékos késleltetéssel változtatják a nyaláb irányát is. Ez utóbbival történik a szektor letapogatása. A kardiológiában terjedtek el azok a kisméretű (16 x 20mm) phased-array transzducerek, melyek az endoscopokhoz hasonlóan a nyelőcsőbe vezethetők (transoesophagealis ultrahangvizsgálat ©TEE®).

3.6.4 3D-transzducerek

A biztosan léptékhelyes ábrázolást azok a transzducerek teszik lehetővé, melyekben vagy egy mechanikus szektor, vagy egy konvex, vagy egy lineáris transzducert egy, a képfelépítés idejéhez igazodó léptetőmotor mozgat. Ez a technika háromdimenziós tömböket képez le, melyekből tetszés szerinti síkokból lehet kétdimenziós képet készíteni, akár az ultrahangnyalábra merőleges síkból is. A transzducerfrekvenciák itt is a szokásosak

IRODALOM

[3.1.] Dr. Antal János: Fizika I. második rész, Tankönyvkiadó Budapest, 1966. (kézirat, BME, Villamosmérnöki Kar:J5-479)

[3.2.] Dr. Giber János, Dr. Sólyom András, Dr. Kocsányi László: Fizika Mérnököknek I-II., Műegyetemi Kiadó, 1999. (compact disc, Multisort Kft.)

[3.3.] Dr. HArtai János: Fizika I., II. kötet, (kézirat, Miskolci Egyetem, J 46 605)

[3.4.] Dr. Harkányi Zoltán- Dr. Morvay Zita: Ultra Szonográfia, Minerva

[3.5.] J. Matauschek: Einführung in die Ultraschalltechnik, VEB Berlag Technik, Berlin, 1957., 1962.

[3.6.] Medison: Sonance 1500 (Service Training Note), 1993.

[3.7.] R. Millner (szerk.): Wissenspicher Ultraschalltechnik, VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1987.

[3.8.] P.E.S. Palmer: Manual of diagnostic ultrasound, World Health Organization, Geneva, 1995.

[3.9.] Tar Ferenc: Ultrahangfizika, Kohó és Gépipari Továbbképző és Módszertani Intézet, Budapest, 1982.

4. A MÁGNESES REZONANCIA (MR) ORVOSI ALKALMAZÁSA

4.1 Bevezető

A mágneses rezonancián alapuló vizsgálati eljárásoknak is előnyös tulajdonsága, hogy a vizsgálat során a páciens nincs ionizáló sugárzásnak kitéve. A felhasznált mágneses tér időben állandó, illetve rádiófrekvenciás impulzusokat tartalmazó összetevői jelenlegi ismereteink szerint az emberi szervezetre nincsenek káros hatással.

Ez is oka annak, hogy napjainkban a mágneses rezonancia elvét felhasználó eljárások, illetve az ezen elven működő készülékek az orvosi képzésben egyre nagyobb jelentőségre tesznek szert.

4.2 Történeti áttekintés

1946-ban *Bloch* és *Purcell* egymástól függetlenül kísérletileg kimutatta a mágneses magrezonancia (Nuclear Magnetic Resonance, NMR illetve röviden MR) tényét. E munkájuk elismeréseként 1952-ben fizikai Nobel-díjat kaptak. Ezzel a kísérlettel bizonyították a Pauli által már 1924-ben felállított atommagmodell létjogosultságát, mely szerint az atommagot alkotó elemi részecskéknél is – az atommagot körülvevő elektronokhoz hasonlóan – héjszerkezete van, melyben az elemi részek a pályamozgásból adódó pályaimpulzusmomentummal és perdülettel (spinnel) rendelkeznek.

Az ezt követő években nagy számú, a képalkotás szempontjából is fontos elvet fedeztek fel. 1950-ben *Hahn* leírta a spin-echo jelenséget. Az 50-es és a 60-as években – miután kiderült, hogy a mag mágneses rezonancia frekvenciája függ az őt körülvevő molekuláris környezettől (amibe beépül) – az eljárás kémiai összetétel vizsgálatára is alkalmassá vált.

Az ugyancsak Nobel-díjas *Ernst* 1966-ban az impulzus NMR spektroszkópia bevezetésével javította a mérési eljárás felhasználhatóságát. Módszerét, amely a Fourier-transzformáció felhasználását teszi szükségessé, a képalkotásban napjainkban is alkalmazzák.

1971-ben *Damadian* használta először az orvostechika területén az NMR technikát daganat identifikálására az ép szövetrészekről eltérő relaxációs

idők kimutatása alapján. Orvosi képalkotás céljára 1973-ban *Lauterbur* javasolta a spin-echo pulzusszekvencia alkalmazását. A *Mansfeld* által 1977-ben javasolt úgynevezett echo-planar-imaging (EPI) gyors képalkotást tesz lehetővé, és alkalmazása a legkorszerűbb technikának számít.

Klinikai felhasználásra a 80-as évek elejétől készítenek mágneses rezonancia elvén működő készülékeket. A 2003. évi fizikai Nobel-díjat ismét a magnetorezonancia orvosi felhasználása területén elért eredmények elismeréseként osztották ki (a két díjazott: *Paul C. Lauterbur* és *Sir Peter Mansfield*).

4.3 Az eljárás fizikai alapja

Az atommagon belül az egyes nukleonok (protonok ill. neutronok) kötési energiáját vizsgálva azt tapasztalták, hogy ez nem egyforma. A 2, 8, 20, 28, 50 és 82 protont ill. neutront tartalmazó magok különösen stabilaknak (nagy kötési energiájúaknak) mutatkoztak. A jelenség hasonló az elektronburokban mutatkozó nemesgáz-konfigurációhoz, ahol az elektronburokban szintén nagy stabilitás mutatkozik.

Ezek a tények arra engedtek következtetni, hogy az atommagnak is az elektronburokhoz hasonló héjszerkezete lehet. Így megalkották az utóbbi analógiájára a mag héjmodelljét is. A héjmodell feltételezi, hogy a nukleonok is egy $V(r)$ gömbszimmetrikus potenciáltérben mozognak, ahol $V(r)$ a mag többi nukleonjának a kiszemelt nukleonra gyakorolt átlagos hatását adja meg.

A nukleonok energia-sajátértékei (a lehetséges energia-szintek) a potenciáltér közelítési pontosságán belül, itt is a Schrödinger egyenlettel határozhatók meg. Kvantummechanikai megfontolásokból adódik, hogy egy-egy héjon a Pauli elv értelmében hány proton illetve neutron foglalhat helyet. Az atommagok egymást követő lehetséges (kvantált) energiaszintjeit itt is kvantumszámokkal jelölik. Az első a héjra jellemző **főkvantumszám** (n), a második a pályaimpulzus-momentum nagyságától függő **mellékkvantumszám** (l), a harmadik az ennek és a spin eredőjeként kiadódó teljes impulzusmomentum kvantumszáma vagy más néven **eredő spinkvantumszám** (j).

A főkvantumszámot – az elektronhéjnál szokásos módon – az 1-től kezdődő pozitív egész számokkal jelölik. A mellékkvantumszámok már az elektronhéjnál megismerttől eltérően alakulnak. Lehetséges értékeik a $0 \leq l \leq n$ tartományba esnek úgy, hogy l ezen belül csak a páratlan értékeket veszi fel, ha n páros, és fordítva: csak a páros értékeket, ha n páratlan. Megjegyezzük, hogy a mellékkvantumszámok 0, 1, 2, 3, ... értékeit itt is

szokás az $s, p, d, f, \dots$ betűkkel jelölni. Figyelembevétel, hogy a saját spinhez a beállástól függően $\pm 1/2$ -es impulzuskvantum tartozik, a $j = l \pm 1/2$ értékre adódik.

A kvantáltság miatt egy-egy eredő spinkvantumszámhoz a $\pm j$ értékek közti, egymástól egységnyi értékkel eltérő pályabeállítás (szint) rendelhető, azaz ennyi $(2j+1=2l+2)$ proton ill. neutron foglalhat helyet.

Szemléltetésképpen a lehetséges nukleonértékek a harmadik héjig bezárólag a 4.1. táblázatban láthatóak.

Főkvantumszám (n)	Mellék-kvantumszám (l)	Eredő spin-kvantumszám (j)	Lehetséges pályabeállítások	Lehetséges nukleonszám		
1	0 (s)	+1/2 -1/2	$\pm 1/2$	2		
2	1 (p)	+1/2 +3/2	$\pm 1/2$ $\pm 3/2, \pm 1/2$	2 4	$\Sigma 6$	
3	0 (s)	+1/2 -1/2	$\pm 1/2$	2	$\Sigma 12$	
	2 (d)	+3/2 +5/2	$\pm 3/2, \pm 1/2$ $\pm 5/2, \pm 3/2,$ $\pm 1/2$	4 6		

4.1. táblázat

A nukleonoknak (a protonoknak és a neutronoknak is) az elektronokhoz hasonlóan a spinjükre visszavezethető mágneses momentumuk van. Azokban az atommagokban, melyekben a protonok és a neutronok száma is páros, a páronként ellentétes irányítású mágneses momentumok kioltják egymást, ezért eredőben a nukleonok mágnesezettsége nem jelentkezik (pl. O_{16} , C_{12} stb.). Ha mindkét nukleon páratlan, a kioltás eredőben szintén majdnem teljes. Ha azonban csak az egyik fajta nukleon (pl. proton) fordul elő páratlan számban, az atommag elemi mágnesként viselkedik (pl. H_1 , C_{13} , P_{31}).

Miután az emberi szervezetben található, eredő mágnesezettséget mutató anyag a víz alkotójaként jelenlevő **hidrogén** atommagja, ami egyetlen protonból áll, a továbbiakban a jelenségeket ennek példáján tárgyaljuk.

Ha az atommagok környezetében nincs külső mágneses tér, ezek a forgó atommagok, mint elemi mágnesek a tér különböző irányába azonos valószínűséggel állnak, így eredőben a hatásuk nem jelentkezik (4.1./a ábra). Ha azonban B_0 nagyságú külső mágneses tér hat, ez módosítja az atommagok mágnesezettségi irányát. Egyrészt a $\bar{\mu}$ nagyságú mágneses momentummal rendelkező protonok mágnesezettségi tengelyirányára

$$\bar{M}_f = \bar{B}_0 \times \bar{\mu} = B \cdot \mu \cdot \sin \vartheta \quad (4.1)$$

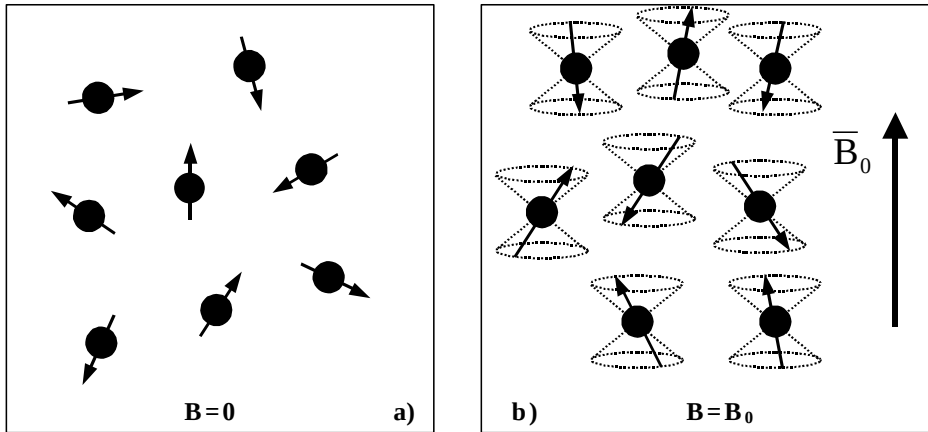
forgatónyomatékokot fejt ki, ami mindig merőleges lesz a $\vec{B}_0, \vec{\mu}(t)$ síkjára. Ez, mint a klasszikus mechanikából ismert, a $\vec{p}$ perdület vagy másnéven az impulzusmomentum-vektor időbeli változását eredményezi:

$$\vec{M}_f = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (4.2)$$

A kettőből:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{B}_0 \times \vec{\mu} \quad (4.3)$$

Figyelembevétel, hogy $\vec{p}$ és $\vec{\mu}$ egyirányú (a perdület gerjeszti a mágneses momentumot), megoldásként a $\vec{\mu}(t)$ tengelye vonatkozásában a $\vec{B}_0$ körüli állandó ϑ szögű precessziós mozgás adódik (4.1./b ábra), azaz az elemi $\vec{\mu}(t)$ vektorok végpontjai a $\vec{B}_0$ -ra merőleges síkban köröket jelölnek ki.



4.1. ábra

A precessziós mozgás frekvenciájára (a *Larmor frekvenciára*) a

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\mu}{p} \cdot B_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_0 \quad (4.4)$$

adódik, ahol a $\gamma = \mu/p$ a *giromágneses hányados*.

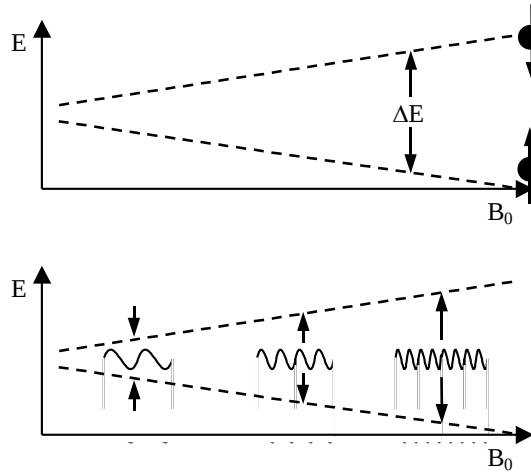
A $\vec{B}_0$ tér hatására precessziós mozgást végző protonok energiája is megváltozik a mágnesezettség értelmétől (a beállástól) függően ($E = \pm \mu B_0$). A B_0 -al azonos és az ellentétes precessziós tengelyirányú elemi mágnesek közti energiaszint-különbség így

$$\Delta E = 2\mu B_0 \quad (4.5)$$

nagyságú lesz (4.2. ábra). A magasabb szintnek értelemszerűen az oppozíció felel meg. A két energiaszint betöltöttségének aránya egyensúlyi állapotban a Boltzmann-féle megoszlási törvénnyel fejezhető ki:

$$\frac{N_a}{N_f} = e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (4.6)$$

ahol N_a az alsó, N_f pedig a felső energiaszinten lévő atommagok sűrűsége, k a Boltzmann-állandó, T az abszolút hőmérséklet.



4.2. ábra

Így adott hőmérsékleten a B_0 indukcióval arányos eredő (*makroszkópikus*) *mágnesezettség* lép fel:

$$\bar{M} = \sum_i \bar{\mu}_i > 0. \quad (4.7)$$

Ez a $\bar{B}_0$ irányába mutat.

Az eredő $\bar{M}$ mágnesezettség az egyensúlyi értékekhez képest megváltoztatható, ha az atommagot gerjesztjük, azaz

$$\Delta E = h \cdot \nu \quad (4.8)$$

energiát közlünk az atommagokkal. Ily módon az alacsonyabból a magasabb energiaállapotba tudjuk átbillenteni a magok mágnesezettségét. Ehhez az atommagot alkotó protonnak a (4.5) és a (4.8) egyenletekből adódóan a B_0 -hoz tartozó

$$\nu = \frac{2\mu}{h} \cdot B_0 \quad (4.9)$$

rezonancia Larmor-frekvenciájú elektromágneses energiát kell abszorbeálni. Ugyanilyen frekvenciájú energia lesugárzásával vissza is tud jutni a nyugalmi egyensúlyi állapotba.

Az abszorpcióhoz felhasználható pl. egy, a B_0 térre szuperponált ν frekvenciával forgó $B_1(\nu)$ járulékos gerjesztő tér.

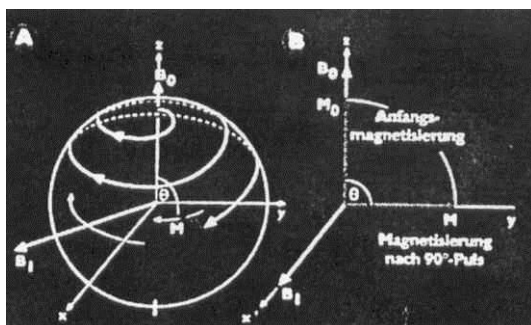
Hidrogén esetén a Larmor-frekvencia $42.6/B_0$ [MHz/T], azaz a szokásos $B_0 = 0.5 \dots 10$ T tartományban a rádiófrekvenciás sávba esik.

A továbbiakban a vizsgálati térfogatban található anyagot az $\vec{M}$ mágnesezettségi vektorával jellemezzük, a nyugalmi mágnesezettség ($\vec{B}_0$) vektorát pedig z tengely irányúnak tekintjük.

4.3.1 Az eredő mágnesezettség precessziója 90°-os Larmor-frekvenciás gerjesztés hatására

Abból a célból, hogy a protonok eredő mágnesezettségét a B_0 irányú egyensúlyi helyzetéből ki tudjuk mozdítani, amint láttuk, felhasználható egy, a B_0 -ra merőleges x - y síkban forgó ν frekvenciájú mágneses tér.

A protonok Larmor-frekvenciás elemi precessziójával rezonál a gerjesztő tér. Így az eredő mágnesezettség is – a proton-precessziók gerjesztő térrel való szinkronizálódása miatt – precessziós mozgásba kezd a z tengely körül. Másrészt az $\vec{M} - \vec{B}_1$ kölcsönhatás miatt az $\vec{M}$ z tengellyel bezárt ϑ precessziós szöge is folyamatosan nő. Így eredőben az $\vec{M}$ eredő mágnesezettségi vektor végpontja egy origó körüli gömbfelületen az x - y sík felé tartó spirálmozgást végez (4.3./a ábra). Ha a gerjesztő $\vec{B}_1$ teret akkor szüntetjük meg, mikor az $\vec{M}$ vektor éppen az x - y síkba kerül ($\vartheta = 90^\circ$), 90°-os gerjesztésről beszélünk. A 4.3./b ábra ugyanezt a jelenséget ábrázolja a z tengely körül Larmor-frekvenciával forgó x - y koordinátarendszerben. Ekkor a gerjesztés $\vec{B}_1$ vektora áll (pl. x irányú), az $\vec{M}$ vektor pedig egy 90°-os körív mentén fordul be az x - y síkba, az y tengely irányába.



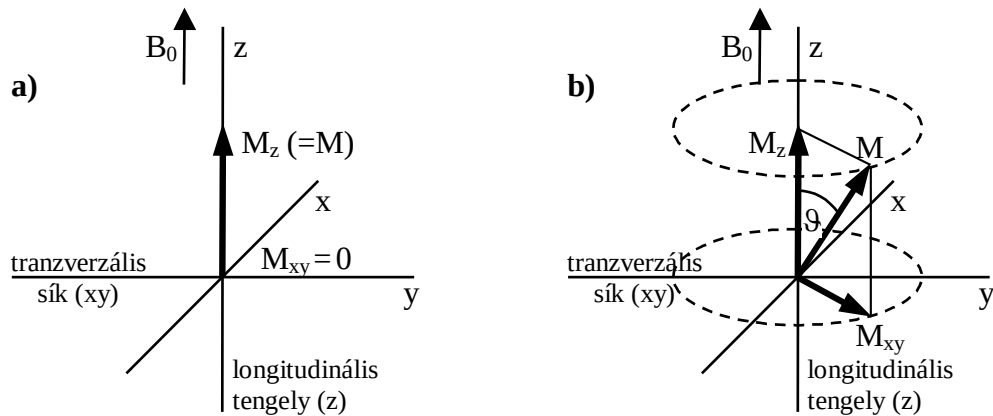
4.3. ábra: A mágnesezettség precessziójának változása egy 90 fokos impulzus hatására álló (A), illetve Larmor frekvenciával szinkron forgó (B) koordinátarendszerben

4.3.2 A mágnesezettség felbontása longitudinális és tranzverzális összetevőkre

Longitudinálisnak (hosszirányúnak) a B_0 térrel azonos irányú, azaz z irányú mágnesezettségi komponenst (M_z) nevezzük. Tranzverzálisnak az erre merőleges, azaz az x - y síkba eső összetevőt (M_{xy}). Így általában:

$$M_z = M \cdot \cos\theta, M_{xy} = M \cdot \sin\theta \quad (4.10)$$

amint azt a 4.4. ábra is mutatja. Stacioner állapotban pl. $M_z = M$, $M_{xy} = 0$, míg 90° -os gerjesztés hatására $M_z = 0$, $M_{xy} = M$.

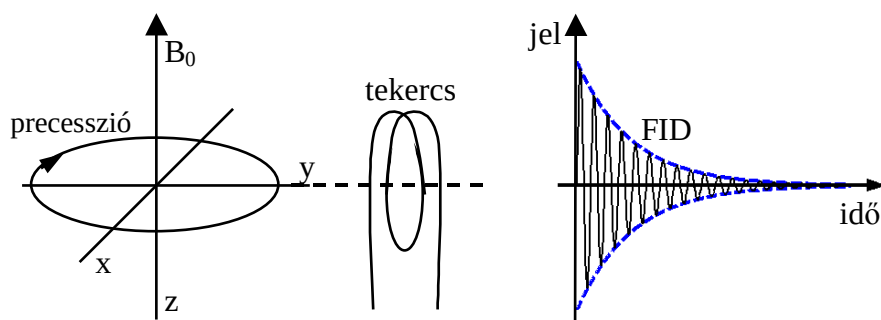


4.4. ábra

A longitudinális összetevő tehát áll, gerjesztés hatására a nagysága változik, míg a tranzverzális összetevő az x - y síkban forog.

4.3.3 Rezonanciajel érzékelése

Ha a rádiófrekvenciás jelet – pl. egy 90° -os impulzust – kikapcsolunk, az M_{xy} tranzverzális összetevő a relaxáció következtében exponenciálisan zérusra csökken. Ezért, ha az x - y síkba eső tengelyű, pl. y tengellyel megegyező szimmetriatengely irányú tekercset helyezünk a vizsgált térbe, ott a forgó, csillapodó amplitúdójú M_{xy} tranzverzális összetevő egy csillapodó amplitúdójú Larmor-frekvenciás feszültséget indukál, így ezzel a rezonancia létrejötte detektálható (4.5. ábra).

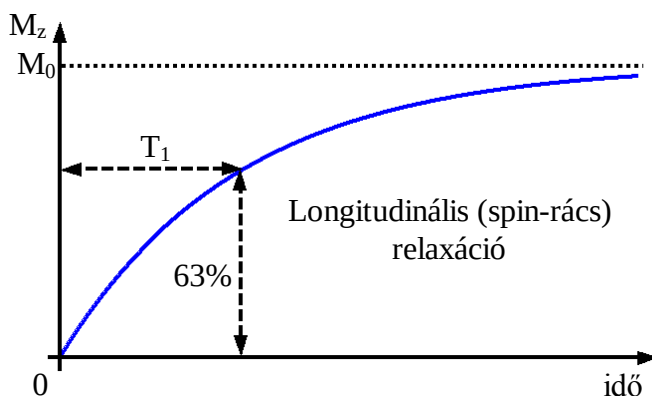


4.5. ábra

4.3.4 Relaxációs jelenségek

A mágneses rezonancia kísérletek folyamán két ellentétes folyamat játszódik le. Gerjesztéskor az abszorpció, azt követően az egyensúlyi visszarendeződést eredményező relaxáció. Periódikus gerjesztéskor a két folyamat lejátszódását lehetővé kell tenni. Ha ugyanis a relaxációs idő túl kicsi, több atommag gerjesztődik, mint amennyi a következő gerjesztésig visszajut az alapállapotba. Ekkor a vizsgálat előrehaladtával kiegyenlítődik az energiaszintek betöltöttségi különbsége, így a rezonanciajel tovább nem lesz észlelhető.

4.3.4.1 Spin-rács relaxáció



4.6. ábra

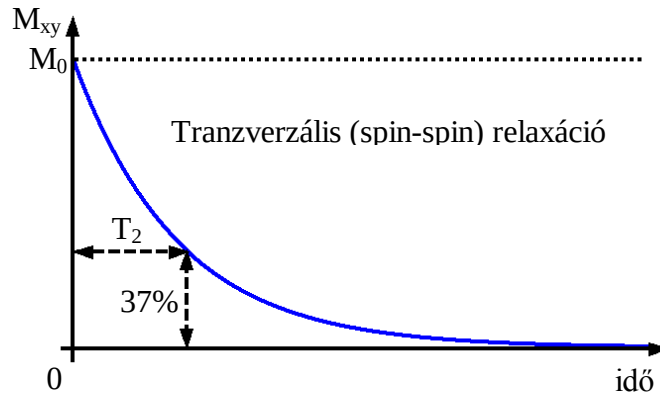
A spin-rács elnevezés arra utal, hogy a magok és a környezet (pl. szilárd kristályos anyagokban a kristályrács) között energiacsere jön létre. Ennek következtében a rendszer a Boltzmann-eloszlásnak megfelelő egyensúlyi állapot felé tart. Így a makroszkópikus mágneszettségi vektor z (longitudinális) komponense (M_z) egy B_0 tér bekapcsolását követően, vagy egy rádiófrekvenciás 90° -os impulzus után az alapállapot eléréséig fokozatosan növekszik (4.6. ábra), azaz:

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (4.11)$$

ahol T_1 a *longitudinális relaxációs idő*.

Megjegyezzük, hogy a spin-rács relaxációt longitudinális relaxációnak is szokás nevezni.

4.3.4.2 Spin-spin relaxáció



4.7. ábra

A gerjesztett atommag nemcsak a ráccsal, hanem közvetlenül a szomszédos, azonos magokkal is energiát cserélhet. Ezt spin-spin vagy tranzverzális relaxációnak nevezzük, mert hatására az elemi mágneses momentumok x-y síkbeli szinkronitása romlik, így az eredő mágneszettségi vektor x-y síkba eső tranzverzális összetevője csökken (4.7. ábra).

Így:

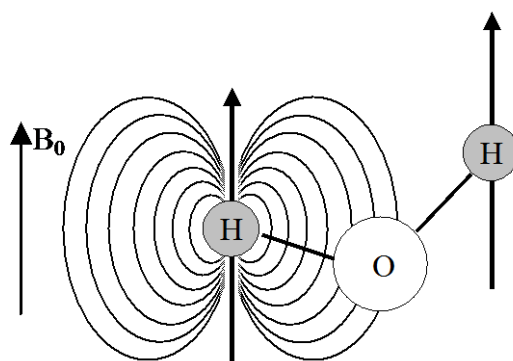
$$M_{xy} = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (4.12)$$

ahol T_2 a tranzverzális relaxációs idő.

A két relaxációs folyamat időben egymástól függetlenül játszódik le és $T_1 > T_2$.

4.3.4.3 A molekuláris környezet hatása

A precessziós frekvenciát kismértékben befolyásolja az a kismértékben ingadozó mágneses tér, amelyet a kis, töltéssel bíró elemi részek okoznak. A jelenséget a Larmor-frekvencia lineáris indukciófüggése okozza. A hatást a mozgó elektronok, atommagok vagy dipólus szerkezetű molekulák okozzák (4.8. ábra). A jelenségnek a frekvenciaingadozás következtében a fázisvesztésre, így elsősorban a T_2 -re is hatása van.



4.8. ábra

4.3.4.4 A relaxációs idők vizsgálatának diagnosztikai jelentősége

A 70-es évek elején Damadian mutatta ki, hogy rákos szövetekben a protonok spin-rács és spin-spin relaxációs ideje szignifikánsan nagyobb, mint az azonos típusú egészséges szöveteké. A további kutatások azt is bizonyították, hogy a relaxációs idők megváltozását a daganatos sejtekben egyrészt a szöveti víztartalom, másrészt a molekuláris összetétel megváltozása okozza. Kiderült az is, hogy a relaxációs idő érzékenysége szervspecifikus, így más jellegű betegségek is kimutathatók vele.

Szövettípus	T ₁ (M ₀ =1.5T) [ms]	T ₁ (M ₀ =0.5T) [ms]	T ₂ [ms]
Vázizom	870	600	47
Máj	490	323	43
Vese	650	449	58
Lép	780	554	62
Zsír	260	215	84
Szürkeállomány	920	656	101
Fehérállomány	790	539	92
Agyvíz	4000	4000	2000
Tüdő	830	600	79

4.2. táblázat

Egy vizsgált keresztmetszetben a különböző kémiai, biokémiai tulajdonságú területek különböző intenzitású képet szolgáltatnak, így jól elkülöníthetők egymástól. Egy képpont intenzitása egy spin-echo képnél (lásd később) a következőképpen számítható:

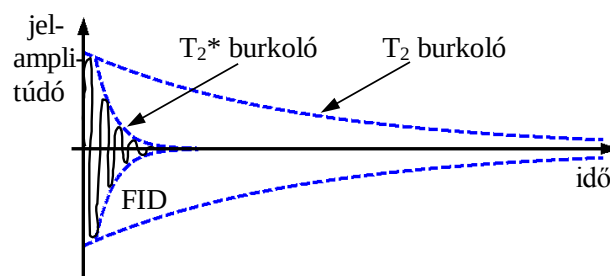
$$I = N_H \cdot f(v) \cdot e^{-\frac{TE}{T_2}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{TR}{T_2}} \right) \quad (4.13)$$

ahol N_H a protonszűrűség, $f(v)$ a makroszkópikus mozgással arányos függvény, TR az impulzusismétlődési idő, TE pedig az ún. echo idő.

Az emberi test néhány szövetének relaxációs idejét szemlélteti a 4.2. táblázat. Jól láthatóak a szignifikáns eltérések.

4.3.4.5 Effektív tranzverzális relaxációs idő

A rádiófrekvenciás tranzverzális válaszjel általában gyorsabban cseng le, mint azt az ideális T_2 relaxációs idő alapján elvárnánk. A gyorsabb deszinkronizációt a mágneses tér statikus inhomogenitásai okozzák azáltal, hogy miattuk inhomogenitás keletkezik a precessziós frekvenciában is. A mágneses inhomogenitások forrása részben a mágnesek nem ideális voltában keresendő, másrészt a különböző szövetek mágnesezhetőségi eltérése okozza. Ilyen inhomogenitás forrása mindig a szövet-levegő határfelület is. Az eredő, effektív tranzverzális relaxációs idő (T_2^*), amely a mért FID-et (Free Induction Decay) eredményezi, mindig kisebb az ideális T_2 értéknél (4.9. ábra).



4.9. ábra

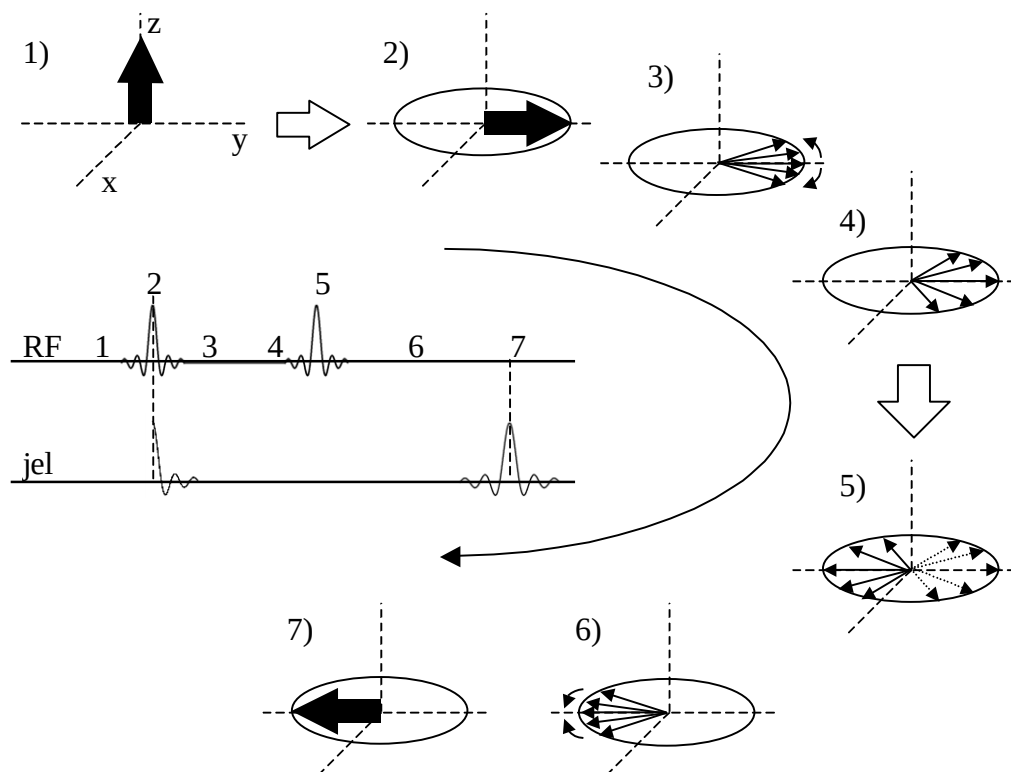
4.4 Képképzési módszerek

4.4.1 A spin-echo módszer

Hahn 1950-ben publikálta módszerét, amely $90^\circ - TE/2 - 180^\circ - TE/2$ pulzus-szekvencia után végzi az adatgyűjtést (4.10. ábra).

A 90° -os x irányú gerjesztő pulzus a mágnesezettségi vektort y irányba téríti ki. Az egyes különböző atommagoktól származó komponensei, az inhomogenitások miatt is, $TE/2$ idő elteltével legyezőszerűen szétszóródnak az x - y síkban. Egyes vektorkomponensek (ahol $v_i > v_0$) sietnek, mások ($v_i < v_0$) lemaradnak. Ha ezután a vektorkomponenseket egy 180° -os pulzus invertálja, akkor a "gyorsabb" vektorok kerülnek a megkésett fázisúaknak megfelelő helyzetbe, míg a lemaradottak a gyorsabb komponensek pozícióját foglalják el. Az adatgyűjtés ideje alatt az összes magok vektorai y irányba refókuszálódnak, de addigra a relaxációs idők által meghatározott

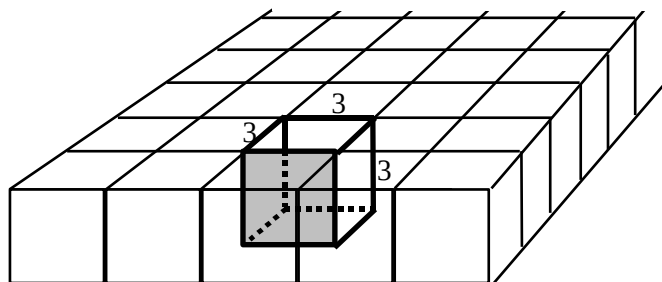
nagysággal és ellenkező előjellel. A mágnesezettség refókuszálódását echonak hívjuk.



4.10. ábra: A spin echo szekvencia idődiagramja és a mágneses vektorok viselkedése az SE szekvencia alatt: 1) A kezdeti állapot. 2) A gerjesztés hatására az M mágneses vektor az x - y síkba tér ki. 3)-4) A gradiensek hatására M gyorsan bomlik összetevőire. 5) Az invertáló pulzus a gyors és a lassú összetevőket felcseréli. 6) Az összetevők ismét fázisba kerülnek (echo). 7) A TE értékénél második maximumot mutat az M vektor.

4.4.2 A “sensitive point” módszer

Ennél a módszernél három, egymásra merőleges, statikus mágneses gradiensteret alkalmaznak. Ezek a vizsgálandó testnek csak egy kis térfogatelemében (voxel) teremtik meg a feltételeket az ott elhelyezkedő magok rezonanciájához (4.11. ábra). Tehát, ha egy 90° -os pulzust adunk, a szomszédos térfogatelemekben a helyre jellemző makroszkópikus mágnesezettségi vektorok csak kissé fognak eltérni az egyensúlyi helyzettől, míg az érzékeny pont mágneses vektora az x - y síkba forog, és rezonancia jelet indukál a vevőtekercsben. Ha egy másik térfogatelemben szeretnénk elvégezni a mérést, el kell mozdítani a vizsgált testet, vagy az érzékeny pontot a statikus mágneses teret előállító rendszer segítségével. Ez meglehetősen időigényes, ezért nem is terjedt el a klinikai gyakorlatban. Elsősorban az in-vivo spektroszkópiában (Magnetic Resonance Spectroscopy, MRS) alkalmazzák.



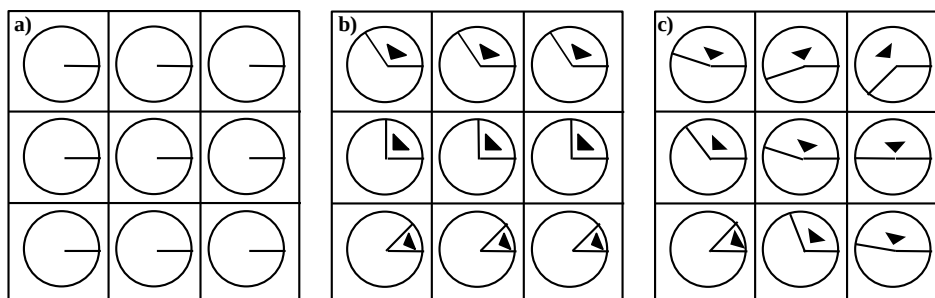
4.11. ábra: $3 \times 3 \times 3$ -as térfogatelem kiválasztása a geometriai térből

4.4.3 A Fourier-transzformáció

A Fourier-transzformáció teljesen általános matematikai módszer, mely két változó között összefüggést létesít, leggyakrabban a frekvencia és az idő között. A mágneses rezonanciában is a két független változó az idő és a frekvencia. A Fourier-transzformációval tehát a detektált intenzitás idő jelét vagy intenzitás frekvencia spektrummá, vagy a képalkotásnál intenzitás geometriai hely információvá alakíthatjuk.

4.4.3.1 A kétdimenziós Fourier-transzformációs képalkotás

A kétdimenziós Fourier-transzformációs technikában egy újabb információt használunk fel a jel térbeli helyzetének azonosításához, a makroszkópikus mágnesezettségi vektorok precessziójának fázisát. Az első lépés itt is a tárgy egy metszetének szelektív gerjesztése, hogy a mágneses vektorok az x - y síkba azonos fázisba kerüljenek (4.12./a ábra). Majd egy x irányú gradienst alkalmazunk, s T_x idő múlva a különböző parciális mágnesezettségi vektorok különböző fázisszöggel jellemezhetők (4.12./b ábra). Ha az y irányban is alkalmazunk egy gradienst, a precessziós fázisok ettől is függeni fognak (4.12./c ábra). Ha az y irányú gradiens értékét szisztematikusan változtatjuk és a detektált jelek fázisfüggését vizsgáljuk, akkor megállapíthatjuk, hogy az y tengely mentén egy látszólagos echo jön létre.



4.12. ábra

4.4.3.2 Háromdimenziós Fourier-transzformáció

A háromdimenziós Fourier-transzformációs módszernél a szeletkiválasztás irányában egy további fáziskódolási sorozatot végzünk el. Ilyenkor a tér mindhárom irányában fázisfüggés van, mindhárom irányban folyamatos a mintavétel.

4.4.4 A mágneses rezonancia spektroszkópia (MRS)

Ez a módszer fiatal, a diagnosztikában még nem olyan jelentős. Fizikai alapjai a képalkotáshoz képest annyival bővülnek, hogy a homogén mágneses térrészen végrehajtott után kapott jel feldolgozásakor spektrumot kapunk. Hogyan lehet összefüggést teremteni a spektrum és a kémiai szerkezet között? Az atommagokat körülvevő elektronfelhő jelentős eltéréseket okoz az atommag által érzett mágneses térerősség és a B_0 térerősség között. Ez az árnyékoló hatás függ az elektronsűrűségtől, és ezáltal minden olyan hatástól, amely ezt befolyásolja. Ilyen a vizsgált atommag és szomszédainak hibridállapotai, elektronegativitásuk, Van der Waals kölcsönhatások, oldószerek, a közeg viszkozitása, hőmérséklete, a paramágneses anyagok minősége és mennyisége. Mindezekből az következik, hogy a kémiailag, biokémiailag eltérő környezetben lévő atommagok mágnesesen is különböznek, gerjesztésükhöz eltérő nagyságú mágneses térerősségre van szükség. Tehát más-más frekvenciánál észlelhető a rezonanciajel. A spektrumban a frekvenciákat egy referencia frekvenciához viszonyítva adjuk meg (pl. in-vivo vizsgálatoknál a víz). A spektrumban megjelenő jelek az élő szervezetben lejátszódó folyamatokat is tükrözik, így alkalmas a szervezet kóros elváltozásainak jelzésére. A ^{31}P in-vivo spektroszkópia számos, az energiatermelő ciklust befolyásoló terápia követését teszi lehetővé. A spektroszkópia egyik előnye az in-vitro és in-vivo vizsgálatok korrekt összehasonlíthatósága. Lehetséges a vizsgált szervezetben lejátszódó folyamatok többoldali összehasonlító vizsgálata – a különböző mágnesesen aktív magok gerjesztésével nyerhető – egymástól nem független információk alapján.

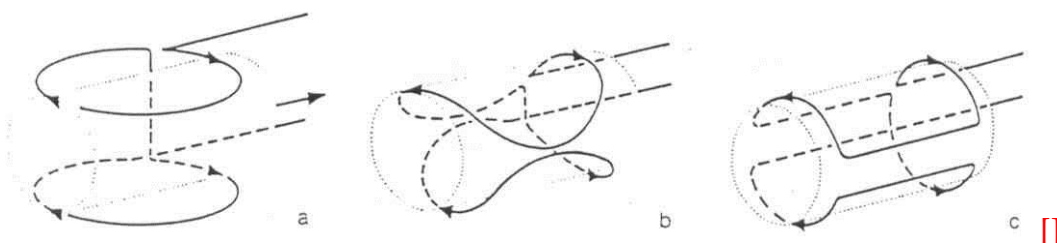
4.5 Detektorok

A computertomographok konstrukciójának legbonyolultabb feladatát alapvetően a detektorrendszer kialakítása jelenti. Az MR esetében azonban egyszerűbb a helyzet: nincs szükség mozgó alkatrészekre. A legegyszerűbb

elrendezés esetében a polarizáló mágnes tengelyébe, az indukcióvonalakra merőleges elrendezésben egy tekercset helyezünk el oly módon, hogy az körülveszi a vizsgált testrészt. Ez az adó-vevő tekercs adja a rádiófrekvenciás sugárzást és ugyanez veszi a jeleket is.

A tekercsek másik jelentős csoportját adják az ún. felületi tekercsek – ezek az előzőektől eltérően csak érintkeznek a vizsgált régióval, nem veszik körül. Mivel ez az elrendezés nem teszi lehetővé a protonok megfelelő gerjesztését, a felületi tekercsekkel csak venni lehet a jeleket.

A tekercs méretét és alakját a vizsgálandó testrészhez igazodva szokás kialakítani. Ennek megfelelően beszélhetünk testtekercsről, mely a fent említett legegyszerűbb kialakításon kívül ún. Helmholtz-elrendezésű is lehet: a tekercs egyik menete a beteg alatt, a másik pedig a beteg felett helyezkedik el (4.13. ábra).



4.13. ábra: Kétmenetes tekercskialakítások a., sík Helmholtz elrendezés, b., nyereg elrendezés, c., testtekercs elrendezés

A koponyavizsgálatokhoz szintén adó-vevő rendszerű tekercset használunk. A fejtekercshez hasonló a végtagi tekercs, melynél rendszerint az adó funkcióját a felületi tekercsekhez hasonlóan a testtekercs látja el. A végtagi tekercset ezért nemcsak a mágnes középpontjában lehet használni, mint az adó-vevő tekercseket, hanem attól eltérő pozícióban is. A gerincvizsgálatokhoz a beteget rendszerint a felületi gerinctekercsre fektetjük rá. A nyak vizsgálatát a testkontúrokat követő Helmholtz-tekercssel végezzük, amely egyes típusoknál flexibilis, a nyakat sálszerűen körülvevő is lehet. Jelentős felhasználási területe van az 5–10 cm átmérőjű felületi tekercsnek is – ezt mindig a vizsgált régió fölé kell helyezni. A tekercsek kialakítása és elhelyezése kismértékben attól is függ, hogy a mágneses tér polarizációja lineáris vagy cirkuláris. A detektorok használatának feltétele, hogy rezonancia-frekvencián működjenek és a veszteségi tényezőjük minimális legyen. Ennek biztosítására szolgál az ún. hangolás. Ez rendszerint a detektorban található kapacitív elem értékének megfelelő beállítását jelenti. A rosszul hangolt tekercs rossz képet ad, és a nagy veszteségi tényező miatt a gyengébb radiosugárzás mellett felmelegszik. Ez a tekercs környezetének – így a vizsgált testrésznek is (!) – a felmelegedését okozza. A hangolás másik részeként, időben először az elektronika megvizsgálja, hogy a test mágneses átjárhatósága (relatív

permeabilitása) mennyire tér el a levegőétől: megkeresi a mérési frekvenciát. Ezt követően az adó teljesítményét kell beállítani: meg kell határozni a 90°-os gerjesztés paramétereit. Képalkotás során az elektronika érzékenységének beállítását nemcsak a vizsgálat megkezdésekor, hanem minden szekvencia indítása előtt el kell végezni (minden szelethez és minden echohoz külön érzékenységet állít az elektronika).

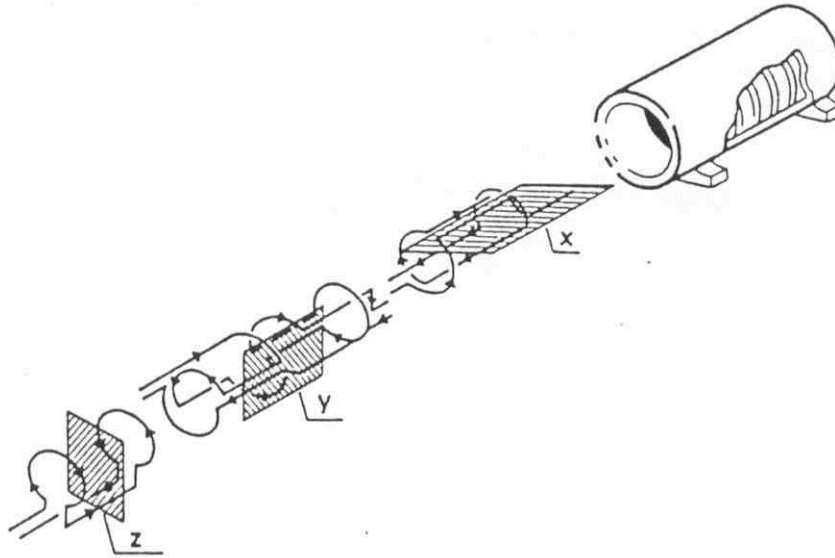
4.6 Az MR berendezés felépítése

Az MR berendezés felépítését csak igen vázlatosan mutatjuk be. A technika fejlődésével és a számítástechnikai lehetőségek bővülésével egyre egyszerűbb készülékek kerülnek forgalomba. A legfontosabb részeket kiemelve: a készüléknek mindenképpen tartalmazni kell egy polarizáló mágnezt, melynek indukciója 0,1 és 2,0 Tesla között változhat. Készítenek ennél kisebb térerősségű berendezést is, de ez esetben a vizsgálati idő rendkívüli megnövekedésével kell számolni. Általában elmondható, hogy a sorozatban, nagyszámú betegnél végzett vizsgálatoknál egyértelműen megmutatkozik a nagyobb térerősséggel járó érzékenységnövekedés előnye. A 0,5-2,0 Tesla indukciójú mágnesek szupravezető tekercsmágnesek. A szupravezetést (a technika mai állása szerint) csak kb. -270°-on tudjuk tartósan létrehozni. Ezt a hőmérsékletet cseppfolyós héliummal biztosíthatjuk. A korszerű berendezések hélium párolgásából eredő utántöltési szükséglete már nem jelentős, évi 500 liter körül van.

A kisebb indukciójú MR készülékek előnye a hidegtechnológia elhagyhatósága, azonban a rezisztív elektromágnesek üzemeltetését az áramellátási költségek hasonló mértékben terhelik.

A permanens mágneseket szintén használják 0,1 és 0,35 Tesla között. Gazdasági előnyüket a kisebb stabilitás csökkenti. Az állandó mágnesek a hőmérséklet változására igen érzékenyek.

A gradiens tekercsek kialakítása rendkívül egyszerű: a tér három merőleges síkjában elhelyezett tekercspárt jelentenek (4.14. ábra).



4.14. ábra: Merőleges gradiens tekercsek és az általuk kijelölt síkok

A mágneses tér homogenitásának biztosításához kiegyenlítő (shim) tekercseket használunk, melyek kisebb additív mágneses terükkel kiegyensúlyozzák a mágnes inhomogenitásait, ill. a környezeti nagyobb fémtárgyak hatását.

A nagy indukciójú mágnesek kellemetlen mellékhatásként jelentős külső mágneses teret hoznak létre, melyet mágneses árnyékolással csökkenthetünk. Ez történhet nagy mennyiségű (30-60 tonna) vas beépítésével, vagy aktív árnyékolásnál külső, ellentétes irányú teret gerjesztő tekercsekkel. A mágneses árnyékoláson kívül a vizsgálati teret radiofrekvenciásan is árnyékolni kell, a külső és belső radioadások kölcsönös zavarásának kiküszöbölése érdekében (Faraday-kalitka).

A beteget a vizsgálótérbe – a mágnes belsejébe – egy, a CT-nél már ismertetett mozgatható asztallal juttatjuk be. Az asztal tartozékai a fiziológiás folyamatok regisztrálására szolgáló érzékelők (EKG-elektrod, légzésdetektor).

A Faraday-kabinon kívül, a számítógépteremben kerül elhelyezésre a teljes elektronika, a mágneset felgerjesztő egység (a szupravezető mágneseknél csak egyszer használják, az üzembehelyezésnél) és a mágneses homogenitást beállító tekercsek elektronikája. A radiofrekvencia előállítása először kis teljesítménnyel történik, majd külön végerősítőt használunk. Az elektronika önálló vezérlőegysége használat közben is ellenőrzi az egységeket és a központi számítógép utasításainak megfelelően működteti a készülék különböző részeit. A detektor jelei egy jelfeldolgozó egységen keresztül jutnak a központi számítógépbe, ahol átmeneti tárolás után kerülnek feldolgozásra. A képfeldolgozást és a frekvenciaanalízist egy, a központi számítógéppel összekötött célszámítógép, a tömbprocesszor végzi. A

kiszámolt képeket a számítógép merevlemezen tárolja, majd a kezelő utasításai szerint a fotózóegységhez továbbítja. Az MR berendezés irányítása számítógépes munkahelyen keresztül történik. A berendezéseket rendszerint külön kép- és szöveges monitorral látják el. A korszerűbb típusokon a vizsgálat vezetése és a készülék kezelése olyan mértékben egyszerűsödik, hogy egyetlen nagyfelbontású monitor is elegendő. A számítógépes programok és a gyárilag kifejlesztett szekvenciák határozzák meg leginkább, hogy mennyire egyszerű a készülék kezelése és milyen mértékben képes a korszerű vizsgálatokat végrehajtani.

4.6.1 A beteg biztonságát szolgáló intézkedések

Az MR vizsgálatok rendkívüli előnye, hogy noninvazívak. A vizsgálatot vezető szakember számára azonban van néhány nagyon szigorúan betartandó szabály. Azok a betegek, akiknek pacemakerük van, az adott mágneses és radiofrekvenciás tér miatt a készüléket meg sem közelíthetik. Ezek hatására a pacemaker nem ad ki jeleket és a mágneses, radiofrekvenciás tér megszűnte után sem biztos a zavartalan működése. Megjegyezzük, hogy napjainkban már kísérleteznek olyan pacemakerekkel, amelyekkel a beteg MR vizsgálata elvégezhető minden minden káros következmény nélkül.

Mérlegelést érdemelnek a nagyobb fémprotézisek a beteg testében, részint az esetleges mágneseződés, másrészt a fém környezetének melegedése valamint a nagyobb fémtárgy okozta képtorzulás miatt, amely olyan mértékű lehet, hogy a kép értékelhetetlenné válik. Azok a betegek, akiknek az agyában, gerinccsatornájában kicsi fémklippek vannak, rendszerint nem vizsgálhatók a klipp kimozdulása ill. a melegedés veszélye miatt. Fokozottan figyelni kell arra is, hogy a beteg arcán ne legyen fémtartalmú szépítőszer. A szemhéjfesték fémrészecskéi a vizsgálat alatt a bőrbe kerülhetnek és allergiás reakciókat válthatnak ki. A beteg testén nem lehet külső fémtárgy, s természetesen a vizsgálóban dolgozó személyzetén sem. Az elszabaduló apróbb fémtárgyak (pl. gémkapocs, fémburkolatú ceruza vagy golyóstoll) igen nagy sebességgel csapódhatnak a beteg testéhez és súlyos sérülést okozhatnak. A súlyos betegek vizsgálatakor a folyamatos monitorozás biztosítása jelenthet gondot, mert a fenti célokat szolgáló eszközök a mágnes közelében nem használhatók, vagy nem adnak értékelhető információt (pl. az EKG-görbe nem értékelhető, rendszerint csak az R-hullámok ismerhetők fel).

Fokozottan kell figyelni, hogy az MR vizsgálatához használt betegszállító kocsik csak nem mágnesezhető anyagból készülhetnek. A tűzoltóságot és

betegszállító személyzetet is fel kell készíteni a különleges körülményekre. Az esetleges balesetek elkerülésére a gyártók szigorú előírásokat tartatnak be az MR laborban dolgozókkal. A mágneses tér megszüntetésének módját, a benttartózkodók mentési lehetőségét mindenkinek meg kell ismerni, aki az MR készülékkel dolgozik.