

12 Ultrasone sensoren

12.1 Inleiding

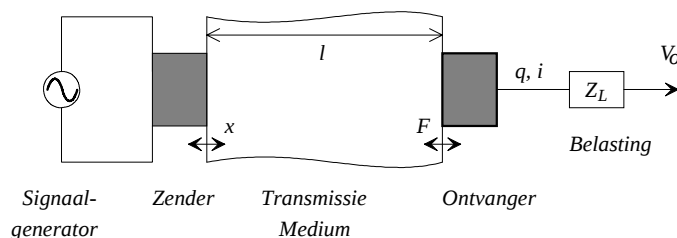
Ultrasoonsensoren zijn sensoren die werken met behulp van geluidsgolven op frequenties hoger dan waarneembaar voor het menselijk oor, dit is hoger dan 18 kHz. Ultrasone geluidsgolven gedragen zich hetzelfde als geluidsgolven op lagere frequenties; nochtans bezitten ze een aantal voordelen:

- Geluidsgolven op hogere frequenties hebben kortere golflengtes; dit betekent dat de breking en afbuiging rond obstakels met een gegeven afmeting overeenkomstig verkleint. Het is (o.a.) daarom gemakkelijker een ultrasone geluidsgolf te focuseren en te richten.
- Het feit dat ultrasoon geluid niet hoorbaar is maakt het een interessant werkingsprincipe: b.v. in militaire toepassingen.
- Ultrasoon geluid kan zonder gevaar gebruikt worden in biomedische toepassingen: b.v. voor het meten van huiddikten.
- Algemeen kunnen geluidsgolven zonder problemen door metalen pijpen en vaten passeren. Dit betekent dat het volledige meetsysteem uitwendig gemonteerd kan worden. Dit is zeer belangrijk voor het meten bij bijvoorbeeld 'gevaarlijke' vloeistoffen (zoals corrosieve, radioactieve, explosieve of ontvlambare vloeistoffen).

Het gebruik van geluid voor sensordoeleinden heeft ook een aantal voordelen boven licht:

- Zo is het ongevoelig voor rook, vuil, damp en dergelijke,
- is er geen (kunstmatige) belichting nodig: het werkt ook in het donker,
- ze kunnen gebruikt worden voor detectie van (onzichtbare) scheuren en barsten en
- er volstaan vaak eenvoudige en goedkope omvormers (transducenten).

Net als bij optische sensoren spelen vooral drie sensordelen een rol: de *bron*, de *ontvanger* en het *medium* zoals de basisopstelling uit figuur 2.99 aangeeft. Zender en ontvanger zijn bijvoorbeeld piëzo-elektrische kristallen. Door een sinusoidale spanning aan te leggen op de zender, zal het kristal een overeenstemmende sinusoidale vervorming ondergaan (invers piëzo-elektrisch effect). Het kristal brengt de trilling over op (de moleculen van) het medium. De trilling plant zich voort tot bij de ontvanger en veroorzaakt ter hoogte van het (ontvanger-) kristal een wisselende druk. Volgens het direct piëzo-elektrisch effect ontstaat dan een lading q op het kristal, welke uiteindelijk resulteert in een wisselende sinusoidale spanning aan de uitgang van het systeem.



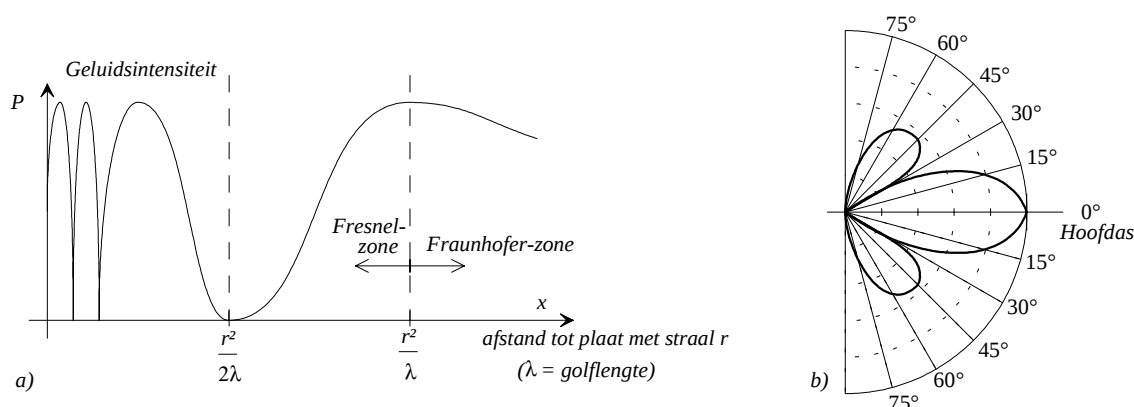
Figuur 2.99: Basisopstelling bij een 'ultrasone overbrenging'.

Akoestische sensorsystemen berusten meestal op *looptijdmetingen*. De eigenschappen van het medium hebben doorgaans een grotere invloed op het meetresultaat dan bij optische sensorsystemen.

12.2 Akoestische transducenten

Er bestaan vier typen akoestische transducenten: *piëzo-elektrische*, *elektrostatistische*, *elektromagnetische* en *magnetostriktieve* transducenten. Alleen de twee eerstgenoemde zijn geschikt voor ultrasone toepassingen. De transductie-effecten zijn allemaal reversibel. Dit wil zeggen dat een transducent als bron (zender) en als detector (ontvanger) kan dienen. Er zijn systemen met een afzonderlijke zender en ontvanger, en systemen waarin één transducent afwisselend als bron en als detector fungeert.

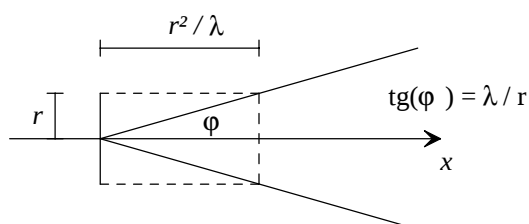
Vrijwel alle toegepaste transducenten kunnen worden beschreven met een trillend vlak. Elk deel van dit vlak gedraagt zich als een akoestische puntbron. De geluidsintensiteit in een punt op een zekere afstand van de transducent is te berekenen door de bijdrage van alle trillende punten van dat vlak te sommeren. Afhankelijk van de plaats in de ruimte zullen sommige golven elkaar versterken, en elkaar op andere plaatsen uitdoven (interferentie). Dit verklaart het verloop van de axiale intensiteit in figuur 2.100.a en het gelobde richtingsdiagram van figuur 2.100.b.



Figuur 2.100: a) Verloop axiale intensiteit langs hoofdas en b) voorbeeld richtingsdiagram.

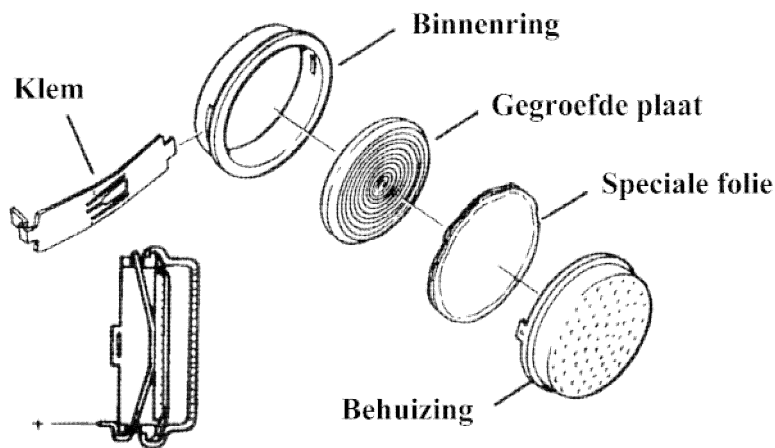
Er treedt geen uitdoving meer op vanaf een afstand r^2/λ langs de hoofdas. Het gebied binnen die afstand heet *Fresnel-zone* (of *nabije veld*), het gebied daarbuiten de *Fraunhofer-zone* (of *verre veld*).

Een belangrijke parameter is ook de bundelbreedte van de geluidsgolf. Figuur 2.101 geeft het verband tussen bundelbreedte, afmeting van de zender en golflengte. Hoe kleiner de radiale afmeting r van de transducent, of hoe groter de golflengte λ , des te meer gedraagt de transducent zich als een puntbron (brede bundel). Een smalle bundel, wat vaak juist gewenst is in verplaatsingsmeetsystemen, vereist een grote afmeting ten opzichte van de golflengte. Of omgekeerd zal bij constante afmeting een smallere bundel ontstaan als de frequentie f ($= c/\lambda$, zie later) hoger wordt, maar een afnemend bereik omdat de demping sterk toeneemt naarmate de frequentie stijgt.



Figuur 2.101: Bundelbreedte ϕ in relatie tot afmeting r en golflengte λ .
Elektrostatistische transducent

Dit type bestaat uit een vaste plaat en een beweegbare plaat, welke beide een vlakke-plaat-condensator vormen cfr. capacitieve opnemers. Bij gebruik als *ontvanger* wordt een min of meer constante lading op de beweegbare plaat gezet (via een grote weerstand wordt de plaat aan een hoge spanning gelegd, enkele honderden V). Geluid (trillende moleculen) doet de plaat meebewegen. Daar de lading constant is en de plaatafstand varieert, zal de spanning over de platen veranderen in het ritme van de geluidstrillingen. Dit is het uitgangssignaal van de ontvanger. Om een grote gevoeligheid te behalen maakt men de plaat uiterst dun. Bij gebruik als *zender* stuurt men de plaat aan met een wisselspanning. De opgewekte ladingen gaan elkaar afstoten waardoor de plaat gaat trillen in het ritme van de aangelegde spanning. Deze trilling is weliswaar niet zuiver sinusoidaal.



Figuur 2.102: Elektrostatische ultrasoon zender/ontvanger.

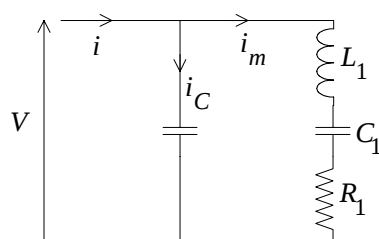
Figuur 2.102 geeft een voorbeeld van de opbouw van een elektrostatische ultrasoon zender/ontvanger (zoals gebruikt in het labo). Hij is speciaal ontworpen om een korte ultrasone puls uit te sturen en om te werken als een elektrostatische microfoon om de puls terug te ontvangen. Een speciale plastic folie, bedekt met een dunne geleidende laag goud, is opgespannen over een cirkelvormig gegroefde aluminium plaat. De achterzijde van de folie is een isolator. Op deze wijze ontstaat een condensator gevormd door folie en plaat. Voor het opwekken van de ultrasone puls wordt een spanning van 400 V aan de zender aangelegd. De uitgezonden puls is een onhoorbaar geluid bestaande uit 16 pulsen met een frequentie van 49.5 kHz.

De voornaamste kenmerken van de elektrostatische transducent zijn:

- breedbandig (tot enkele MHz voor de kleinste typen);
- relatief goedkoop (grotere typen; hoe kleiner of breedbandiger, hoe duurder);
- hoge spanning vereist (enige honderden volt voor een voldoende gevoeligheid).

Piëzo-elektrische transducenten

Dit type bestaat uit een laag piëzo-elektrisch materiaal: kwarts (een van nature piëzo-elektrisch materiaal), keramiek (dat door een kunstmatige behandeling piëzo-elektrisch is gemaakt) of polymeer (het meest bekende is PVDF of PVF2). Het *piëzo-elektrische effect* houdt in dat deformatie van het materiaal (door druk) polarisatie opwekt, hetgeen resulteert in een oppervlaktelading. Door tegenoverliggende vlakken te voorzien van metalen elektroden is die lading te meten. Men kan ook de spanning tussen de elektroden opvatten als het uitgangssignaal, immers $V = q/C$. De gevoeligheid van deze kracht- of druksensor is te beschrijven met de ladingsgevoeligheid $S = q/F$ (enkel afhankelijk van het materiaal) of de spanningsgevoeligheid $S_v = V/F$ (mede bepaald door de afmetingen van het materiaal via C). Het verband tussen beide is $S = C \cdot S_v$. Het *inverse piëzo-elektrische effect* uit zich in een deformatie tengevolge van een aangelegde spanning: $x = S \cdot V$. Het materiaal kan dus trillen in het ritme van een aangebrachte wisselspanning. Piëzo-elektrisch materiaal vertoont steeds beide effecten en kan derhalve als geluidsbron en als ontvanger dienen.



Figuur 2.103: Equivalente elektrische schakeling voor piëzo-kristal (met inbegrip van mechanisch tweede orde systeem).

Piëzo-elektrische transducenten voor akoestische toepassingen worden altijd in resonantie bedreven, namelijk op de natuurlijke (mechanische) eigenfrequentie van het kristal dat in feite een massa-veer-demper systeem is (zie ook paragraaf 11.2). Het kristal wordt opgenomen in een gesloten kring om also een permanente oscillator te bekomen. Om het principe van de kristaloscillator te verklaren, moeten we de totale elektrische impedantie van het kristal bepalen. Dit kan gebeuren met behulp van het equivalente schema uit figuur 2.103, welke de fysische capaciteit van het kristal voorstelt parallel met een RLC-keten die overeenstemt met het mechanisch tweede orde (massa-veer-demper) systeem. De impedantie van de RLC-keten is:

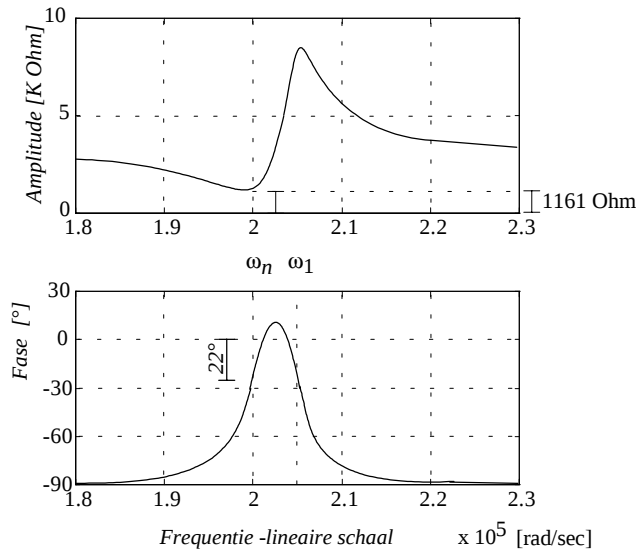
$$Z_E(p) = \frac{V(p)}{i_m(p)} = \frac{V \dot{x} F}{F i_m \dot{x}} = \frac{1}{(Sk)^2} \frac{F(p)}{\dot{x}(p)} \quad \text{met } q = Kx, V = F/K \text{ en } K = Sk.$$

of rekening houdend met het mechanische tweede orde systeem met massa m , demping b en stijfheid k :

$$Z_E(p) = \frac{1}{(Sk)^2} \left(mp + b + \frac{k}{p} \right) \equiv L_1 p + R_1 + \frac{1}{C_1 p}$$

Uit de (puur wiskundige) gelijkstelling volgt:

$$L_1 = \frac{m}{(Sk)^2}, \quad R_1 = \frac{b}{(Sk)^2}, \quad C_1 = S^2 k$$



Kristal parameters:

$$m = 5 \cdot 10^{-2} \text{ kg},$$

$$k = 2 \cdot 10^9 \text{ N/m},$$

$$b = 200 \text{ Ns/m},$$

$$S = 2 \cdot 10^{-10} \text{ C/N},$$

$$C = 1600 \text{ pF},$$

$$f_n = 31.8 \text{ kHz},$$

$$L_1 = 312,5 \text{ mH},$$

$$R_1 = 1250 \text{ } \Omega,$$

$$C_1 = 80 \text{ pF},$$

$$\omega_n = 2 \cdot 10^5 \text{ r/s},$$

$$\omega_1 = 2,05 \cdot 10^5 \text{ r/s}$$

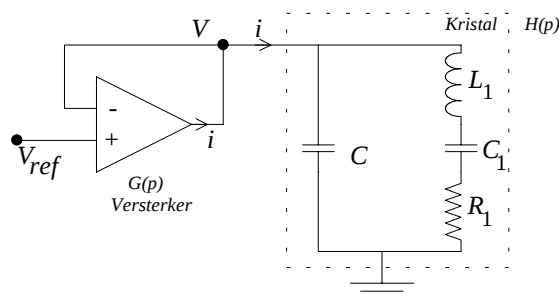
Figuur 2.104: Elektrische impedantie van typisch piëzo-elektrisch kristal. Buiten het getoond bereik is het verloop zuiver capacitief, dit is amplitude dalend 20 dB/dec en hoek = -90° .

De totale elektrische TF ($V/i = Z = H(p)$) is dan:

$$H(p) = \frac{C_1 L_1 p^2 + C_1 R_1 p + 1}{CC_1 L_1 p^3 + CC_1 R_1 p^2 + (C_1 + C)p} \cong \frac{1 - C_1 L_1 \omega^2 + j C_1 R_1 \omega}{-CC_1 R_1 \omega^2 + j \omega [(C_1 + C) - CC_1 L_1 \omega^2]}$$

Figuur 2.104 geeft het Bode-diagram van bovenstaande TF met enkele typische waarden voor het kristal. In de figuur springen twee belangrijke frequenties naar voren. De eerste is de natuurlijke eigenfrequentie $\omega_n = \sqrt{k/m} = 1/\sqrt{L_1 C_1}$ van het mechanisch systeem. Op deze frequentie is de TF lokaal ongeveer minimaal. (Tellerterm $1 - C_1 L_1 \omega^2 = 0$). ω_n wordt de serie-resonantiefrequentie genoemd.

De tweede frequentie is $\omega_1 = \sqrt{(C_1 + C)/(L_1 C_1 C)}$ waarbij complexe term in de noemer nul is, zodat de impedantie lokaal ongeveer maximaal is. ω_1 wordt de parallelle-resonantiefrequentie genoemd. Beneden ω_n en boven ω_1 is de hoek van $H = -90^\circ$, het kristal gedraagt zich als een zuivere capaciteit. Tussen ω_n en ω_1 is de hoek van $H \approx +0^\circ$, het kristal is hier resistief / inductief. (Afhankelijk van de parameters kan de hoek hiertussen zelfs bijna $+90^\circ$ worden.)



Figuur 2.105: Schematische voorstelling van kristaloscillator.

Figuur 2.105 geeft een schematische voorstelling van de kristaloscillator. De versterker met TF $G(p)$ moet de oscillatie in het kristal met TF $H(p)$ verwezenlijken en onderhouden via de terugkoppeling. Voor de schakeling uit figuur 2.105 gelden volgende vergelijkingen:

$$\frac{i}{V_{ref} - V} = G(j\omega) \quad \text{en} \quad \frac{V}{i} = H(j\omega)$$

waaruit volgt:

$$\frac{i}{V_{ref}} = \frac{G(j\omega)}{1 + H(j\omega)G(j\omega)}$$

Dit is de klassieke TF van een gesloten regelkring welke oscilleert als de versterking van $GH = 1$ en de hoek van $GH = -180^\circ$. Gegeven de versterking en hoek van H bij ω_n (figuur 2.104), moet om een oscillator te bekomen, de versterking en hoek van G gelijk zijn aan:

$$|G(j\omega_n)| = \frac{1}{1161} = 8,61 \cdot 10^{-4} \quad \text{en} \quad \angle G(j\omega_n) = -158^\circ$$

Merk op dat als resonantiefrequentie de waarde ω_n gekozen wordt omdat dit de natuurlijke mechanische eigenfrequentie van het kristal is. De TF van spanning V naar verplaatsing x vertoont op deze frequentie een piek waardoor het (vermogen van het) uitgestraald geluid maximaal is. Kleine wijzigingen in de frequentie zijn wel mogelijk door G lichtjes aan te passen.

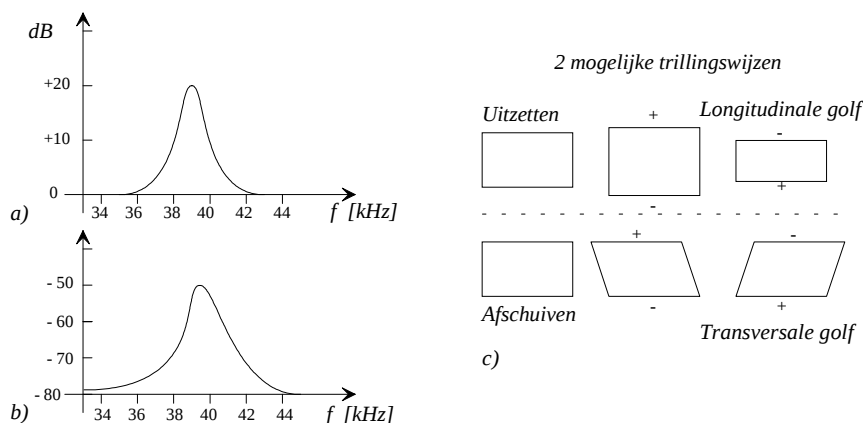
$$\frac{x(p)}{V(p)} = \frac{S}{\frac{m}{k}p^2 + \frac{b}{k}p + 1} \quad \text{met} \quad \omega_n = \sqrt{k/m} \quad \zeta = \frac{b}{2\sqrt{km}}$$

De gevoeligheid is dus het grootst in een zeer smalle band rond de resonantiefrequentie. Dit wordt vaak aangegeven met de (mechanische) kwaliteitsfactor Q (kringkwaliteit), welke zo groot mogelijk moet zijn:

$$Q = \frac{\sqrt{mk}}{b} = \frac{1}{2\zeta} \quad \text{met } \zeta \text{ de dempingscoëfficiënt (standaard 2e orde systeem).}$$

Samengevat zijn de belangrijkste kenmerken van keramische transducenten: ze zijn smalbandig (resonerend), robuust en redelijk goedkoop.

Samen met de akoestische eigenschappen van het materiaal waarin het kristal is gemonteerd (raakvlak naar 'buitenwereld') resulteert de trilling van het kristal in een uitgestraalde geluidsdruk en omgekeerd. Figuur 2.106 geeft voorbeelden van zender en ontvanger frequentieresponsies. In figuur 2.106.a zijn de dB-waarden relatief t.o.v. $1\mu\text{bar}$, dit is $\text{dB} = 20 \log(P/1\mu\text{bar})$ bij een voedingsspanning van 1 V RMS. Voor figuur 2.106.b zijn de dB-waarden relatief t.o.v. 1 V, dit is $\text{dB} = 20 \log(V_{\text{gemeten}}/1\text{V})$.



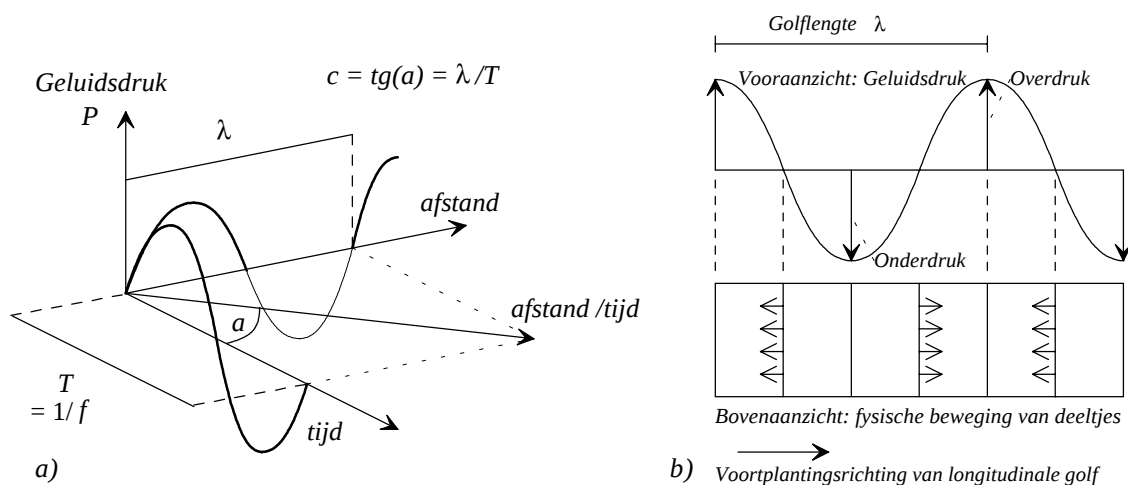
Figuur 2.106: Frequentieresponsie van a) zender en b) ontvanger. c) Mogelijke trillingsmoden.

12.3 Het akoestische medium.

Voor de voortplantingssnelheid c van het geluid (zowel voor longitudinale als voor transversale golven) geldt :

$$c = f \cdot \lambda$$

c is de snelheid waarmee de golf zich in de ruimte voortplant, of de snelheid waarmee het fenomeen 'overdruk = deeltjes dicht bij elkaar' zich in de ruimte voortplant. De frequentie f geeft aan hoe snel de geluidsdruk verandert indien we ter plaatse blijven staan. De golflengte λ is de afstand tussen twee opeenvolgende plaatsen met 'maximale overdruk' in de golf. Figuur 2.107 geeft een schematisch overzicht van de drie parameters.



Figuur 2.107: Voorstelling van longitudinale golf.

De geluidssnelheid in een bepaald medium hangt af van de juiste elasticiteitsmodulus en de dichtheid ρ van dit medium:

$$c = \sqrt{\frac{\text{elasticiteitsmodulus}}{\rho}}$$

Gassen en in het algemeen ook vloeistoffen laten geen afschuiving toe, zodat hier enkel longitudinale golven mogelijk zijn. In vaste stoffen kunnen zowel longitudinale als transversale golven optreden. (In een transversale golf staat de elementaire deeltjes beweging loodrecht op de voortplantingsrichting van de golf).

De akoestische voortplantingssnelheid is eveneens afhankelijk van de temperatuur (beweeglijkheid van de moleculen) en voor gassen ook van de vochtigheidsgraad.

Bijvoorbeeld:

$$c = c_0(1 + k_T T) = 331,4(1 + 1,83 \cdot 10^{-3} T) \text{ m/s (voor droge lucht met } T \text{ in } ^\circ\text{C)}$$

dus ongeveer 2% stijging per 10 K. De invloed van luchtvochtigheid op c wordt beschreven met de empirische uitdrukking

$$c = c_0 (1 + k_w p_w) = 331,4(1 + 2,8 \cdot 10^{-7} p_w) \text{ m/s}$$

met p_w de partiële waterdampspanning in Pa. De verzadigingsdampspanning bij 18 °C is ongeveer 2 kPa, zodat de maximale invloed bij die temperatuur slechts $5 \cdot 10^{-4}$ bedraagt, en meestal wordt verwaarloosd.

De geluidssnelheid is ruwweg 10^6 maal lager dan de lichtsnelheid; looptijdverschillen zijn dan ook gemakkelijker te meten, maar de meetsnelheid is beduidend lager. De veel grotere golflengte van geluid maakt het moeilijker geluidsbundels te manipuleren (bijvoorbeeld focuseren of evenwijdige bundels te maken).

Door moleculaire absorptie dempt een akoestische golf tamelijk snel (exponentieel) uit. Behalve door absorptie wordt de geluidsintensiteit ook nog verzwakt door *verstrooiing* (door in de lucht zwevende deeltjes).

De *akoestische impedantie* Z_A bepaalt de vermogensoverdracht tussen twee media.

$$Z_A = \frac{P}{u} \cong \rho c \quad \text{met } P \text{ de wisseldruk en } u \text{ de deeltjessnelheid.}$$

Op het grensvlak van twee media (bijvoorbeeld transducent-lucht) treedt reflectie op: een deel van het vermogen wordt teruggekaatst, het resterende deel plant zich voort in het tweede medium. De reflectie is evenredig met $Z_1 - Z_2 / Z_1 + Z_2$, met Z_1 en Z_2 de akoestische impedanties van media 1 en 2. Om weinig vermogensverlies te hebben moeten de impedanties van de materialen dus zo dicht mogelijk bij elkaar liggen. Tabel 2.9 vermeldt, ter vergelijking van grootte-orde, enige eigenschappen van diverse materialen.

Omdat de akoestische impedantie van alle sensormaterialen sterk verschilt van die van het medium lucht is de vermogensoverdracht bij zender en bij ontvanger slecht voor transmissie door lucht. Men probeert dit euvel enigszins te verhelpen met een aanpassingslaag (Eng.: matching layer). Ook het materiaal waarop de transducent is bevestigd (Eng.: backing) beïnvloedt het gedrag in belangrijke mate.

Medium	Dichtheid kg/m ³	Snelheid m/s	Impedantie kg/m ² s
Lucht	1,30	330,00	430,00
Water	10 ³	1,5.10 ³	1,5.10 ⁶
Keramiek	7,5.10 ³	3,2.10 ³	3,0.10 ⁷
Staal	7,8.10 ³	6,0.10 ³	4,7.10 ⁷
PVDF	1,8.10 ³	2,2.10 ³	2,5.10 ⁶

Tabel 2.9: Akoestische eigenschappen van diverse materialen.

12.4 Meetmethoden

Er bestaan twee basismethoden voor het meten van afstand met behulp van akoestische signalen: discontinu en continu.

Discontinue meetmethode

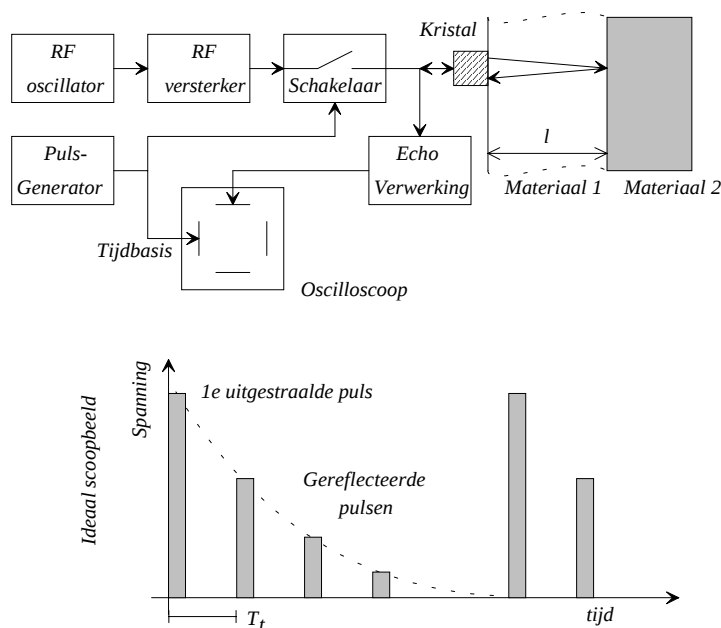
De zender zendt een korte geluidspuls uit in de richting van het voorwerp waarvan de afstand moet worden bepaald (t.o.v. het sensorsysteem). Het geluid plant zich voort, reflecteert tegen het voorwerp en wordt weer ontvangen. De tijd tussen zenden en ontvangen geeft de verplaatsing. Aangezien gewacht moet worden met het uitzenden van een volgende puls tot de echo van de voorgaande is ontvangen, is de informatiestroom discreet in de tijd.

Figuur 2.108 geeft een voorbeeld van de pulsechotechniek. Een piëzo-elektrisch kristal zendt een puls uit in materiaal 1. Als de karakteristieke (akoestische) impedantie van materiaal 1 verschillend is van die van materiaal 2 wordt praktisch alle pulsenergie gereflecteerd aan het oppervlak tussen materiaal 1 en materiaal 2. De gereflecteerde puls wordt gedetecteerd door het kristal, nu werkend als ontvanger. De tijd tussen de vertrekkende puls en de gereflecteerde puls, T_t wordt gemeten. De puls heeft een afstand $2l$ afgelegd:

$$T_t = \frac{2l}{c}$$

Met c de snelheid van het geluid in materiaal 1. Bij gekende c , kan l berekend worden. Deze techniek wordt gebruikt

- om dikten te meten (groot verschil tussen de impedantie van de meeste stoffen en lucht)
- om scheuren te detecteren
- bij een niveaumeting: reflectie op het oppervlak vloeistof-gas



Figuur 2.108: Voorbeeld ultrasoon meetsysteem: Pulsechotechniek.

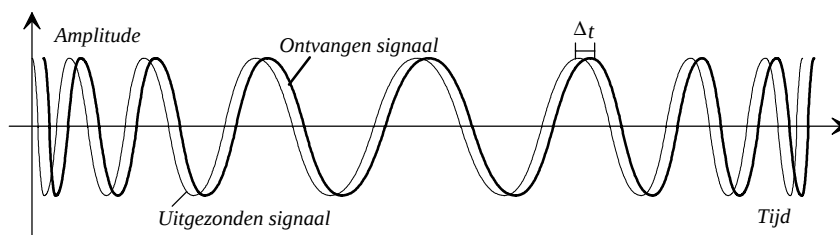
Door diverse oorzaken zijn nauwkeurigheid en bereik beperkt:

- door de beperkte bandbreedte van de transducent (i.h.b. bij piëzo-elektrische typen) is bij een vervormde weerkaatste puls het begin niet meer goed vast te stellen.
- pulsvervorming treedt ook op door ruis en andere stoorsignalen; bij grote afstanden is dit effect sterker

Bij gebruik van één transducent kan pas ontvangen worden als de volledige puls is verzonden. Dit limiteert de minimum te meten afstand. Ook bij afzonderlijke zender en ontvanger bestaat deze limiet, doordat directe overspraak (elektrisch dan wel akoestisch) moeilijk afdoende is te onderdrukken. Verkorten van de puls verkleint ook de energie-inhoud ervan waardoor de signaal-ruisverhouding verslechtert.

Continue meetmethode

De fase tussen een continu uitgezonden sinusvormige geluidsgolf en zijn ontvangen echo is een maat voor de afgelegde afstand. De informatie is echter slechts eenduidig over één periode, dus het bereik is beperkt. De resolutie daarentegen kan groot zijn (bijv. bij 1 graad faseresolutie en 6 mm golflengte is de verplaatsingsresolutie 16 μm). Bovendien heeft deze methode het voordeel dat op elk moment informatie bestaat over de verplaatsing, in tegenstelling tot bij de voorgaande methode.



Figuur 2.109: Continu meting door frequentiemodulatie (FM) (Eng.: shirp).

Het eenduidige meetbereik kan worden vergroot door een FM-signaal uit te zenden (Eng.: shirp zie figuur 2.109). Indien de frequentie van het zendsignaal lineair in de tijd varieert: $f = f_0(1 - kt)$, dan is op ieder moment het frequentieverschil tussen verzonden signaal en ontvangen signaal gelijk aan:

$$\Delta f = f_0(1-kt) - f_0\{1-k(t-\Delta t)\} = f_0 k\Delta t$$

De afstand tot het object volgt dan uit:

$$l = \frac{c\Delta t}{2} = \frac{c\Delta f}{2kf_0}$$

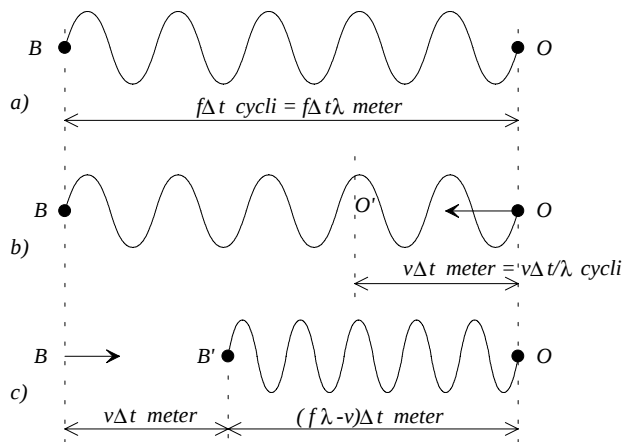
Deze methode verenigt enige voordelen van de hiervoor beschreven methoden: het zendsignaal is continu (gunstig voor de signaal-ruisverhouding) en het bereik is groter (hangt samen met de frequentiezwaai). Omdat de frequentie varieert zijn uitsluitend breedbandige transducenten toepasbaar.

12.5 Ultrasone Doppler-debietmeter

De ultrasone Doppler-debietmeter wordt gebruikt om het debiet of de snelheid van een vloeistof in een pijp te meten. De debietmeter wordt extern bevestigd aan de pijp en is dus nuttig voor de debietmeting van corrosieve vloeistoffen.

De werkwijze is gebaseerd op het dopplereffect:

Als bron en ontvanger van de geluidsgolven bewegen t.o.v. elkaar dan gaat de frequentie van het ontvangen signaal verschillend zijn van de frequentie van het uitgezonden signaal. De grootte van het frequentieverschil hangt af van de relatieve snelheid van de bron t.o.v. de ontvanger.



Figuur 2.110: Het Doppler-effect.

Figuur 2.110 geeft de drie mogelijke gevallen weer:

- ♦ a) Bron en ontvanger staan stil:
Gedurende de tijd Δt zijn er $f\Delta t$ cycli en wordt er een afstand van $f\Delta t\lambda$ meter afgelegd.
- ♦ b) Ontvanger *O* beweegt naar bron *B* met snelheid v :
Gedurende de tijd Δt heeft de ontvanger een afstand $v\Delta t$ afgelegd. Na Δt is de ontvanger in punt *O'*. De ontvanger ontvangt $v\Delta t/\lambda$ meer cycli dan wanneer hij niet zou bewegen. Het totaal aantal ontvangen cycli is

$$f\Delta t + \frac{v\Delta t}{\lambda} = \left(f + \frac{v}{\lambda}\right)\Delta t$$

De frequentie van het ontvangen signaal is dus

$$f' = f + \frac{v}{\lambda} = f + \frac{fv}{c} = f \frac{c+v}{c}$$

met c de snelheid van de golf.

Als de ontvanger in de omgekeerde richting beweegt, ontvangt hij minder cycli en uit dezelfde redenering volgt de frequentie f' van het ontvangen signaal gelijk aan

$$f' = f \frac{c-v}{c}$$

- ♦ c) Bron B beweegt naar ontvanger O met snelheid v :
Gedurende de tijd Δt heeft de bron een afstand $v\Delta t$ afgelegd. Na Δt is de bron in punt B' .
De afstand $B'O$ is $f\Delta t\lambda - v\Delta t = \Delta t(f\lambda - v)$. De golflengte λ' is:

$$\lambda' = \frac{\text{totale afstand}}{\text{aantal cycli}} = \frac{\Delta t(f\lambda - v)}{f\Delta t} = \lambda - \frac{v}{f} = \lambda \frac{c-v}{c}$$

Als de bron in de andere richting beweegt, weg van O , is

$$\lambda' = \lambda \frac{c+v}{c}$$

Figuur 2.111 geeft de opstelling van de debietmeter. Het kristal zendt een golf uit met frequentie f , snelheid c , en hoek θ t.o.v. de stromingsrichting. In de vloeistof zijn er vaste deeltjes, belletjes die bewegen met de snelheid v van de vloeistof. De frequentie van de geluidsgolven t.o.v. de deeltjes is:

$$f' = f \frac{c + v \cos \theta}{c} \quad (\text{Geval b), bron staat stil, ontvanger beweegt naar bron toe met snelheid } v).$$

De invallende golven op de deeltjes worden naar alle richtingen verstrooid. Een deel wordt verstrooid terug in de richting van het kristal. De golflengte van de ontvangen geluidsgolven is:

$$\lambda'' = \lambda' \frac{c - v \cos \theta}{c} \quad (\text{Geval c), bron (deeltje) beweegt naar ontvanger (kristal) toe}).$$

Berekening van de ontvangen frequentie f'' met de eigenschap $\lambda'' f'' = \lambda' f' = c$:

$$\begin{aligned} f'' &= \frac{\lambda'}{\lambda''} f' = \frac{c}{c - v \cos \theta} f' = \frac{c}{c - v \cos \theta} \frac{c + v \cos \theta}{c} f \\ &= \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} f \end{aligned}$$

De frequentieverandering Δf is dan

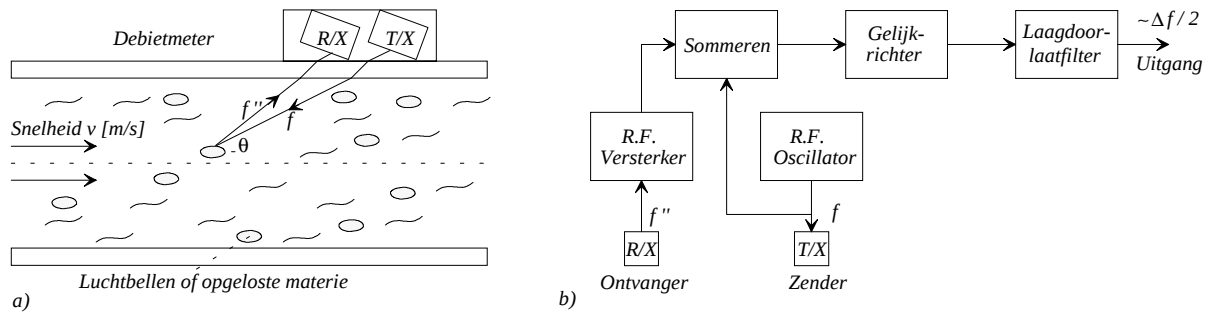
$$\Delta f = f'' - f = \left(\frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} - 1 \right) f = \frac{2 \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} f$$

v/c is klein; typische waarden zijn $v = 10 \text{ m/s}$ en $c = 10^3 \text{ m/s}$ dus $v/c = 10^{-2}$ zodat:

$$\Delta f \cong \frac{2f \cos \theta}{c} v$$

Het frequentieverschil is dus evenredig met de snelheid v .

Het schema uit figuur 2.111.b geeft de nodige bewerkingen om van het ontvangen signaal te komen tot een signaal dat evenredig is met Δf of dus ook evenredig met v .

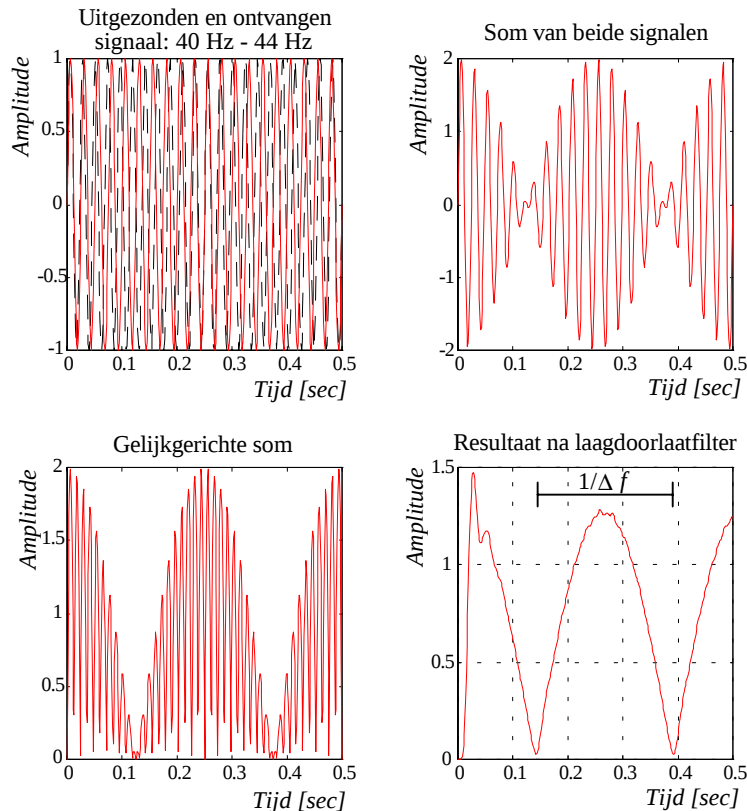


Figuur 2.111: a) Opstelling en b) schakeling voor Doppler-debietmeter.

Eerst wordt het ontvangen signaal, dat sterk verzwakt is, terug versterkt tot het dezelfde amplitude $\hat{V}$ heeft als het uitgezonden signaal. Het ontvangen signaal wordt opgeteld met het uitgezonden signaal:

$$V_{som} = \hat{V} \sin 2\pi f'' t + \hat{V} \sin 2\pi f t = 2\hat{V} \cos \frac{2\pi(f'' - f)t}{2} \sin \frac{2\pi(f'' + f)t}{2}$$

Dit is een amplitude gemoduleerd signaal met als draaggolffrequentie $(f + f'')/2$ en als modulatiefrequentie $\Delta f/2$. Het gelijkgericht en vervolgens gefilterd signaal is sinusoidaal met een frequentie $\Delta f/2$, welke evenredig is met de vloeistofsnelheid.



Figuur 2.112: Verschillende signalen voor de schakeling uit figuur 2.111.b. (Gebruikte laagdoorlaatfilter is een 6e orde Butterworth-filter met afsnijfrequentie bij 40 Hz.)