

Sound & Science: Digital Histories

Archives NAG: Publicatie No. 28 van de Geluidstichting, Zwicker, C. (1941), Trillende kwartskristallen en hun toepassing in de ultra-acoustiek, Delft: Geluidstichting, 1941

<https://acoustics.mpiwg-berlin.mpg.de/text/publicatie-no-28-van-de-geluidstichting>



Scan licensed under: [CC BY-SA 3.0 DE](https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/de/) | Max Planck Institute for the History of Science

C. ZWIKKER

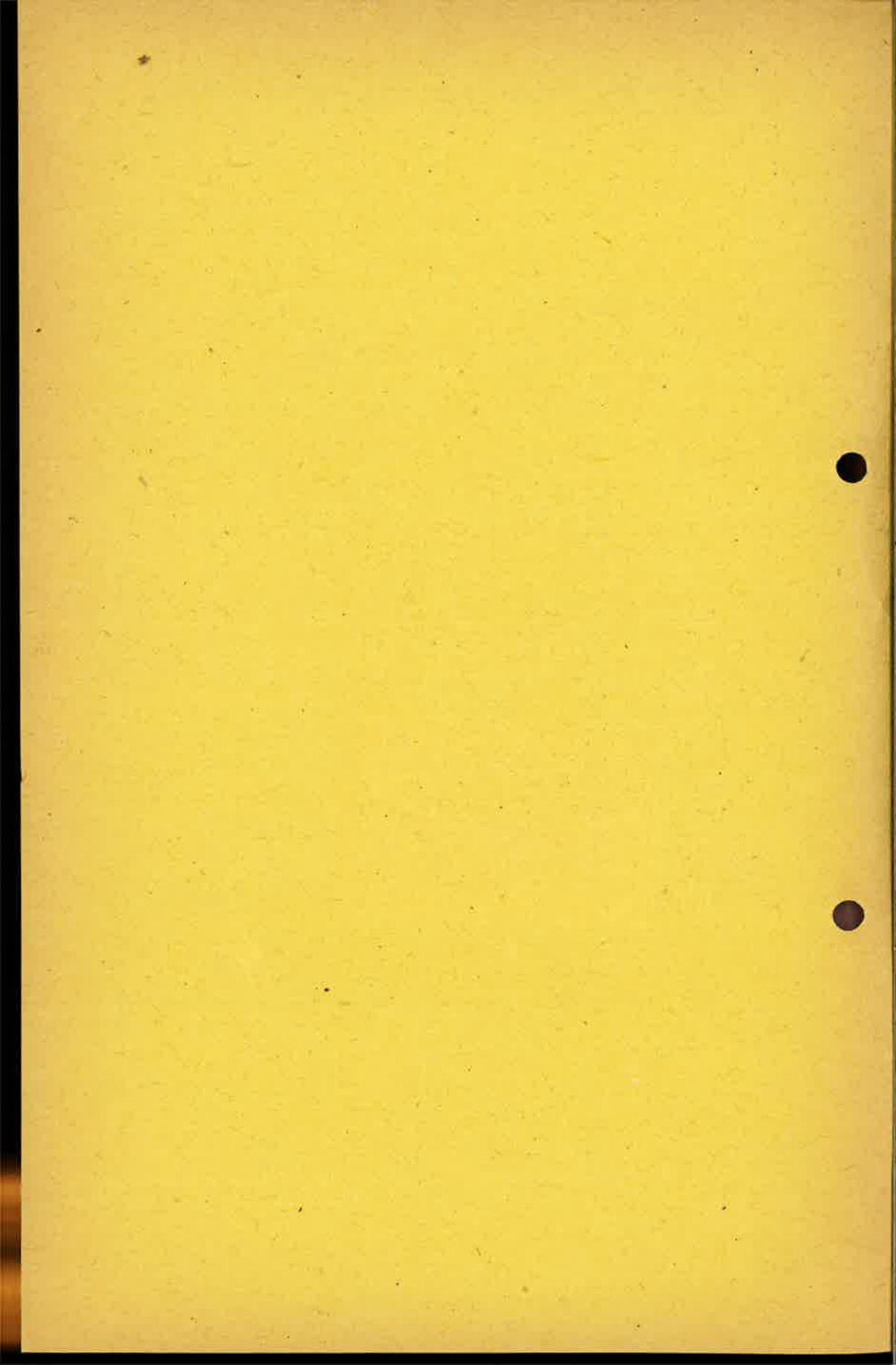
TRILLENDE KWARTSKRISTALLEN EN
HUN TOEPASSING IN DE
ULTRA-ACOUSTIEK

NED. T. NATUURK. 8, 311-326, 1941

*Voordracht gehouden op het
Symposium over Piëzo-electriciteit op 10 Mei 1941
te Utrecht*

PUBLICATIE No. 28.
VAN DE
GELUIDSTICHTING
DELFT - HOLLAND

*Overdruk uit Nederlandsch Tijdschrift voor Natuurkunde
's-Gravenhage - Martinus Nijhoff*



Trillende kwartskristallen en hun toepassing in de ultra-acoustiek

door C. Zwikker

§ 1. Gebruik makende van het piëzo-electrische effect kan het kwartskristal in heftige beweging worden gebracht, indien de frequentie van de aangelegde wisselspanning overeenkomt met de mechanische eigenfrequentie van het kwarts. Eenvoudigheidshalve zullen wij alleen longitudinale dikte-trillingen van een kwartsschijf, genomen uit het kristal volgens een X -snede (dus voor- en achtervlak loodrecht op de elektrische as), beschouwen.

Wij willen eerst het verband vinden tusschen de lading zetelend op de metallieke bekleedsels en de uitwijking van boven-, resp. ondervlak. Daartoe beschouwen wij een kwartsschijf, welke trilt in zijn eerste resonantiefrequentie. Tijdens de trilling kan de momenteele uitwijking van het punt op afstand x van het middenvlak dan gegeven worden door

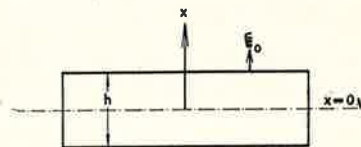


Fig. 1. Longitudaal trillende X -snede.

$$\xi = \xi_0 \sin \frac{\pi x}{h},$$

waarin ξ_0 de uitwijking van het bovenvlak en het ondervlak is. De relatieve rek is:

$$\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

Deze relatieve rek ε gaat gepaard met een spanning σ en een polarisatie P (fig. 2).

De polarisatie is variabel naar x , wat tengevolge heeft, dat er ruimteladingen in het kwarts optreden, waarvan de dichtheid bedraagt:

$$q = - \frac{\partial P}{\partial x}.$$

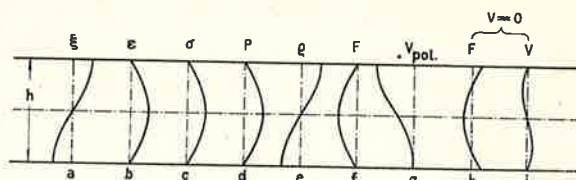


Fig. 2. Verloop der diverse toestandsgrootheden in een kwartsschijf, die in zijn eerste resonantiefrequentie trilt. Alle grootheden zijn positief als zij naar rechts zijn uitgezet. $a-g$ gelden voor een „open” kwarts; h en i voor een „kortgesloten” kwarts.

De van de polarisatie afkomstige ladingen zouden samen een spanningsafval $V_{polarisatie}$ in het kwarts opwekken.

Wordt echter de spanning V op de kwartsbekledingen voortdurend gelijk gehouden aan nul, dan moet op deze bekledingen een ladingsdichtheid D komen, die de polarisatiespanning precies opheft.

Wij behoeven σ en P niet afzonderlijk te berekenen, maar gaan ter berekening van D uit van de grondvergelijkingen, genoemd in de inleiding van den Voorzitter*), n.l.:

$$D = KF + q\sigma ; \quad \epsilon = qF + \sigma/E,$$

waaruit:
$$D = (K - q^2E) F + qE\epsilon.$$

Deze formule wordt geïntegreerd naar x van $-h/2$ tot $+h/2$. Bedenken wij, dat D hierbij constant is (daar $\frac{\partial D}{\partial x} = \text{div } D = 0$), $\int F dx = V$, $\int \epsilon dx = 2\xi_0$, dan volgt voor het geval $V = 0$:

*) B. D. H. Tellegen, Ned. T. voor Natuurk. 8, 270, 1941.

$$D = \frac{Eq}{h} \cdot 2\xi_0, \text{ dus voor de lading: } Q = \frac{AEq}{h} \cdot 2\xi_0 \quad (1)$$

De grootheid $\mathcal{M} = \frac{AEq}{h}$ ($A =$ oppervlak) noemen wij de electro-mechanische koppelingscoëfficiënt.

Is de spanning V op de bekleedingen niet nul, dan wordt de lading daarvan:

$$Q = CV + \mathcal{M} \cdot 2\xi_0, \quad (2)$$

waarvan C de capaciteit is.

§ 2. De bewegingsvergelijking voor een niet piëzo-electrisch kristal is: $K = Z_{mech} \cdot 2v_0$, waarin K een van de twee krachten is, die wij tegengesteld werkend op de beide oppervlakken van het kristal denken te zijn aangebracht (fig. 3).

Is de beweging harmonisch, zoodat alle toestandsgrootheden evenredig zijn aan $e^{j\omega t}$, dan is $v_0 = j\omega\xi_0$ en luidt de bewegingsvergelijking voor een niet-piëzo-electrisch kristal: $K = j\omega Z_{mech} \cdot 2\xi_0$.

Is het kristal echter piëzo-electrisch, dan komt er een term bij en wel is:

$$K = j\omega Z_{mech} \cdot 2\xi_0 - \mathcal{M} \cdot V \quad (3)$$

De kracht wordt bij onverplaatste eindoppervlakken bepaald door de elektrische spanning V . De koppelingscoëfficiënt noemen wij weer \mathcal{M} ; men kan namelijk thermodynamisch laten zien, dat de beide hier ingevoerde koppelingscoëfficiënten aan elkaar gelijk zijn en wel als volgt:

$$TdS = dU - Kd(2\xi_0) - VdQ.$$

$$d(U - VQ) = TdS + Kd(2\xi_0) - QdV.$$

Omdat $U - VQ$ een toestandsfunctie is, zeg $G(2\xi_0, V)$ moeten de tweede afgeleiden

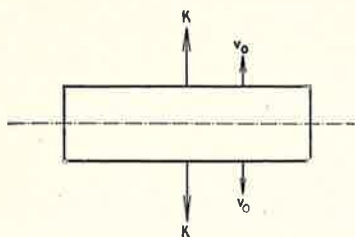


Fig. 3. Definitie van de mechanische impedantie.

$$\frac{\partial^2 G}{\partial (2\xi_0) \partial V} \text{ en } \frac{\partial^2 G}{\partial V \partial (2\xi_0)}$$

aan elkaar gelijk zijn, wat levert:

$$\left(\frac{\partial K}{\partial V} \right)_{2\xi_0} = - \left(\frac{\partial Q}{\partial (2\xi_0)} \right)_V,$$

en hier staat niet anders dan dat de beide koppelingscoëfficiënten aan elkaar gelijk zijn.

§ 3. Combinatie van (2) en (3) levert bij afwezigheid van een uitwendige kracht K

$$Q = \left(C + \frac{\mathcal{M}^2}{j\omega Z_{mech}} \right) V.$$

Denk alle grootheden te variëren evenredig met $e^{j\omega t}$ en differentieer beide leden van deze vergelijking naar t . Bedenken wij dat

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = i \text{ (stroomsterkte)}$$

en dat

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega, \text{ dan ontstaat}$$

$$i = \left(j\omega C + \frac{\mathcal{M}^2}{Z_{mech}} \right) V. \quad (4)$$

Nu is de zichtbare elektrische impedantie

$$Z_{el} = \frac{1}{j\omega C}.$$

De vergelijking (4) is dus ook te schrijven in de vorm:

$$\frac{i}{V} = \frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_{el}} + \frac{\mathcal{M}^2}{Z_{mech}}. \quad (5)$$

Dit is de formule voor een parallelschakeling. Zie fig. 4.

§ 4. Nu moeten wij nog Z_{mech} uitrekenen voor een trillend kwarts, dat wij eenvoudigshalve zullen aannemen symmetrisch belast te zijn met een acoustische impedantie, zoodat de bovenbedoelde Z_{mech} gelijk is aan de mechanische impedantie van het kwarts plus een bijdrage van de acoustische impedantie, waarmee elk der beide oppervlakken is belast.

Wij beschouwen de staande trilling als de superpositie van een heengaande en teruggaande golf.

De snelheid is op de plaats x :

$$v = \frac{\partial \xi}{\partial t} = j\omega \xi = j\omega \xi e^{j\omega t} \left(e^{-j\frac{2\pi x}{\lambda} - \beta x} - e^{j\frac{2\pi x}{\lambda} + \beta x} \right).$$

Hierin is λ de golflengte, β de extinctiecoëfficiënt, die voor kwarts buitengewoon klein is.

Aan het oppervlak $\left(x = \frac{h}{2}\right)$ is de snelheid:

$$v_0 = j\omega \xi e^{j\omega t} \left(e^{-j\frac{\pi h}{\lambda} - \beta \frac{h}{2}} - e^{j\frac{\pi h}{\lambda} + \beta \frac{h}{2}} \right).$$

De specifieke rek is op de plaats x :

$$\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x} = -j \frac{2\pi}{\lambda} \xi e^{j\omega t} \left(e^{-j\frac{2\pi x}{\lambda} - \beta x} + e^{j\frac{2\pi x}{\lambda} + \beta x} \right)$$

en de spanning (onder verwaarloozing van termen met q^2):

$$\sigma = E\varepsilon = -jE \frac{2\pi}{\lambda} \xi e^{j\omega t} \left(e^{-j\frac{2\pi x}{\lambda} - \beta x} + e^{j\frac{2\pi x}{\lambda} + \beta x} \right)$$

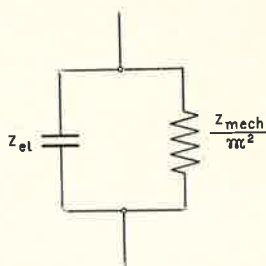


Fig. 4. Electricch vervangingsschema van het trillende kwarts.

en aan het oppervlak, waar $x = \frac{h}{2}$:

$$\sigma_0 = -jE \frac{2\pi}{\lambda} \xi e^{j\omega t} \left(e^{-j\frac{\pi h}{\lambda} - \beta \frac{h}{2}} + e^{j\frac{\pi h}{\lambda} + \beta \frac{h}{2}} \right).$$

De impedantie van het kristal met oppervlak A is dus:

$$Z_{kristal} = \frac{K}{2v_0} = \frac{\sigma_0 A}{2v_0} = \frac{EA}{2c} \coth \left(j \frac{\pi h}{\lambda} + \beta \frac{h}{2} \right), \quad (6)$$

waarin c de voortplantingssnelheid is.

Een schakelschema van een eindig aantal elementen kan hieraan in het algemeen niet aequivalent zijn. Wel kunnen wij zoeken naar het beste aequivalente elektrische schema in een klein ω -traject, b.v. rondom de eerste resonantie.

Ontwikkeling van (6) naar $\frac{\pi h}{\lambda}$ in de buurt van $\frac{\pi}{2}$ (eerste resonantie) geeft:

$$e^{-j\frac{\pi h}{\lambda} - \beta \frac{h}{2}} = \left(-j - \frac{h}{2c} \Delta\omega \right) \left(1 - \beta \frac{h}{2} \right) = -j - \frac{h}{2c} \Delta\omega + j\beta \frac{h}{2},$$

$$e^{j\frac{\pi h}{\lambda} + \beta \frac{h}{2}} = \left(j - \frac{h}{2c} \Delta\omega \right) \left(1 + \beta \frac{h}{2} \right) = j - \frac{h}{2c} \Delta\omega + j\beta \frac{h}{2},$$

dus: $Z_{kristal} = \frac{EA}{2c} \left(\beta \frac{h}{2} + j \frac{h}{2c} \Delta\omega \right)$ of tevens invoerend:

$$d = \text{spec. massa}; \quad c^2 = \frac{E}{d} \quad \text{en de massa } m = dhA:$$

$$Z_{kristal} = \beta c \frac{m}{4} + j \frac{m}{4} \cdot \Delta\omega, \quad (7)$$

welke formule dus alleen geldt in de buurt van de eerste resonantie.

Wanneer we deze uitdrukking vergelijken met die voor de impedantie van een elektrische keten:

$$Z = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R,$$

wat in de buurt van de resonantie, ontwikkeld naar $\Delta \omega$, en onder gebruikmaking van $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ geeft:

$$Z = R + j 2L \Delta \omega,$$

dan zien wij, dat het vervangingsschema van $Z_{kristal}$ is als in fig. 5.

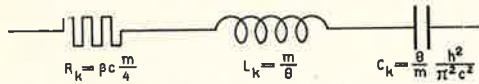


Fig. 5. Schema van de mechanische impedantie van het kwarts in de buurt van de eerste resonantie.

De waarde van C_k is daarbij berekend uit:

$$\frac{1}{L_k C_k} = \omega^2 = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^2} = \frac{\pi^2 c^2}{h^2}.$$

§ 5. Voor de acoustische impedantie van de beide als parallel geschakeld te beschouwen eindvlakken kunnen wij met goede benadering zetten:

$$Z_{ac} = \frac{A}{2} \cdot d_{vl} c_{vl},$$

waarin $d_{vl} \cdot c_{vl}$ de specifieke impedantie is van het belastende medium. Wij zijn nu in staat het schema van fig. 4 te completeren (zie fig. 6). Het merkwaardige is, dat dit schema niet op elektrische weg is te verwezenlijken, omdat klossen een grootere weerstand hebben; electrotechnisch gesproken, de kringqualiteit $Q = \frac{\omega L}{R}$ is voor kwarts veel grooter dan voor normale kringen ($Q = 100\ 000$ voor vrij

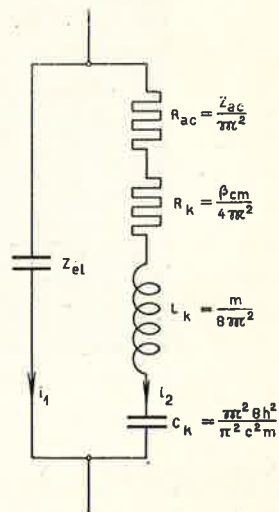


Fig. 6. Uitgewerkt electrisch vervangingsschema van het met een acoustische impedantie belaste trillende kwarts in de buurt van de eerste resonantie.

kwarts, $Q = 300$ voor normale kring, $Q = \pm 30$ voor kwarts in olie). Ook is het niet mogelijk klossen te wikkelen, die bij de hier gegeven L_k een zoo kleine C bezitten.

Numeriek voorbeeld (alles in Giorgi-eenheden).

Voor kwarts bedraagt: $E = 8,546 \cdot 10^{10}$ Newton/m²

$$d = 2650 \text{ kg/m}^3$$

$$q = 2,12 \cdot 10^{-12} \text{ Coul/Newton}$$

$$c = 5760 \text{ m/sec.}$$

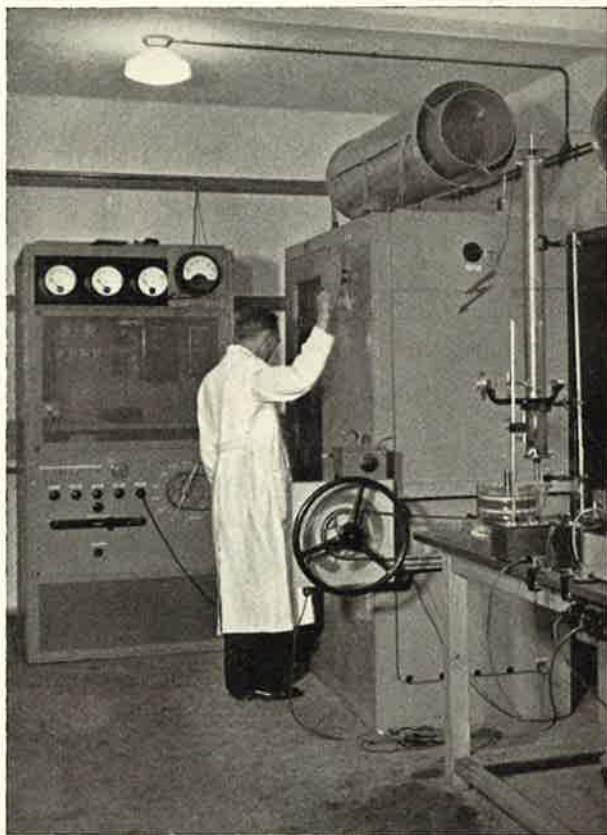


Fig. 7. De ultrasonore generator van het Laboratorium voor Technische Physica te Delft. Links: voedingsapparaat. Midden: generator, de frequentie wordt juist geregeld. Het wiel met kettingoverbrenging dient voor de instelling van de intensiteit. Rechts: kwarts in oliebad; de sonde voor de stralingsdrukmeting bevindt zich in het oliebad (vergl. fig. 12).

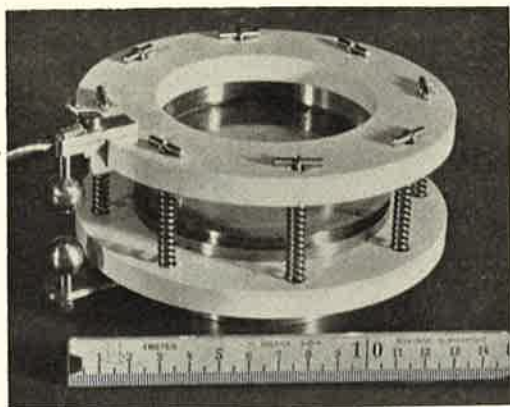


Fig. 8. Kwartzkristal in houder, geschikt voor het uitstralen van ongeveer 1 kW acoustische energie. Daar zich onder het kwarts een luchtkamer bevindt wordt alleen naar boven energie afgegeven.

Het kwarts van de ultrasonore generator van het Laboratorium voor Technische Physica heeft de gegevens:

$$A = 71 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

$$h = 0,013 \text{ m}$$

$$C_{el} = 30 \cdot 10^{-12} \text{ Farad}$$

Met deze gegevens berekenen wij: $\nu = 220 \text{ kHz}$.

$$\mathcal{M} = 0,099 \text{ Coul/m} = 0,099 \text{ Newton/Volt}$$

$$L_k = 3,1 \text{ Henry}; C_k = 0,17 \cdot 10^{-12} \text{ Farad.}$$

Verder is voor olie: $d_{vl} = 920 \text{ kg/m}^3$; $c_{vl} = 1300 \text{ m/sec}$. waaruit: $R_{ac} = 0,43 \cdot 10^6 \text{ Ohm}$.

R_k is hiertegenover te verwaarlozen.

Men meet de impedantie van het kwarts onder verschillende omstandigheden om de elementen van het schema ieder apart te kunnen berekenen. Z_{el} volgt uit een statische meting. Z_{ac} uit het verschil van de impedanties van het kwarts in olie of in lucht. R_k door een impedantiemeting in resonantie, L_k en C_k uit het impedantieverloop rondom de eigenfrequentie van het kwarts.

Zijn alle elementen bekend, dan kan men het rendement van de opstelling, de aanpassing aan de hoogfrequente generator en alle

andere wetenswaardigheden volgens de regels der electrotechniek berekenen.

Bijvoorbeeld blijkt, dat bij toenemende dikte van de kwartsplaat de nuttige i_2 (fig. 6) relatief kleiner wordt ten opzichte van i_1 en dat bovendien de nuttige weerstand R_{ac} minder snel aangroeit dan R_b . Tegenover het hieruit blijkende voordeel van dunne plaatjes staat het nadeel, dat bij een dunne plaat de trillingsamplitude der eindvlakken kleiner is bij eenzelfde maximaal toegelaten mechanische spanning.

§ 6. Het kristal wordt geschakeld zooals b.v. aangegeven in fig. 9 (Meissner-schakeling) en in een vloeistof geplaatst. De intensiteit is van de orde 10 Watt/cm², gewoon geluid van 60 phoon

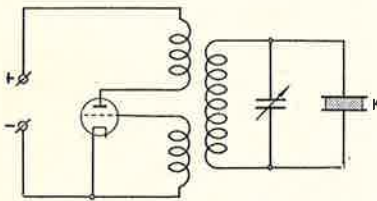


Fig. 9. Principe-schema van een Meissner oscillator. De spanning op het kwarts K bedraagt 20 000 V.

heeft een intensiteit van 10-10 Watt/cm², zodat bij gebruik van ultrasonore golven effecten kunnen worden verwacht, die bij gewoon geluid nooit zijn waargenomen.

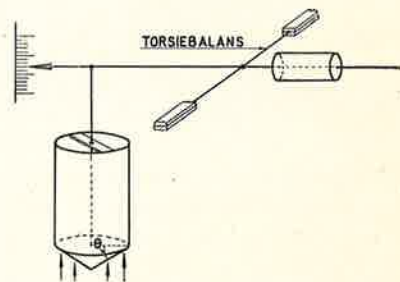
Het vloeistofoppervlak gaat bol staan, soms vormt zich een kegel, Wood en Loomis slaagden erin vischjes te doden, een van een insnoering voorziene glasstaaf smelt op de plaats van de insnoering weg. Olie op een glasstaaf zittend vertoont ringen per analogie aan de proef van Kundt. Ultrasonore staande golven zijn zoowel in gassen en vloeistoffen als in vaste stoffen gemakkelijk met de schlierenmethode zichtbaar te maken.

Voor de uitmeting van het veld kan men gebruik maken van de stralingsdruk, gegeven door de formule:

$$P_{str} = 2 u \cos^2 \theta,$$

waarbij u de energiedichtheid is in de voortgaande golf. De pon-

Fig. 10. Het meten van de ponderomotorische kracht met torsiebalans. De sonde is kegelvormig teneinde het optreden van staande golven te voorkomen.



deromotorische kracht wordt gemeten met een torsiebalans. De stralingsdruk is van de orde van 1 cm waterhoogte. Ook andere, in de acoustiek gebruikte, meetmethoden laten zich in het ultrasone gebied toepassen. De interferometerproef van Kundt en de intensiteitsmeting door middel van de afkoeling van een gloeidraad (anemometer) zijn ook in de ultra-acoustiek zeer gebruikelijk. Men bezigt ook piëzo-electrische sondes, waarbij gebruik wordt gemaakt van de groote gevoeligheid van seignettezout.

§ 7. Interessant is de buigingsmethode, door Debye in 1932 ingevoerd. Men zet een vloeistofbad boven het trillende kristal, waardoor in de vloeistof staande golven ontstaan met periodiek op el-

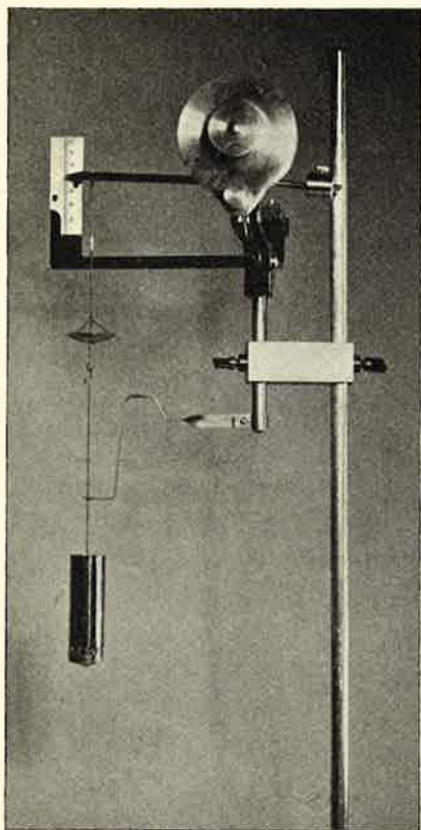
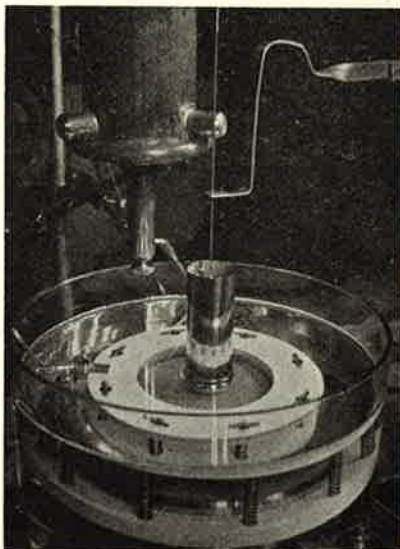


Fig. 11. Uitvoering van de torsiebalans volgens fig. 10. Bij het meten wordt de wijzer met een torsiekop weer in de nulstand gebracht, zoodat altijd op hetzelfde niveau wordt gemeten.

Fig. 12. Deze figuur toont hoe de reflector boven het kristal in de olie hangt.



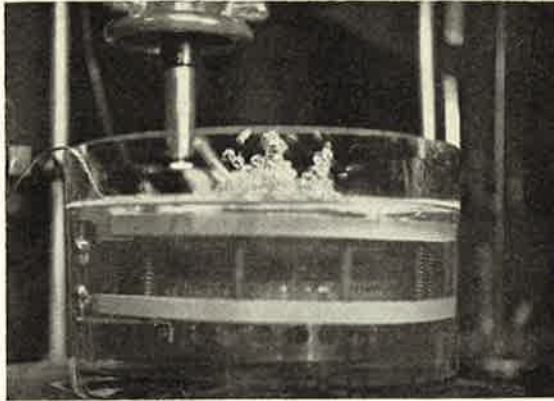


Fig. 13. Oliefontein boven trillend kwartskristal.

kaar volgende verdichtingen en verdunningen. Deze periodieke toestandsverandering van het materiaal is te gebruiken als optisch rooster, waarmee men buigingspectra kan opwekken, zichtbaar onder en boven de centrale brandlijn F (fig. 14). Omdat het buigingsrooster 2ν keer per seconde verdwijnt is het licht van het

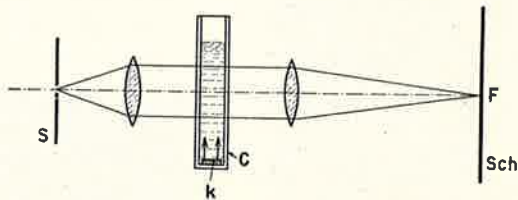


Fig. 14. Ultrasonore golven als optisch rooster. De buigingsbeelden van de spleet S worden op het scherm afgebeeld. De evenwijdige bundel passeert de vloeistof in het cuvet C , waarin het kristal K ultrasonore golven opwekt.

buigingsbeeld gemoduleerd met de dubbele geluidsfrequentie, waarmee in principe een stroboscoop is ontstaan, b.v. toegepast voor phosphorescentiemetingen.

Moduleert men de intensiteit van het ultrasonore veld, dan moduleert men ook de intensiteit van het afgebogen licht. De ultrasonore cel vervangt daarom de Kerr-cel als modulator van een lichtstraal en vindt deswege, naast de laatste, toepassing voor televisie-ontvangers (Scophony).

Uit de afstanden in het buigingsbeeld kan men omgekeerd de golflengte der ultrasonore golven berekenen en daaruit weer de elastische constanten, zoowel van isotrope als van anisotrope doorzichtige stoffen. De methode laat zich zeer nauwkeurig met kleine monsters uitvoeren. Het mechanisch kristalonderzoek, dat sinds de tijd van Voigt vrijwel gerust had, is daardoor in een nieuwe periode van ontwikkeling gekomen.

Dat een medium, waarin staande golven zijn opgewekt, als optisch tralie fungeert, is een gevolg van de variatie van de brekingsindex n met de spanning σ . De invloed op n is echter verschillend voor de twee hoofdpolarisatierichtingen van het doorgezonden licht: de stof is dubbelbrekend. De z.g. elasto-optische constanten geven het verband aan tusschen de dubbelbreking en de spanning. Door intensiteitsmetingen in het buigingsbeeld bij gebruik van al of niet gepolariseerd licht is men in staat de elasto-optische constanten op elegante wijze te bepalen.

Van groot fysisch belang zijn de interferometerproeven in gassen en vloeistoffen, waarbij men de golflengte en de extinctiecoëfficiënt in het medium meet als functie van de frequentie. Het is daarbij gebleken, dat vele gassen dispersie vertoonen voor de ultrasonore golven, d.w.z. de snelheid neemt toe bij stijgende frequentie. Deze dispersie gaat gepaard met een aanzienlijke absorptie. Deze effecten worden daardoor verklaard, dat de intramoleculaire trillingen (oscillaties) eenige tijd noodig hebben om zich aan te passen aan de translatorische en rotatorische bewegingen, die door de met de verdichtingen en verdunningen gepaard gaande temperatuurwisselingen periodiek in energieinhoud op en neer gaan. Bij hoorbare frequenties komt de aequipartitie tusschen oscillaties en de uitwendige vrijheidsgraden in elke halve periode volkomen tot stand; overdruk, temperatuur en overdichtheid zijn met elkaar in fase. Bij zeer hoge ultrasonore frequenties doen de oscillatorische trillingen niet mee, overdruk en overdichtheid zijn ook dan met elkaar in fase. In het tusschengebied heeft na de verdichting een geleidelijke overdracht van energie plaats van de translaties naar de oscillaties. Er is hysteresis tusschen druk en dichtheid, wat met energiedissipatie gepaard gaat.

§ 8. Van de technische toepassingen noemde ik al het gebruik van een trillende vloeistof als lichtmodulator in de televisie. Veel

belangrijker is het gebruik van ultrasonore golven in de onderwatersignaaltechniek. Men gebruikt hiervoor golven van betrekkelijk groote golflengte, die minder geabsorbeerd worden dan kortere golven. Omdat de hiervoor benodigde dikke kristalplaten niet beschikbaar zijn, redt men zich door eenige kristalplaten op elkaar te bevestigen en door staalschijven aan de kwartskristallen vast te kitten.

Men is druk bezig toepassingen van de ultrasonore trillingen in

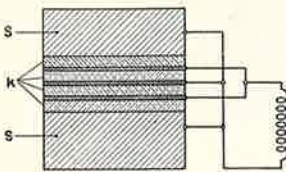


Fig. 15. Kwartszender voor onderwatersignaleering. De op elkaar gekitte kwartsplaten *K* zijn tusschen de stalen platen *S* geklemd teneinde de eigenfrequentie van het geheel te verlagen.

de geneeskunde te vinden. Inderdaad moet het mogelijk zijn weefselcellen van bepaalde grootte met uitgezochte frequenties kapot te doen trillen, zooals uit de ruwe proef van *Wood* en *Loomis* met visschen reeds is gebleken. Als nuttige toepassingen heeft men gevonden, dat bepaalde geneesmiddelen door de ultrasonore trillingen door de huid heen dringen. Ook schijnt het, dat ischias en pneumonie doeltreffend zijn te bestrijden met ultrasonore trillingen.

Het gebied evenwel, waarop de meeste toepassingen zijn te verwachten, is dat der technologie van emulsies en suspensies. Het emulgeerend vermogen is te demonstreeren door een reageerbuis, die gedeeltelijk met kwik en voor de rest met water is gevuld, in het veld te houden. Het kwik wordt onmiddellijk in het water gedispergeerd en ook het omgekeerde treedt op, ofschoon dit niet te zien is.

Alle mogelijke beïnvloeding van de stabiliteit en dispersiteit van emulsies treden in het ultrasonore veld op. Soms wordt de emulsie fijner, soms grover, zelfs kan coagulatie optreden. In andere gevallen verandert de stabiliteit in gunstigen of ongunstigen zin, zonder dat de dispersiteit behoeft te veranderen.

Het is waarschijnlijk, dat bij deze verschijnselen allerlei physische processen tegelijk werkzaam zijn, zoodat het geheel een gecompliceerd karakter krijgt. Komt een druppel met een van zijn capillariteitstrillingen in resonantie met het ultrasonore veld, dan zal hij uiteenvallen in kleinere druppeltjes, waardoor de dispersiteit toe-

neemt. Omgekeerd bestaat ook een coaguleerende werking, doordat kleinere druppeltjes beter worden meegesleurd door de mechanische trilling dan grovere. De grovere kunnen dus de kleinere opvangen; de dispersiteit neemt af.

Wanneer de stabiliteit varieert bij constante dispersiegraad, moet dit toegeschreven worden aan de verwijdering van bepaalde capillair-actieve lagen, die op de druppels van het dispersoid geadsorbeerd waren. De hierdoor optredende verandering in de oppervlakte-spanning en misschien ook colloid-electrische werkingen hebben een verandering van de stabiliteit tengevolge. Er zijn nog meer processen denkbaar. De sterke drukvariaties zullen de oplossings-evenwichten voortdurend verstoren, waardoor diffusie moet optreden. De dynamische toestand kan zeer veel verschillen van de statische. Bij andere processen werkt het ultrasonore veld katalytisch. Onder anderen komen de in gesmolten glas of metaal opgeloste gassen onmiddellijk vrij bij de bestraling van de smelt met ultrasonore golven.

Eenige van de hier genoemde processen treden bij zeer bepaalde frequenties op. Zoo zal het kapottrillen van druppeltjes een zeer selectief effect zijn. Ook voor de coagulatie van kleinere partikels aan grotere is een zeker verband noodig tusschen de massaverschillen der beide druppelsoorten en de frequentie. Voor andere elementaire processen (vrijkomen van gas, cavitatie) zijn bepaalde minimale veldintensiteiten noodig.

Het gevolg van een en ander is, dat men elk technologisch geval op zichzelf zal moeten bestudeeren. Lukraak gedane proeven zullen weliswaar altijd een of ander merkwaardig effect opleveren, echter slechts bij toeval het gezochte en een verdiept inzicht zal daardoor niet kunnen ontstaan. De gecompliceerdheid der verschijnselen zal vergen, dat men het systematische onderzoek aanvangt met de studie van de meest eenvoudige systemen en daarbij vooral quantitative metingen uitvoert. Ik meen wel te mogen zeggen, dat hier nog een groot stuk technische physica braak ligt.

LITERATUUR:

- A. Scheibe, *Piezoelektrizität des Quarzes*. Verlag Steinkopff, Dresden 1938.
P. Vigoureux, *Quartz Resonators and oscillators*. H. M. Stationary Office. London 1931.
E. Hiedemann, *Ultraschallforschung*. Walter de Gruyter en Co., Berlin 1939.
L. Bergmann, *Der Ultraschall*. V.D.I. Verlag. Berlin 1939.

Delft, Laboratorium voor Technische Physica.

Discussie.

Dr. J. de Boer: De te gebruiken frequentie bij echoëiling onder water wordt eenerzijds bepaald door de absorptie, waardoor wordt zij aan de lage zijde bepaald?

Prof. Zwikker: De golflengte mag niet te groot worden, opdat het richteffect behouden blijft, wat onder meer van belang is voor de geheimhouding. De gebezigde frequenties liggen in de buurt van 30.000 Hz.

Ir. V. Cohen Henrquez: De gegeven benadering voor $Z_{kristal}$ is slechts geldig in de onmiddellijke omgeving van de eerste resonantie. Hoe is het vervangingsschema voor frequenties, die meer van de resonantiefrequentie afwijken?

Zw.: De afgeleide impedantie wordt in het complexe vlak voorgesteld door een spiraal, terwijl de benadering wordt voorgesteld door een rechte lijn evenwijdig aan de Im -as. Dergelijke benaderingen zijn dus geldig rondom

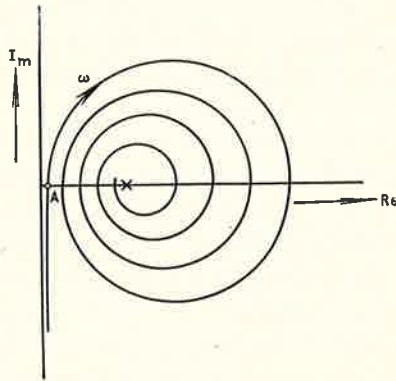


Fig. 16. Impedantie van kwartskristal in het complexe Z -vlak (zie formule 6). De spiraal convergeert naar het punt $\frac{EA}{2c}$. Het schema van fig. 6 geldt in de buurt van punt A .

alle punten, waar de impedantiecurve de Re -as snijdt. Nu loopt ω betrekkelijk langzaam door de resonanties, maar zeer snel door de anti-resonanties. De benadering, geldende rondom een resonantie punt, is daarom over een betrekkelijk groot ω -traject aan te houden, b.v. van $\frac{1}{4} \Delta\omega$ onder ω_{res} tot $\frac{1}{4} \Delta\omega$ boven ω_{res} , wanneer $\Delta\omega$ het ω -verschil is tusschen 2 opeenvolgende resonanties.

Ir. B. D. H. Tellegen: De afgeleide formule voor $Z_{kristal}$ lijkt mij overeen te komen met die voor de elektrische impedantie van een kabel van eindige lengte. Is dat het geval?

Zw.: Dat is inderdaad het geval. Mathematisch zijn de beide gevallen identiek te behandelen. Het zijn bijzondere gevallen van de algemeene vierpooltheorie.

