

Electrische, in het bijzonder Piëzo-electrische eigenschappen van Bariumtitanaat

door J. H. van Santen en G. H. Jonker ¹⁾

Voordracht gehouden door J. H. van Santen op 9 Mei 1951
voor het Nederlands Radiogenootschap.

SUMMARY

A survey is given of the electric properties of ceramic barium titanate. The piezo-electric properties are discussed and it is shown how the piezo-electricity of pre-polarized barium titanate can be considered as a combination of a linearized electrostriction and a real piezo-electric effect. Some possible applications of barium titanate ceramics are mentioned.

1. *Seignette-electriciteit.*

Men heeft in de laatste jaren ontdekt dat bij een aantal diëlectrica de electrische polarisatie niet evenredig is met de electrische veldsterkte, maar daarentegen verzadiging en hysteresis vertoont. Een dergelijk gedrag werd het eerst (ca 1918) ontdekt bij het seignettezout, KNa tartraat. $4 H_2O$; men spreekt daarom meestal van seignette-electriciteit²⁾.

Een volgend seignette-diëlectricum was het kaliumdihydrophosfaat KH_2PO_4 (1938).

Gedurende de tweede wereldoorlog is een derde type ontdekt, nl. het barium(meta)titanaat, $BaTiO_3$, en enige verwante verbindingen. Met de eigenschappen van deze stof zullen we ons hier bezig houden.

¹⁾ Verbonden aan het Natuurkundig Laboratorium N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven — Nederland.

²⁾ In de Angelsaksische literatuur spreekt men van „ferro-electricity”, aangezien de seignette-electrische stoffen grote overeenkomst met ferro-magnetica vertonen.

In tegenstelling tot het seignettezout en het KH_2PO_4 wordt $BaTiO_3$ meestal gebruikt in de vorm van een door sintering bij hoge temperatuur (ca $1350^\circ C$) verkregen keramisch, polykristallijn materiaal.

Hoewel men tegenwoordig vele onderzoeken aan een-kristallen verricht, zullen we ons hier bepalen tot keramisch $BaTiO_3$.

2. *Electrische eigenschappen van bariumlitanaat.*

2-1. *Inleiding.*

In fig. 1 geven we als functie van de temperatuur de diëlectrische constante, ϵ , van $BaTiO_3$, zoals deze gemeten wordt bij lage veldsterkten en bij niet te hoge frequenties ($< 10^7$ c/s). Er

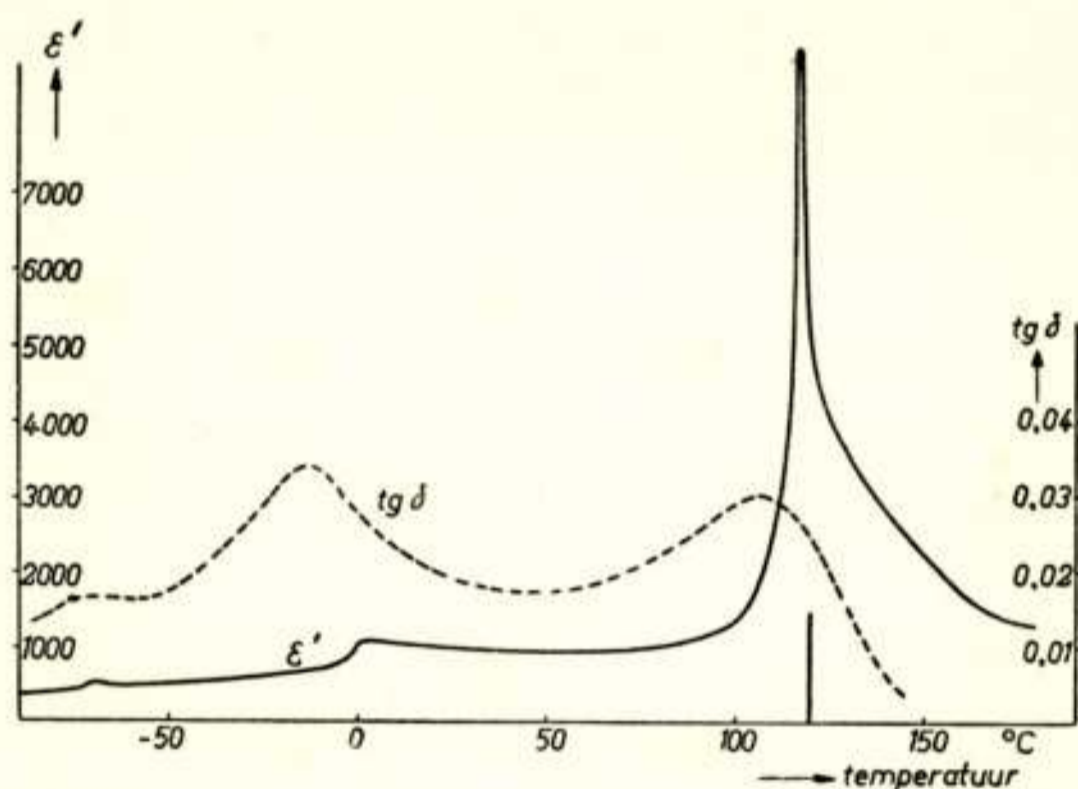


Fig. 1.

Diëlectrische constante, ϵ , van $BaTiO_3$ als functie van de temperatuur. Gemeten bij 1 kc/s met een lage wisselspanning.

is een zeer hoge piek in ϵ bij $120^\circ C$ en twee lagere maxima bij $5^\circ C$ en $-70^\circ C$.

Boven en onder $120^\circ C$ heeft $BaTiO_3$ geheel verschillende eigenschappen.

Boven $120^\circ C$ is de electriche polarisatie een lineaire functie van de polarisatie, terwijl de verliezen laag zijn.

Het enige abnormale is de hoge waarde van ϵ en de sterke afhankelijkheid van ϵ van de temperatuur, T . Er geldt bij benadering een „Curie-Weiss” formule

$$\epsilon \approx \frac{10^5}{T - T_{piek}} \quad (1)$$

of ook

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \approx -10^{-5} \cdot \epsilon. \quad (2)$$

Onder de piektemperatuur is de polarisatie geen lineaire functie van de veldsterkte, er treedt hysteresis op en de verliezen zijn hoog. In dit temperatuurgebied is $BaTiO_3$ een typisch seignette-electrische stof.

Door Ba door Sr te vervangen kan men de piektemperatuur van $120^\circ C$ naar lagere temperaturen verschuiven, terwijl vervanging van Ba door Pb de piektemperatuur verhoogt. Door mengkristallen te maken van $BaTiO_3$ en $SrTiO_3$ of van $BaTiO_3$ en $PbTiO_3$ kunnen we de piektemperatuur willekeurig instellen tussen het absolute nulpunt en ca $500^\circ C$.

2-2. Kristalstructuur.

Ook kristallografisch is $BaTiO_3$ onder en boven $120^\circ C$ ver-

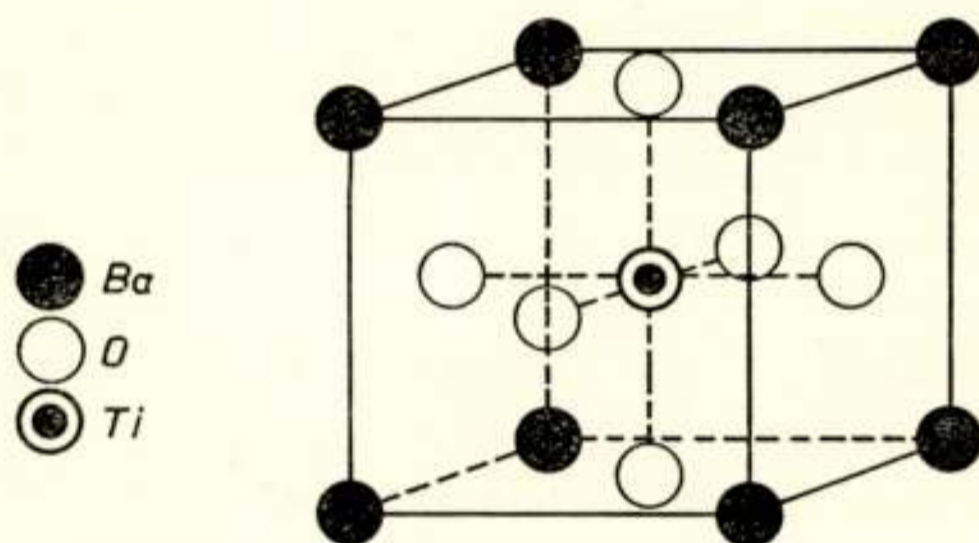


Fig. 2.

Elementaircel van $BaTiO_3$. Boven $120^\circ C$ bevindt zich het Ti precies in het midden van de kubus en de O precies in het midden der zijvlakken. Onder $120^\circ C$ nemen de ionen asymmetrische posities in.

schillend. Boven 120° is de structuur die van een zuiver kubisch perovskiet (fig. 2). Bij $120^\circ C$ vindt een kleine deformatie plaats tot een tetragonale structuur. Hierbij is de ribbe van de elementaircel in de richting van de tetragonale as (c -richting) ca 1% langer dan in de beide richtingen loodrecht er op (a - en b -richtingen).

Ook bij de ϵ -maxima bij $5^\circ C$ en $70^\circ C$ treden kleine deformaties van de kristalstructuur op. Komende van hoge temperatuur wordt de symmetrie bij $5^\circ C$ rhombisch en bij $-70^\circ C$ rhomboëdrisch.

2-3. *Verklaring van de hoge diëlectrische constante boven de piektemperatuur.*

Het is mogelijk de hoge ϵ als volgt plausibel te maken.

In een stof als $BaTiO_3$, die we eenvoudigheidshalve als uit ionen opgebouwd zullen denken, zijn twee polarisatiemechanismen werkzaam. In de eerste plaats worden door het elektrische veld de elektronenwolken der ionen gedeformeerd. Deze polarisatie kan hoge frequenties volgen; zij is verantwoordelijk voor de optische polarisatie van de stof. In een ion wordt door dit mechanisme een elektrisch moment

$$\alpha^{el} E^{loc}$$

opgewekt (α^{el} = elektronenpolariseerbaarheid, E^{loc} = veld ter plaatse van het ion).

In de tweede plaats worden door het elektrische veld de positieve en negatieve ionen t.o.v. elkaar verschoven. Dit mechanisme kan geen frequenties volgen die hoger zijn dan de natuurlijke, in het infrarood gelegen, eigenfrequenties der ionentrillingen. Het levert dus slechts een bijdrage tot de statische en radiofrequente diëlectrische constante. Deze ionenverschuivingspolariseerbaarheid geven we met α^{ion} aan.

Het locale veld, E^{loc} , is niet gelijk aan de elektrische veldsterkte, E , maar bevat nog een extra bijdrage tengevolge van de polarisatie van het diëlectricum. Voor het eenvoudige geval van Lorentz, dat

$$E^{loc} = E + \frac{4\pi}{3} P \quad (3)$$

(P = polarisatie), geldt voor de laagfrequente ϵ

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N (\alpha^{el} + \alpha^{ion}) \quad (4)$$

(N = aantal deeltjes per volumeneenheid), en voor de optische $\epsilon = n^2$ (n = brekingsindex)

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha^{el}. \quad (5)$$

Uit fig. 3 zien we dat, wanneer $\frac{4\pi}{3} N \alpha^{el}$ groot is (hetgeen

macroscopisch blijkt uit een hoge brekingsindex), een betrekkelijk geringe α^{ion} reeds voldoende is om hoge waarden van ε te bereiken.

Bij $BaTiO_3$ zijn drie factoren gunstig voor een hoge diëlectrische constante.

- a) De brekingsindex is hoog, nl. 2.4; α^{el} is dus groot. Dit is een eigenschap van alle Ti -verbindingen die Ti octaedrisch omringd door O bevatten (bijv. de verschillende modificaties van TiO_2).

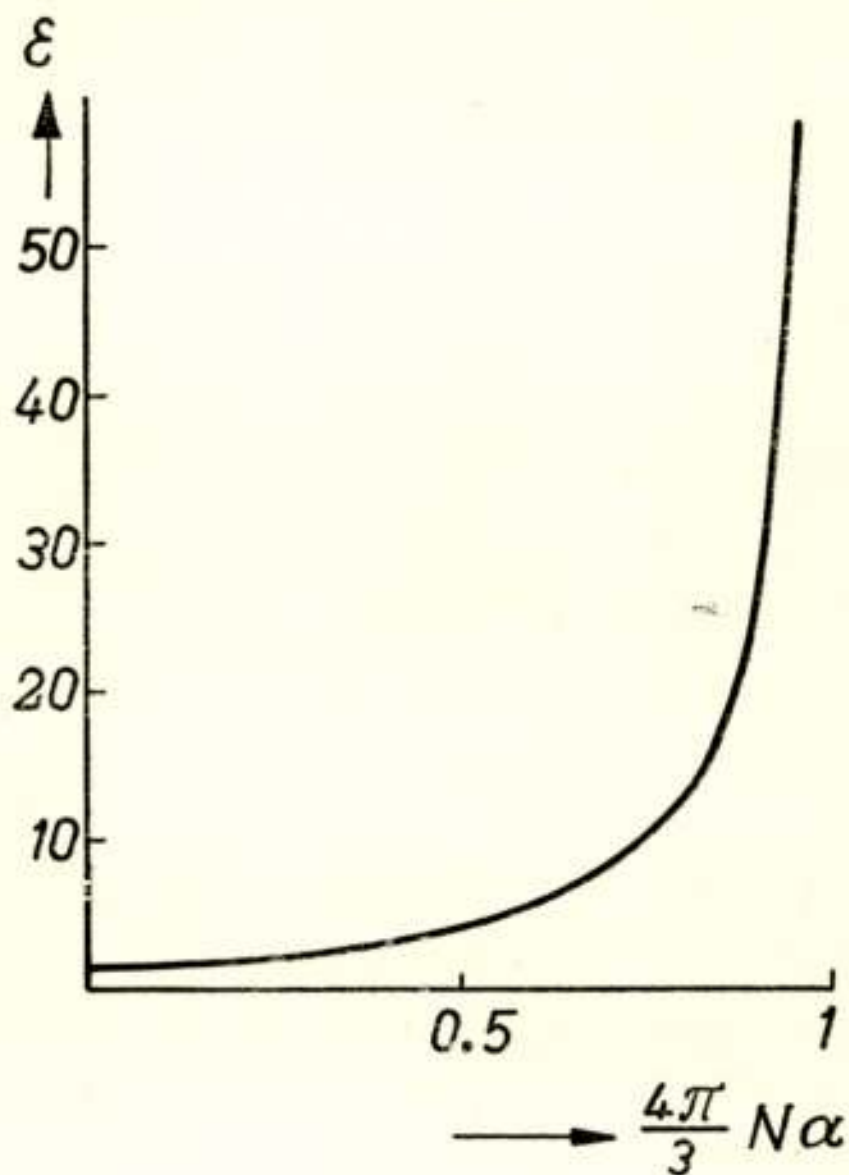


Fig. 3.

Diëlectrische constante, ε , als functie van $\frac{4\pi}{3} Na$ volgens formule (4).

- b) De stralen van de Ba -, Ti - en O -ionen zijn zodanig, dat men mag aannemen dat een verschuiving van de ionen niet moeilijk is. α^{ion} is dus eveneens vrij groot.
- c) Formule (3) geldt alleen wanneer ieder ion op zuiver kubische wijze is omringd. Dit is bij $BaTiO_3$ niet het geval (zie § 2-2) en de hierdoor veroorzaakte correcties in de formules begunstigen een hoge ε .

Aanvaarden we de hoge ε , dan volgt hieruit ongedwongen een sterke afhankelijkheid van de temperatuur. Immers, uit (4)

volgt voor $\varepsilon \gg 1$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = \frac{\varepsilon}{3} \left\{ \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial T} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right\}, \quad (5)$$

waarin $\alpha = \alpha^{el} + \alpha^{ion}$.

Zou men onderstellen, dat de polariseerbaarheid onafhankelijk was van de temperatuur,

$$\frac{\partial \alpha}{\partial T} = 0,$$

dan zou uit (5) volgen

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = -\beta \varepsilon \approx -1.10^{-5} \cdot \varepsilon$$

(β = lineair uitzettingscoëfficiënt), d.w.z. formule (2). Hoewel deze redenering iets te eenvoudig is, laat zij wel zien, dat ε sterk van de temperatuur moet afhangen.

2-4. *Electrisch gedrag onder de piektemperatuur.*

Onder 120° vertoont de polarisatie als functie van de elektrische veldsterkte een hysteresislus (fig. 4). Aangezien hier geen lineair verband tussen de polarisatie en de veldsterkte bestaat, mogen we hier niet zonder nadere aanduiding van een diëlectrische constante spreken.

Naar analogie met het ferromagnetisme kunnen we onderscheiden

- a) De begin-diëlectrische constante, gegeven door de helling van de raaklijn aan de maagdelijke curve in het punt $P = 0$, $E = 0$.
- b) De effectieve diëlectrische constante, ε_{eff} , gegeven door de helling van de lijn, die de oorsprong verbindt met het uiteinde van de hysteresislus.
- c) De reversibele diëlectrische constante, ε_{rev} , gegeven door de helling van het lusje dat in het P - E vlak beschreven wordt door naast een voorspanning een zeer kleine wisselspanning aan te leggen.

De in fig. 1 gegeven $\varepsilon = \varepsilon(T)$ stelt dus de begin- ε van $BaTiO_3$ voor. In fig. 5 geven we voor een mengkristal ($Ba_{0.55}, Sr_{0.45}$) TiO_3

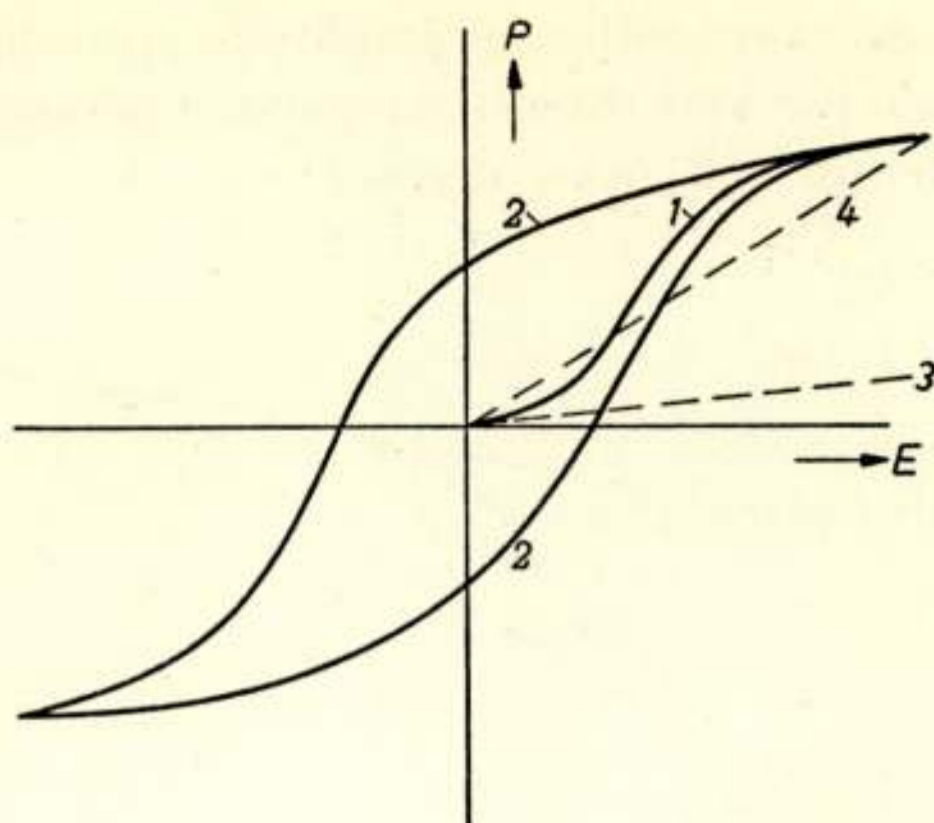


Fig. 4.

Polarisatie, P , als functie van de veldsterkte, E .

- 1) maagdelijke curve;
- 2) hysteresis-lus;
- 3) raaklijn aan de maagdelijke curve in de oorsprong (de helling hiervan is een maat voor de begin- ϵ);
- 4) verbindingslijn tussen de oorsprong en het eindpunt van de hysteresis-lus (de helling hiervan is een maat voor de effectieve ϵ).

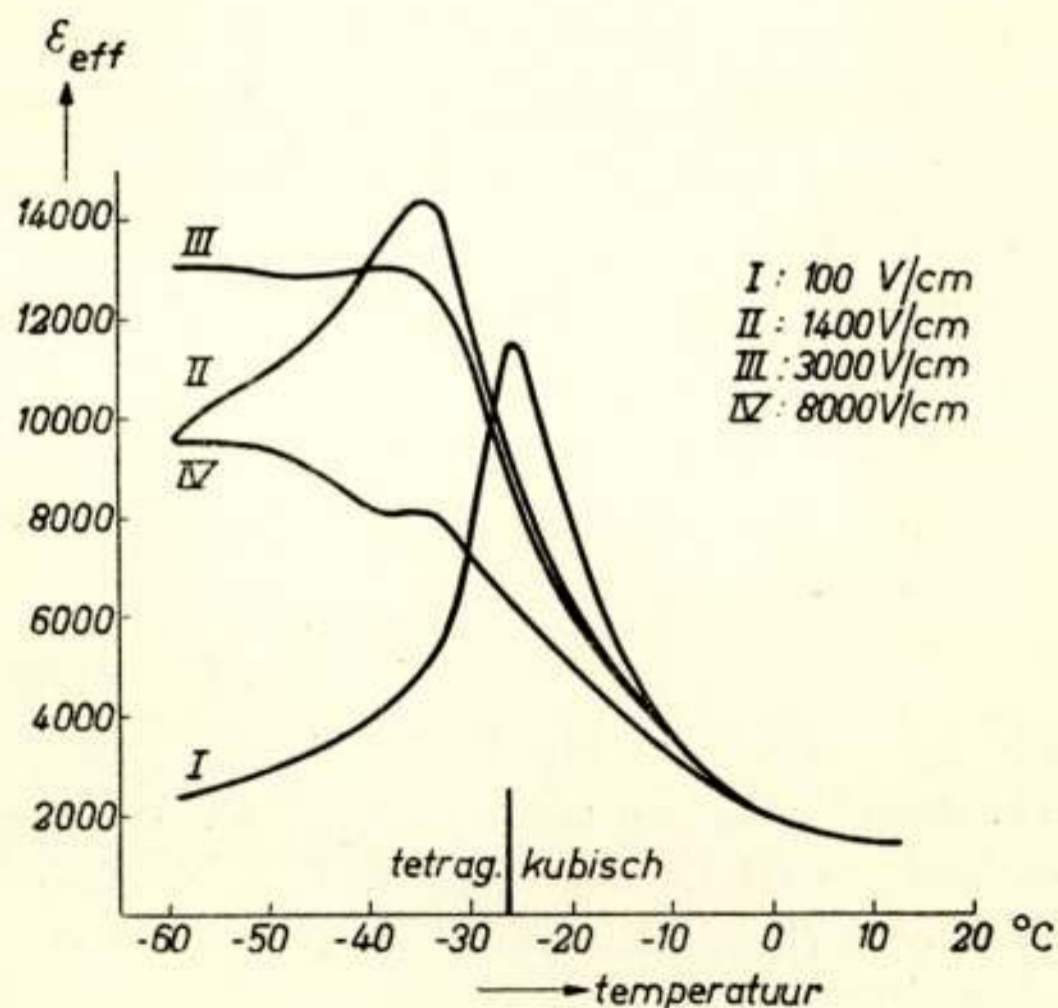


Fig. 5.

Effectieve diëlectrische constante, ϵ_{eff} , als functie van temperatuur en elektrische veldsterkte voor een mengkristal $(Ba_{0.55}, Sr_{0.45})TiO_3$ Gemeten bij 50 c/s.

ϵ_{eff} , gemeten bij verschillende amplitudo van het elektrische wisselveld. Behalve vlak boven de piektemperatuur vindt men in het kubische gebied geen invloed van de elektrische veld-

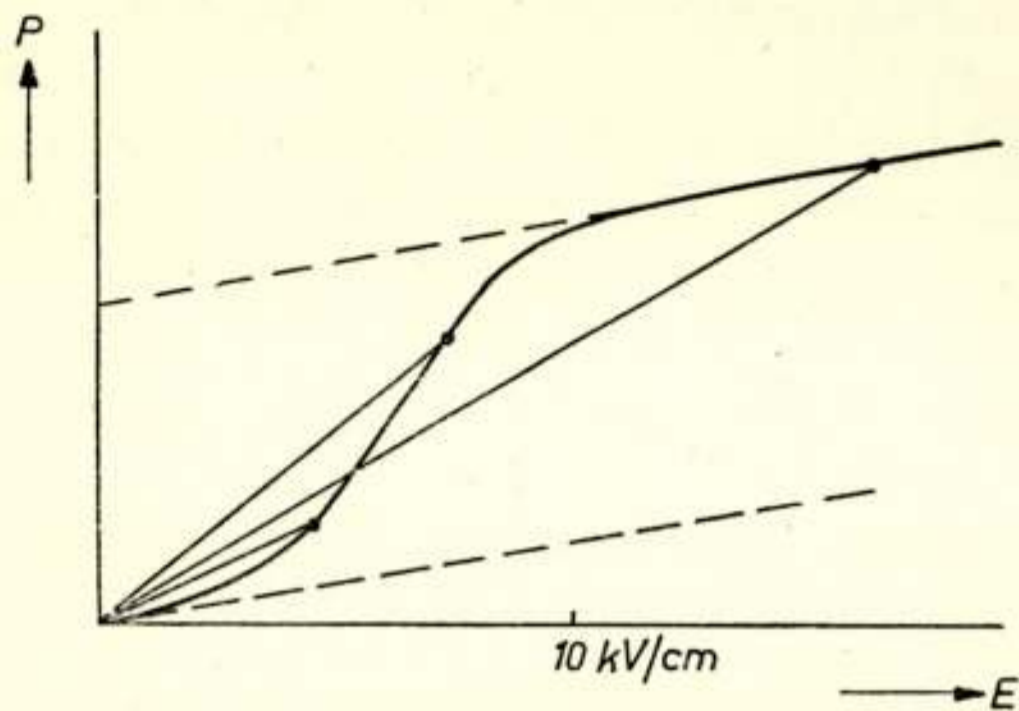


Fig. 6.

De polarisatie in het eindpunt van de hysteresislus als functie van de amplitudo van het elektrische wisselveld. De helling van de lijnen door de oorsprong is een maat voor ϵ_{eff} . Schematisch.

sterkte op ϵ . In het tetragonale gebied is de invloed echter groot. Bij $BaTiO_3$ vindt men een analoge figuur, echter verschoven naar hogere temperaturen (verg. § 2-2).

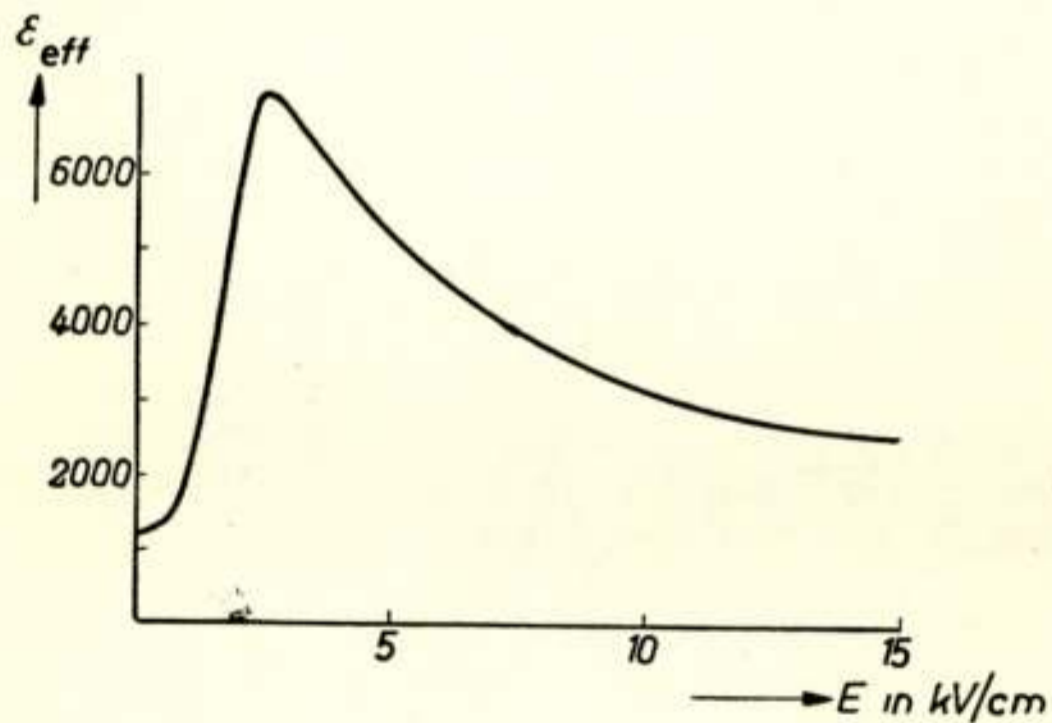


Fig. 7.

Effectieve diëlectrische constante, ϵ_{eff} , bij kamertemperatuur van een mengkristal ($Ba_{0.875}, Sr_{0.125}$), TiO_3 als functie van de elektrische veldsterkte. Gemeten bij 50 c/s.

In fig. 6 zijn in een P - E diagram bij een bepaalde temperatuur de eindpunten der hysteresislussen uitgezet. De polarisatie kan men blijkbaar opvatten als een som van twee bijdragen: een lineaire bijdrage en daarnaast een niet-lineair aandeel dat

bij lage veldsterkte slechts weinig bijdraagt, bij hogere veldsterkte toeneemt en bij zeer hoge veldsterkten (bijv. 15 kV/cm) verzadigd wordt.

Fig. 7 laat zien hoe voor een mengkristal ($Ba_{0.875}, Sr_{0.125}$) TiO_3 , ϵ_{eff} bij kamertemperatuur sterk variëert met de veldsterkte.

De reversibele ϵ is slechts weinig afhankelijk van de grootte der voorspanning; ook bij hoge veldsterkte wijkt zij slechts enkele procenten af van de begin- ϵ .

2-5. De microstructuur van bariumtitanaat.

Evenals ferromagnetica onder de Curie-temperatuur bestaan uit spontaan gemagnetiseerde gebiedjes (de gebiedjes van Weiss),

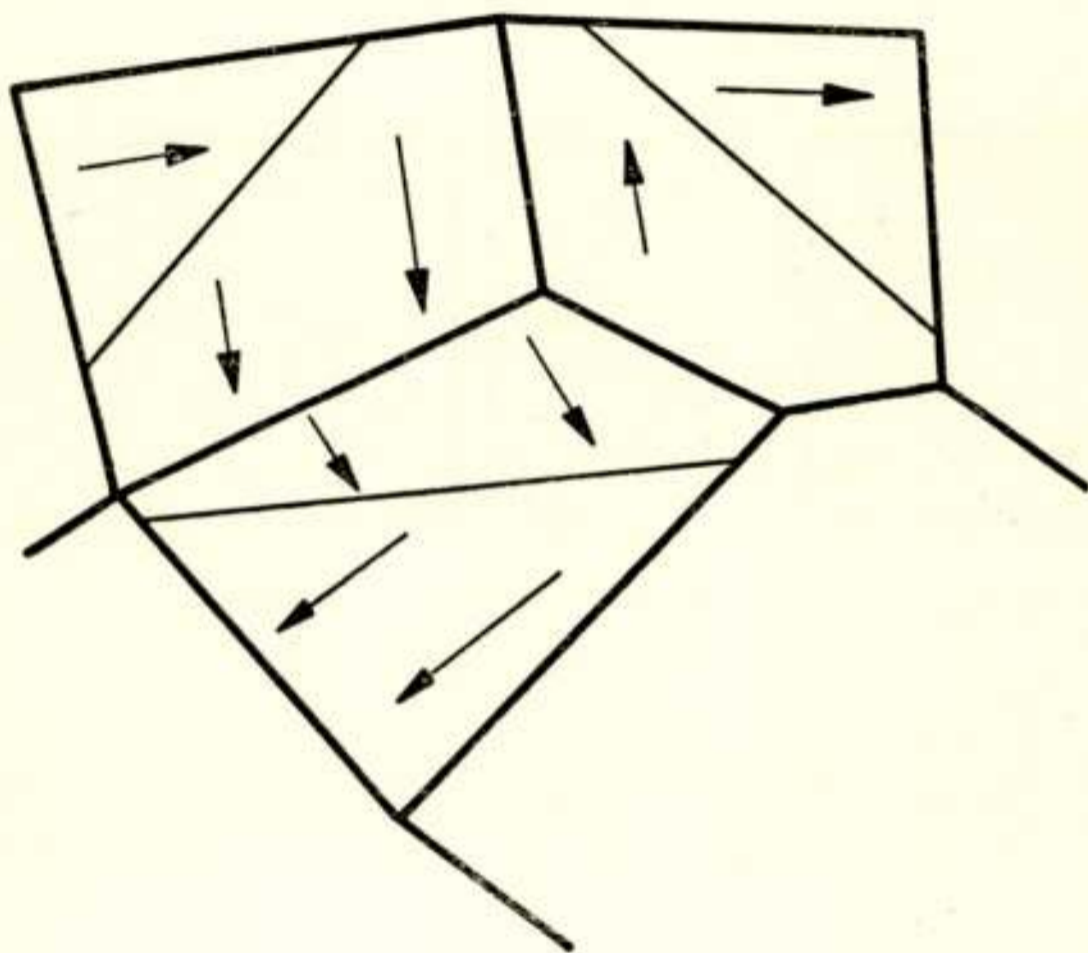


Fig. 8.

Microstructuur van polykristallijn, aaneengesinterd $BaTiO_3$. Ieder kristalletje (door dikke lijnen omgeven) bestaat nog uit een of meer spontaan gepolariseerde gebiedjes (door dunne lijnen van elkaar gescheiden). Schematisch.

bestaat $BaTiO_3$ onder de piektemperatuur uit electricch spontaan gepolariseerde gebiedjes (fig. 8). De verzadigbare, niet-lineaire bijdrage tot de polarisatie bestaat hierin, dat bij aanleggen van een electricch veld de gunstig t.o.v. het veld georiënteerde gebiedjes groeien ten koste van de neutraal of ongunstig georiënteerde (fig. 9).

Ieder gebiedje is tetragonaal met de c -as in de richting der spontane polarisatie. Aangezien de c -as langer is dan de a - en

b-as (verg. § 2-2) veroorzaakt een herverdeling der gebiedjes een mechanische vervorming van het materiaal. Gaan we uit van een materiaal waarin de gebiedjes alle mogelijke oriënteringen hebben, dan wordt bij aanleggen van een sterk veld tengevolge van dit „wandverschuivingsmechanisme” het materiaal langer in de richting der krachtlijnen en korter in de richting loodrecht erop. Op deze electrostrictie komen we in § 3-2 terug.

Evenals bij ferromagnetica bezit de spontane polarisatie bepaalde voorkeursrichtingen. In het gebied tussen 120° en 5° C kan de polarisatie (en dus ook de tetragonale *c*-as) kiezen tussen een der 6 kubische assen ([001]-richtingen). In het rhombische en rhomboëdrische gebied (zie § 2-2) wijst de spontane polarisatie in een der [011] resp. [111]-richtingen.

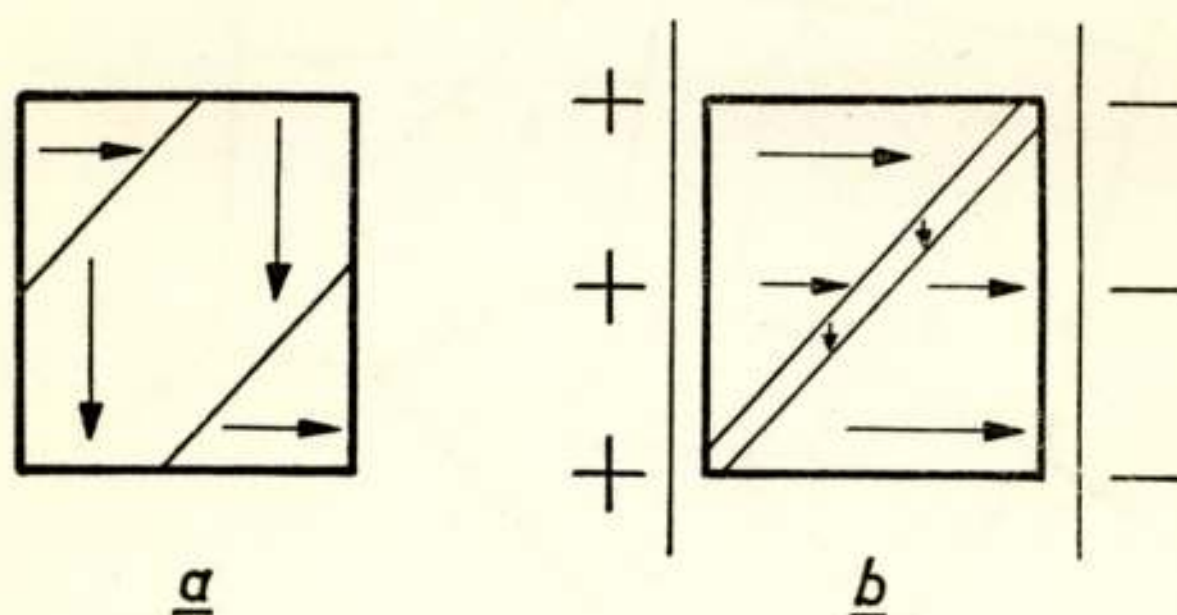


Fig. 9.

Een uit drie gebiedjes bestaand $BaTiO_3$ - kristal. (a) „magnetisch”, (b) na aanleggen van een elektrisch veld. Schematisch.

2-6. Invloed van de frequentie op de dielectrische constante.

Bij $BaTiO_3$ vertoont de begin- ϵ bij kamertemperatuur de in fig. 10 gegeven frequentieafhankelijkheid. In de buurt van een frequentie $f \approx 3 \cdot 10^9$ c/s treedt een dispersie op, die redelijk beschreven kan worden met een Debye formule

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + j \omega \tau} \quad (7)$$

(ϵ_0 = laagfrequente ϵ , ϵ_{∞} = hoogfrequente ϵ , ω = cirkelfrequentie, τ = relaxatietijd) met één relaxatietijd. De oorzaak van deze dispersie is nog niet met zekerheid bekend.

In het kubische gebied is een dergelijke frequentieafhankelijkheid niet gevonden.

2-7. *Electrische toepassing van $BaTiO_3$.*

De toepassing van $BaTiO_3$ heeft betrekking op de hoge ϵ , de hoge temperatuurcoëfficiënt van ϵ en op de niet-lineaire eigenschappen.

Bij gebruikmaking in een condensator van de eigenschap dat $BaTiO_3$ een hoge ϵ bezit, vormen echter de hoge temperatuurcoëfficiënt en de hoge verliezen een bezwaar.

Hoewel men deze bezwaren door geschikte toevoeging gedeeltelijk kan ondervangen, is het gebruik van $BaTiO_3$ -condensatoren beperkt tot bepaalde gevallen; voor afgestemde kringen is de toepassing bezwaarlijk.

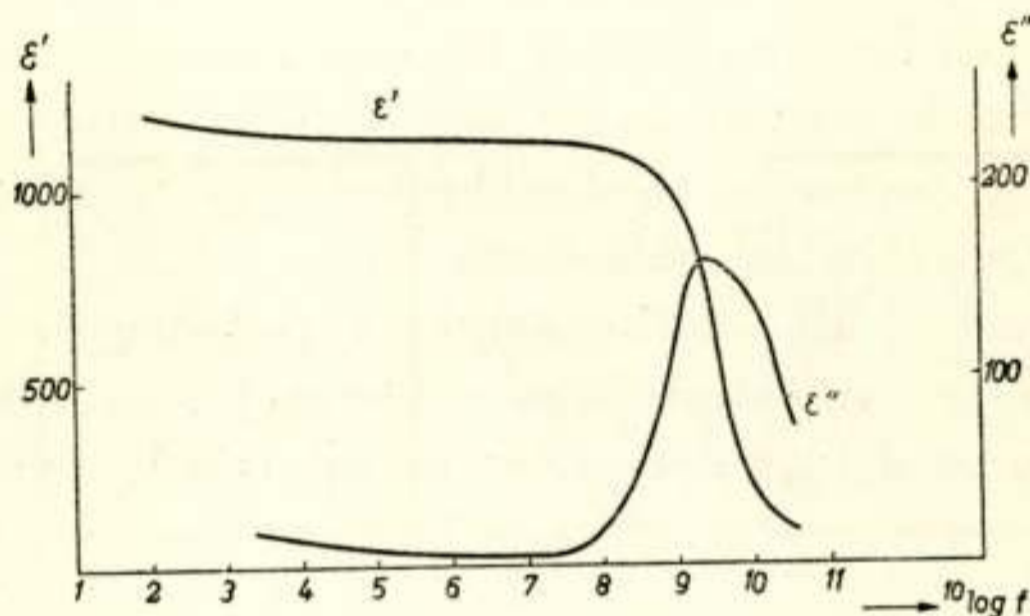


Fig. 10.

Het reële deel, ϵ' , en het imaginaire deel, ϵ'' , van de begin-dielectrische constante van polykristallijn $BaTiO_3$ bij kamertemperatuur als functie van de frequentie.

Van de hoge temperatuurcoëfficiënt kan men gebruik maken bij regelapparaturen.

De hoogste waarde van de temperatuurcoëfficiënt vindt men in de buurt van de piektemperatuur. Het is hierbij een voordeel, dat men door een geschikte keuze van mengkristallen de piektemperatuur naar behoefte kan instellen (zie § 2-2).

Van de niet-lineaire eigenschappen kan men gebruik maken voor frequentie-vermenigvuldiging. Door een $BaTiO_3$ -condensator in een schakeling op te nemen krijgt men, zonder een constante electriche voorspanning op de condensator, de oneven harmonischen van de grondtoon; met een voorspanning ontstaan ook even harmonischen. Ook voor menging is $BaTiO_3$ te gebruiken: Met een voorspanning krijgt men van twee frequenties ook de som- en verschilfrequenties.

De belangrijkste toepassingen van $BaTiO_3$ zullen vermoedelijk wel die zijn, waarbij van de piëzoelectrische eigenschappen gebruik wordt gemaakt; deze bespreken we in § 3-3.

3. Piëzoelectrische eigenschappen van $BaTiO_3$.

3-1. Piëzoelectriciteit en electrostrictie in het algemeen.

Bij een piëzoelectrische stof ontstaat onder invloed van een mechanische spanning een elektrische polarisatie welke evenredig is met de mechanische spanning. Omgekeerd leidt het aanleggen van een elektrisch veld tot een daarmee evenredige vervorming van het materiaal, het z.g. reciproke piëzoelectrische effect. We kunnen iets algemener zeggen, dat er bij een piëzoelectrische stof een lineair verband bestaat tussen enerzijds de mechanische 2e orde tensoren-spanning of deformatie, en anderzijds de elektrische vectoren, elektrische veldsterkte, elektrische verschuiving of elektrische polarisatie.

Kiezen we b.v. als onafhankelijke variabelen de mechanische spanning, X , en de elektrische veldsterkte, E , dan geldt voor de mechanische deformatie, x , en de elektrische verschuiving, D

$$\begin{aligned} x &= s^E X + dE, \\ D &= dX + \varepsilon^X E, \end{aligned} \tag{8}$$

waarin s^E = elastische „slapheid” van het elektrisch kortgesloten kristal ($E = 0$),

ε^X = diëlectrische constante van het mechanisch vrije kristal ($X = 0$),

d = piëzo-electrische constante.

De grootte $k = \frac{d}{\sqrt{s^E \varepsilon^X}}$ is een maat voor de electromechanische koppeling.

Deze piëzo-electriciteit is beperkt tot stoffen die kristallografisch geen centrum van symmetrie bezitten.

Onder electrostrictie¹⁾ verstaat men een elastische spanning of vervorming welke evenredig is met het kwadraat van de elektrische grootheden D , E of P .

¹⁾ Het boven besproken reciproke piëzo-electrische effect wordt ook wel eens electrostrictie genoemd. Het is echter beter uitsluitend het quadratische effect electrostrictie te noemen.

Kiezen we bijv. D als onafhankelijk variabele, dan geldt voor de deformatie

$$x = q D^2, \quad (9)$$

waarin q = electrostrictie-coëfficiënt, een tensor van de 4e orde.

Met deze electrostrictie correspondeert geen reciprook effect: „bij een mechanische deformatie weet de elektrische vector niet welk voorteken hij voor zijn richting moet kiezen.”

Electrostrictie treedt bij alle stoffen op, ongeacht hun symmetrie.

Leggen wij aan een materiaal een constante voorspanning aan (index 0) en, daarop gesuperponeerd, een kleine extra-spanning, zodat voor de elektrische verschuiving geldt

$$D = D_0 + \delta D,$$

dan volgt uit (9)

$$x = x_0 + \delta x = q (D_0 + \delta D)^2 \approx q D_0^2 + 2 q D_0 \delta D + \dots,$$

waarbij x_0 de deformatie door D_0 voorstelt en δx de extra-deformatie door δD .

Voor $\delta D \ll D_0$ geldt dus

$$\delta x = 2 q D_0 \delta D = 2 q D_0 \epsilon \delta E = d_i \delta E,$$

waarin $d_i = 2 q D_0 \epsilon$.

We hebben dus een lineair verband tussen δx en δE , d.w.z. formeel hetzelfde als formule (8).

Door het aanleggen van de voorspanning is de stof dus piëzo-electrisch geworden. Een dergelijke geïnduceerde piëzo-electriciteit kan men bij alle stoffen verwachten.

3-2. Piëzo-electriciteit van $BaTiO_3$.

Keramisch $BaTiO_3$ onderscheidt zich phaenomenologisch in het temperatuurgebied, waarin de structuur tetragonaal is, van andere materialen

- a) doordat het electrostrictie-effect groot is,
- b) doordat het niet nodig is door een voorspanning een D_0 te onderhouden. Wanneer de stof enige tijd aan een sterke gelijkspanning is blootgesteld geweest (bijv. 10 à 15 kV/cm gedurende een uur), blijft er een remanente D_0 over na afzetten van het veld. Fig. 11 geeft de electromechanische

koppeling als functie van de voorspanning: de koppeling is voor $E = 0$ niet veel minder dan de verzadigingswaarde.

We kunnen de verschijnselen ook meer microscopisch bezien. De mechanische vervorming bij het aanleggen van een elektrisch veld berust op twee effecten:

- a) De gebiedsstructuur (§ 2-5) verandert; hiermede gaat een min of meer quadratische, maar bij hoge veldsterkten verzadigbare, electrostrictie gepaard, die door een voorspan-

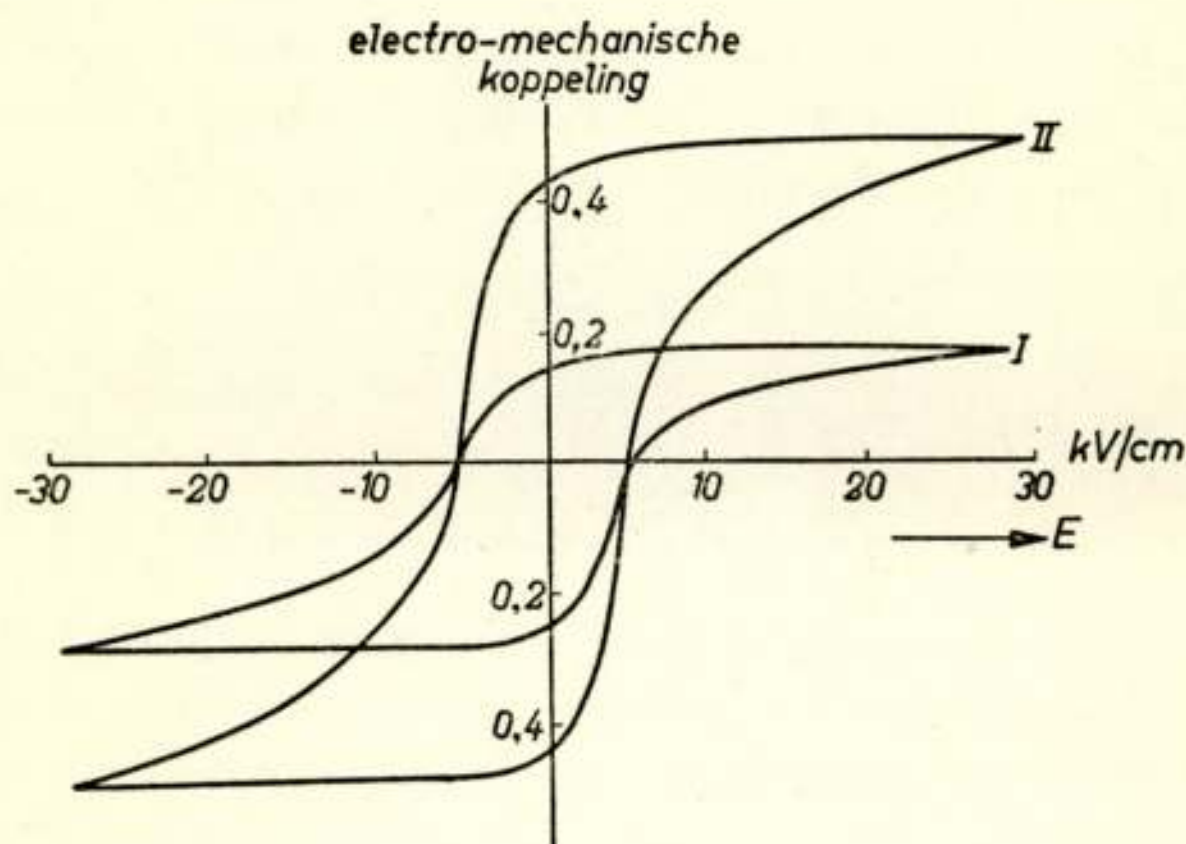


Fig. 11.

Electromechanische koppeling van $BaTiO_3$ bij kamertemperatuur als functie van de elektrische voorspanning.

- I. Longitudinale lengtetrilling van een dunne staaf; elektrisch veld loodrecht op de lengterichting.
 II. Longitudinale diktetrilling van een plaatje; elektrisch veld evenwijdig aan de trillingsrichting.

Ontleend aan W. P. Mason. Phys. Rev. 74, 1134-1148, 1948.

ning of door de aanwezigheid van een remanentie gelineariseerd wordt.

- b) Een echt piëzo-electrisch effect in het tetragonale $BaTiO_3$ dat, in tegenstelling tot de kubisch vorm, geen centrum van symmetrie bevat.

Door beide effecten wordt $BaTiO_3$ langer in de veldrichting, terwijl loodrecht daarop een contractie optreedt.

Het is duidelijk, dat beide effecten essentiëel beperkt zijn tot het temperatuurgebied onder 120°C .

Bij kamertemperatuur bedraagt het longitudinale effect

$$\frac{\Delta l}{l} = + 300 \cdot 10^{-8} E \text{ (e.s.e.)}$$

en het transversale effect

$$\frac{\Delta l}{l} = - 150 \cdot 10^{-8} E \text{ (e.s.e.)}$$

Vergeleken bij kwarts ($7 \cdot 10^{-8}$ e.s.e.) is het piëzo-electrisch effect bij $BaTiO_3$ dus zeer groot en wel niet veel kleiner dan van seignettezout ($\approx 10^{-5}$ e.s.e.).

3-3. Piëzo-electrische toepassingen van $BaTiO_3$.

In vergelijking met andere piëzoelectrische materialen vertoont $BaTiO_3$ de volgende gunstige eigenschappen:

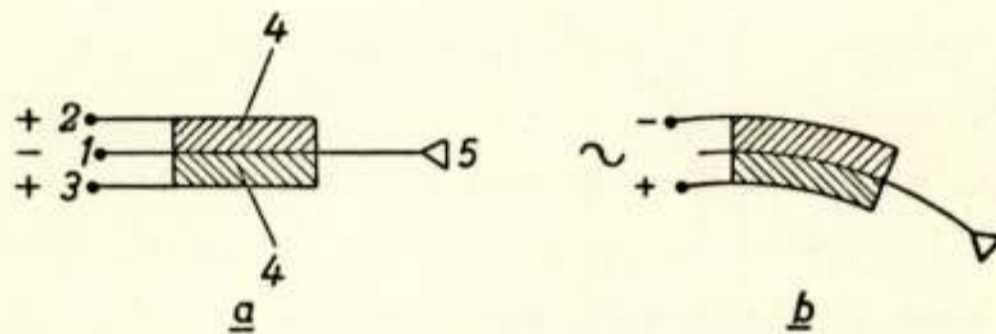


Fig. 12.

- (a) Schematische constructie van een $BaTiO_3$ pick-up. (1) metalen strip, tevens midden-electrode; (2) en (3) buiten-electroden; (4) strookjes $BaTiO_3$; (5) saffier.

Bij de polarisatie is de spanning op de buiten-electroden (2) en (3) tegengesteld aan die der binnenelectrode (1).

- (b) Gebruik als pick-up: de middenelectrode doet geen dienst; de opgewekte wisselspanning wordt afgenomen van de beide buiten-electroden.

- a) Het is een keramisch materiaal, hetgeen vormgevingen mogelijk maakt, die bij eenkristallen zeer moeilijk zijn.
 b) Het is vochtbestendig.
 c) De electromechanische koppeling is hoog. ($k \approx 0,2$).

Hiertegenover staan ook nadelen:

- a) De elektrische en de mechanische kwaliteitsfactoren Q zijn laag, n.l. van de orde van slechts enkele 100-en.
 b) De elastische constanten, en dus de mechanische eigenfrequenties variëren sterk met de temperatuur. (temp. coëfficiënt 2 à $3 \cdot 10^{-3}$ per graad.)

Een toepassing voor frequentiestabilisatie lijkt uitgesloten (kwarts heeft een temp.coëfficiënt van 10^{-6} en een Q van ca 300.000), terwijl een gebruik in filters vaak niet mogelijk zal zijn.

De typische toepassingsgebieden zullen waarschijnlijk worden de electro-acoustiek en de generator van ultrasonore trillingen.

Op electro-acoustisch gebied is een belangrijke toepassing de pick-up.

Aangezien $BaTiO_3$ een stijf materiaal is (Young's modulus $Y = 1,1 \cdot 10^{12}$ dyne/cm²; verg. $0,9 \cdot 10^{12}$ bij kwarts en ca $0,1 \cdot 10^{12}$ bij seignettezout) moeten we het in dunne vorm gebruiken. In de in fig. 12a geschetste uitvoeringsvorm zijn twee ca $\frac{1}{4}$ mm dikke strookjes $BaTiO_3$ aan weerszijden van een metalen strip gesoldeerd, die aan het uiteinde de saffier draagt. De polarisatie met gelijkspanning, waardoor het materiaal zijn piëzo-electrische eigenschappen krijgt, geschiedt volgens de in fig. 12a aangegeven schakeling. Bij het gebruik als pick-up doet de midden-electrode geen dienst (fig. 12b). Mits de temperatuur onder 100° C blijft, behoudt het materiaal zijn piëzo-electrische eigenschappen gedurende jaren.

Bij de toepassing voor generatoren van ultrasonore trillingen kan men veel voordeel hebben van de keramische vormgeving. Zo kan men van $BaTiO_3$ een buis maken, welke in- en uitwendig van een electrode is voorzien. Bij aanleggen van een electrisch veld pulseert deze buis in radiële richting (longitudinaal piëzo-electrisch effect), terwijl hij bovendien afwisselend langer en korter wordt. (transversaal piëzo-electrisch effect.) Men kan geen grotere deformaties dan ca 10^{-4} toelaten, daar anders een te grote warmteontwikkeling optreedt en het materiaal boven de piektemperatuur zou komen. De maximale uitwijkingen van een buis van 10 cm lengte zijn dus slechts van de orde van enkele μ 's.

Men kan keramisch ook conische vormen maken, waardoor de ultrasonore trillingen op een klein object gefocusseerd kunnen worden.

Samenvattend kunnen we dus zeggen, dat $BaTiO_3$ vele aantrekkelijke perspectieven biedt, maar dat de toekomst nog moet leren welke toepassingen uiteindelijk de belangrijkste zullen worden.

Discussie

Ir J. O. Wolthuis: Hoe verloopt E als functie van de temperatuur?

Dr J. H. van Santen: Men moet onderscheiden: E^D , Young's modulus bij constante \vec{D} , en E^E , Young's modulus bij constante \vec{E} (d.w.z. bij het elektrisch open, resp. kortgesloten materiaal).

Bij E^D treedt waarschijnlijk geen sterke invloed van de temperatuur op. In de praktijk is veelal van belang E^E , de stijfheid van het elektrisch kortgesloten materiaal. Deze E^E is kleiner dan E^D , en wel des te meer, naarmate de electromechanische koppeling sterker is. Een sterke electromechanische koppeling treedt, bij $BaTiO_3$, vooral op dicht onder de piektemperatuur. Hierdoor vertoont E^E (en dus de mechanische resonantiefrequentie) een minimum vlak onder de piektemperatuur.

Dr C. E. Mulder: (1) $tg\delta$ van Ba -titanaat wordt hoog bij lage frequenties. Wat is hiervan de oorzaak?

v. S.: Het oplopen van de elektrische verliezen bij lage frequenties treedt ook bij vele normale diëlectrica op (Voorbeeld: rutiel (= TiO_2)). Het komt mij voor, dat bij kleine meetspanningen de verliezen van bariumtitanaat niet samen behoeven te hangen met de typisch seignette-electrische eigenschappen van deze stof. Men zou de verliezen zeer wel toe kunnen schrijven aan een inhomogene structuur (Maxwell-Wagner verliezen) van het diëlectricum.

(2) Is in de formule

$$x = Q D^2$$

Q een universele constante?

v. S.: Q is wel geen universele constante, maar toch is zij bij $BaTiO_3$ niet essentiëel anders dan bijv. voor glas. Er zijn echter zeer weinig Q 's bekend uit de literatuur.

Zou men schrijven

$$x = Q^* E^2,$$

dan zou Q^* bij $BaTiO_3$ zeer veel groter zijn dan bij niet-seignette-electrische stoffen.

Ir J. J. Vormer: Wij hebben bij toepassing als resonator moeilijkheden ondervonden met inhomogeniteiten. Zou dit in de toekomst te verbeteren zijn?

v. S.: Bij een verbeterde keramische techniek zullen de inhomogeniteiten zeker kunnen afnemen. De keramische techniek is bij deze materialen veel moeilijker dan bij materialen op klei-basis, aangezien suspensies van deze laatste van nature reeds goede rheologische eigenschappen bezitten, terwijl men bij de vormgeving van titanaatmaterialen de gewenste rheologische eigenschappen door toevoegingen (binders) moet verkrijgen.

Ir J. P i k e t : De door U genoemde practische grens van $\frac{\Delta l}{l} \approx 10^{-4}$

wordt toch bepaald door verwarming, en wel in continu bedrijf. Bij impulsbedrijf is dit waarschijnlijk belangrijk gunstiger.

v. S.: Een verschil tussen continu- en impulsbedrijf is zeker te verwachten. Proeven zijn mij echter niet bekend.

Ir M. L. Toppinga: Is er een verband te geven tussen de „Curie-temperatuur” en de relaxatie-frequentie, zoals die uit de ϵ -frequentiecurve volgt?

v. S.: Alleen bij $BaTiO_3$ is ϵ als functie van de frequentie behoorlijk onderzocht. Het mechanisme van het relaxatie-verschijnsel staat niet voldoende vast om theoretisch een verband als door Ir Toppinga bedoeld te kunnen voorspellen. Door sommige onderzoekers wordt gedacht aan „reversibele wandverschuivingen,” die bij $f = ca\ 3 \times 10^9\ c/s$ niet meer kunnen volgen (gedempte trilling). Hiertegen pleit, dat ook bij hoge voorspanningen de reversibele dielectrische constante weinig van de begin- ϵ verschilt.

Comprimerende eigenschappen van het gehoororgaan

door H. Mol

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 9 Mei 1951.

SUMMARY

It is shown that the enormous dynamic range of the ear is the result of the compressive action of the ossicle chain, which is regulated by the stapedial muscle. The dynamic spread of normal ears is caused by individual deviations of the compressive mechanism.

Het is verbazingwekkend, dat het gehoororgaan zeer grote variaties van de geluidsprikkeling kan verwerken. Bijv. de drukvariaties, die een sterke autoclaxon veroorzaakt, zijn een miljoen, dus 10^6 , maal zo sterk als die van een nauwelijks waarneembaar geluid. Toch wordt een dergelijke variatie met een zeker gemak door het gehoororgaan aangewezen.

Technisch bezien is het een moeilijke opgave om een meetinstrument te maken met een dergelijke enorme, lineaire wijzerplaat, waarop dan nog een goede aflezing mogelijk is. Men neemt in de techniek in een dergelijk geval zijn toevlucht tot een kunstgreep, de zg. compressie.

Bij dit proces wordt de te meten grootte automatisch verzwakt doorgegeven naarmate die grootte sterker wordt aangeboden. Op die manier neemt de uitslag van de wijzer minder dan evenredig toe, hetgeen het kenmerk is van de compressie.

Gesteund door het vertrouwen, dat de zintuigen volgens technische beginselen zijn gebouwd, hebben wij gezocht naar een compressieschakeling in het oor. Dit zoeken wordt aanzienlijk vergemakkelijkt door het opstellen en beschouwen van het algemene schema van een compressor (zie fig. 1).

Daarin zien wij een ingangs-grootte en een uitgangs-grootte, waartussen een variabel element is geschakeld. De bedoeling van dit element is, om de niveauveranderingen, die aan de ingang optreden, verkleind op de uitgang over te brengen. Dit kan men realiseren door de gevoeligheid van het element te verkleinen, wanneer hetingangssignaal in sterkte toeneemt.

Behalve een ingang en een uitgang bezit het variabele element nog een plaats, waar de gevoeligheid kan worden geregeld door het laten aangrijpen van een regelgrootheid.

Het is nu een typisch terugkoppelbeginsel om die regelgrootheid af te leiden van de uitgang, en niet van de ingang.

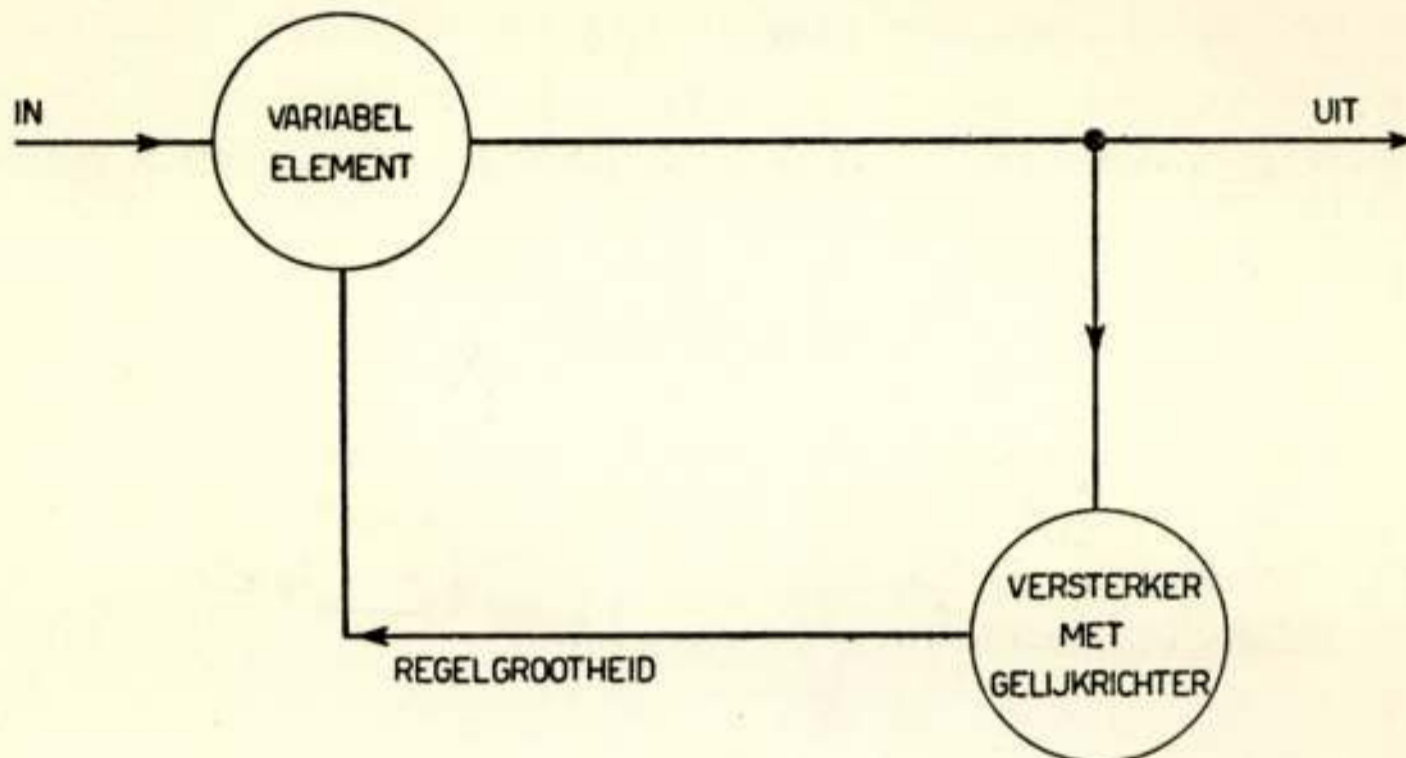


Fig. 1.

Algemeen compressor-schema.

Het ingangssignaal en het uitgangssignaal zijn in de regel wissel-grootheden, terwijl de regelgrootheid via een gelijkricht-proces van de uitgang is afgeleid.

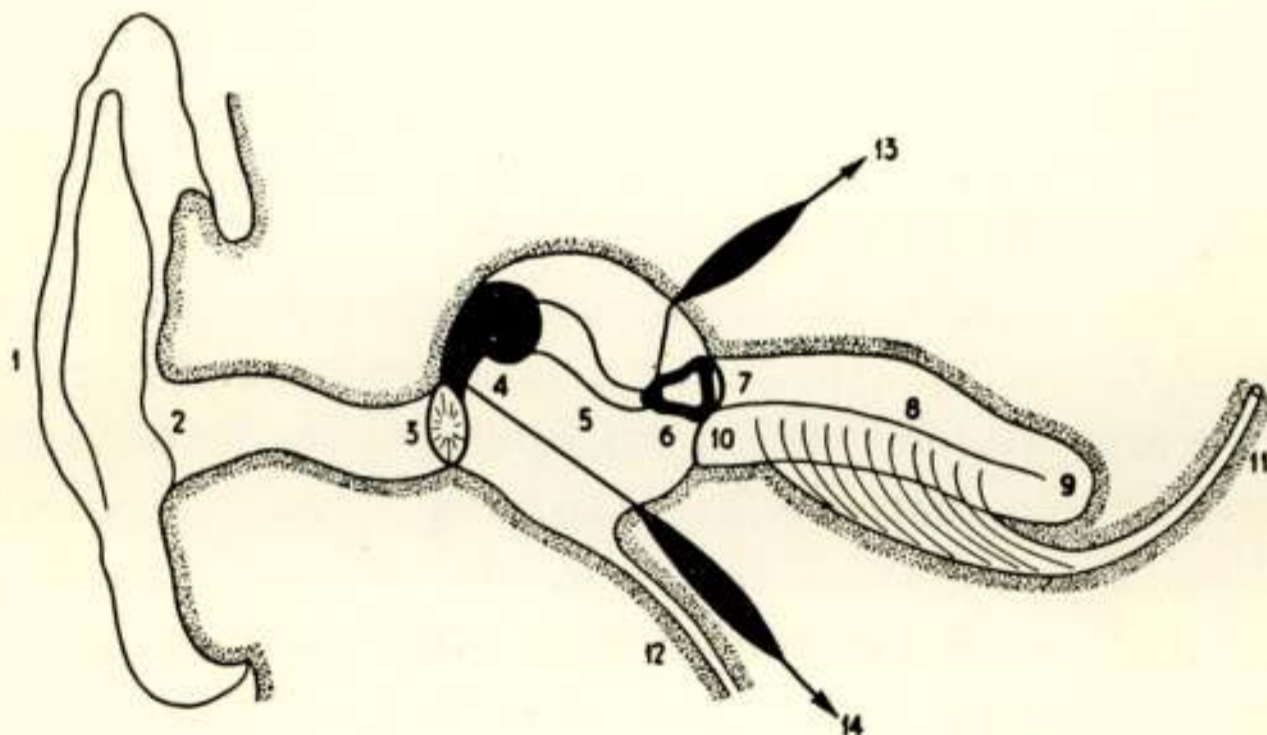


Fig. 2.

Schematische voorstelling van het oor.

De taak van de versterker in het regelcircuit is om, al of niet in samenwerking met een drempelwaarde, reeds bij kleine veranderingen van het uitgangssignaal een regelgrootheid van voldoende sterkte te leveren.

Ons eerste werk is nu in het oor te zoeken naar het vari-

abele element. We zullen eerst globaal de werking van het oor bezien aan de hand van fig. 2.

De oorschelp (1) en de gehoorgang (2) voeren het geluid naar het trommelvlies (3), dat een deel van de begrenzing van de trommelholte vormt.

Het trommelvlies drijft, via de gehoorbeentjes de vloeistofkolom (9) in het slakkenhuis aan. Die beentjes zijn: de hamer (4), het aambeeld (5) en de stijgbeugel (6). De stijgbeugel werkt

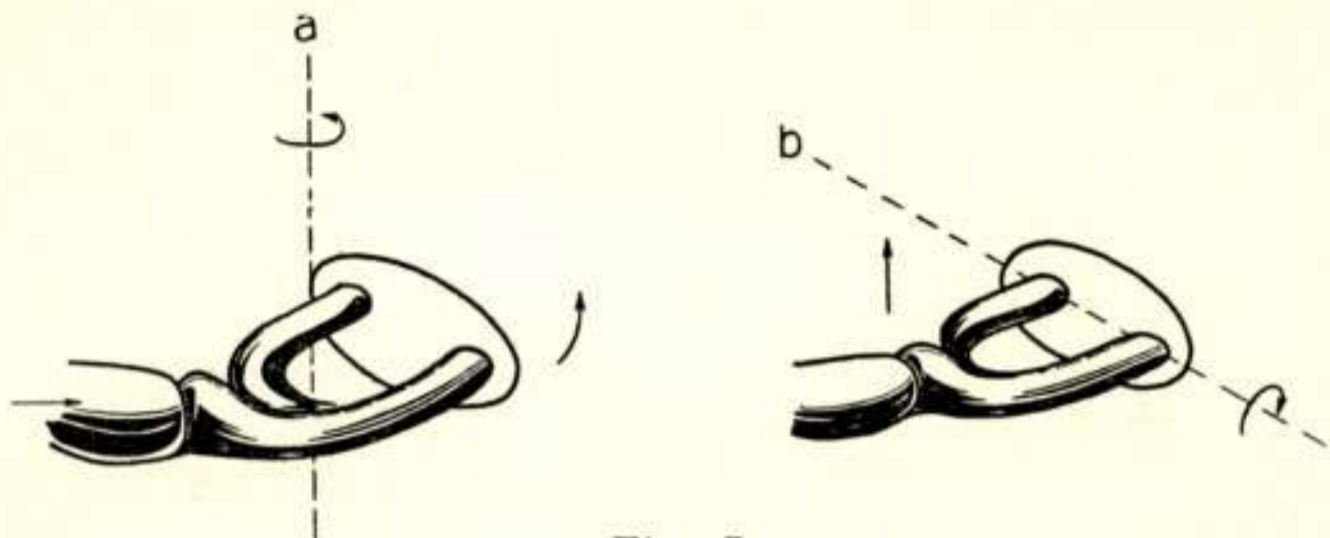


Fig. 3.

De twee hoofd-draaiïngsassen van de stijgbeugel.

op de vloeistof als piston, de vloeistof kan uitwijken omdat deze aan de andere zijde met een vlies, nl. het ronde venster (10) is afgesloten. De vloeistof wordt door een tussenschot (8) in

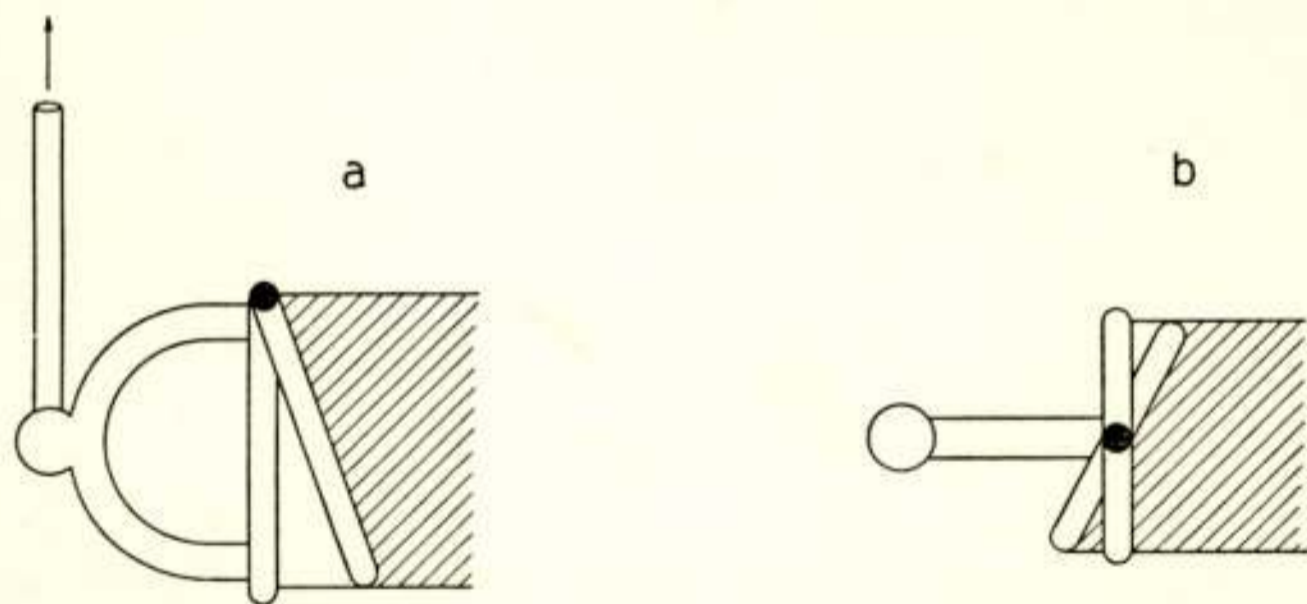


Fig. 4.

De twee hoofd-draaiïngsassen van de stijgbeugel.

in twee delen verdeeld. Het tussenschot raakt in beweging door de volumeverschuivingen van de vloeistof. Deze bewegingen prikkelen de uiteinden van de gehoorzenuw, die in het tussenschot uitmondt. De gehoorzenuw (11) leidt de prikkels naar de hersenen, waar een gewaarwording wordt uitgelokt.

Aan de kop van de stijgbeugel is de pees van een spier gehecht, de stijgbeugelspier of *m. stapedius* (13). Wij beweren nu, dat deze spier de verhouding regelt tussen de volumeverplaat-

singen van de vloeistof en de geluidsdruk in de gehoorgang. En wel in die zin, dat de verhouding kleiner wordt naarmate de geluidsdruk stijgt.

De anatomische achtergrond van deze bewering blijkt uit fig. 3 en fig. 4, waarin de twee bewegingsmogelijkheden voor de stijgbeugel zijn aangegeven.

De stijgbeugel blijkt nl. bewegelijk te zijn om een as // de korte as van de ellipsvormige voetplaat. In de figuren is dit de as a . De voetplaat beweegt zich dan als een gaspedaal en brengt daarbij de vloeistof op effectieve wijze in beweging.

De stijgbeugel kan echter ook om de lange as (b) van de voetplaat draaien. Wegens de symmetrische ligging van die as komt de vloeistof niet in beweging: de vloeistof, die bijv. aan

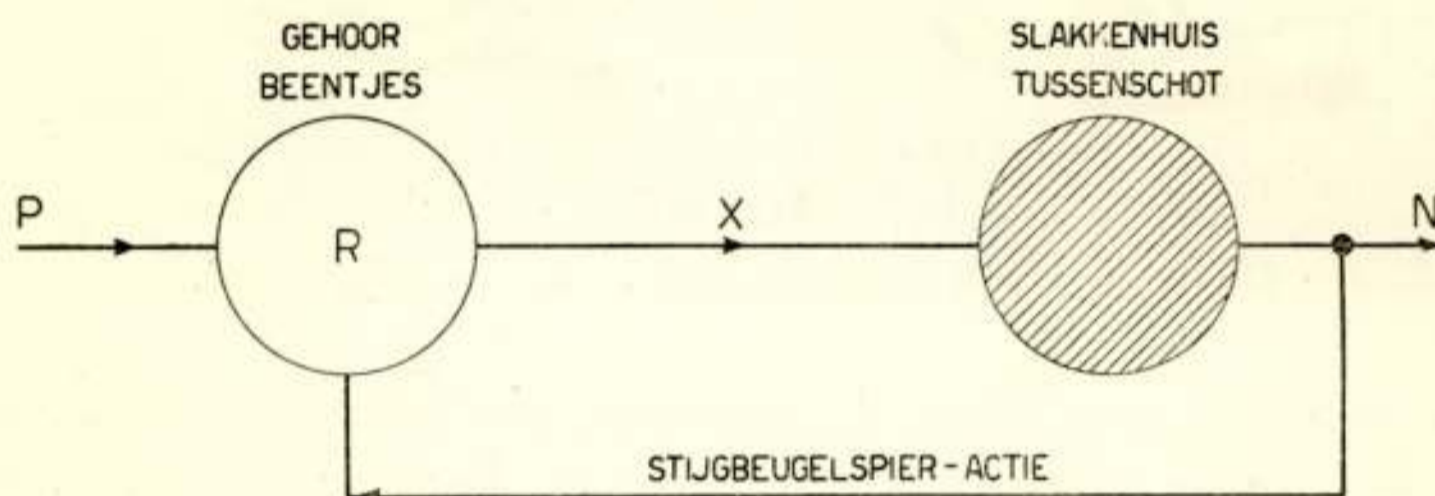


Fig. 5.

De compressie-schakeling van het oor.

P : geluidsdruk in de gehoorgang,

X : volumeverplaatsing van de vloeistof,

R : ratio, gedefinieerd als $R = \frac{X}{P}$

N : aantal geprikkelde vezels in de gehoorzenuw.

de bovenzijde wordt weggedrukt vindt aan de onderzijde een uitweg. Deze vereffeningsstroming wordt vergemakkelijkt door het feit, dat de stijgbeugel in een betrekkelijk grote vloeistofruimte uitkomt: de zg. voorhof.

In het algemeen zal de stijgbeugel, die door het aambeeld via een schuifgewrichtje wordt aangedreven, om beide assen bewegen.

Uit de figuren 3 en 4 blijkt echter, dat aantrekken van de stijgbeugelpes de beweging om de as a zal tegenwerken en die om de as b weinig zal beïnvloeden. Men kan dit aan de hand van een eenvoudig mechanisch model gemakkelijk laten zien. Dit betekent dus, dat de stijgbeugel wel degelijk uitwijkingen maakt, maar dat die uitwijkingen niet in staat zijn de vloeistofkolom op de juiste wijze in trilling te brengen.

Nu wij dus het regelende mechanisme hebben gevonden, kunnen wij het compressor-schema van het oor opstellen. Dit schema ziet er wat gecompliceerder uit (fig. 5) dan het algemene compressor-schema van zoëven, zulks in verband met de speciale toepassing op de gehoorzin.

De keten van gehoorbeentjes regelt de verhouding tussen de volumeverschuiving X van de vloeistof en de geluidsdruk P in de gehoorgang, maar de grootte X wordt niet waargenomen.

Aan de hersenen worden nl. zenuwimpulsen aangeboden, die in het slakkenhuistussenschot worden opgewekt tengevolge van de volumeverschuivingen van de vloeistof. Er zal ongetwij-

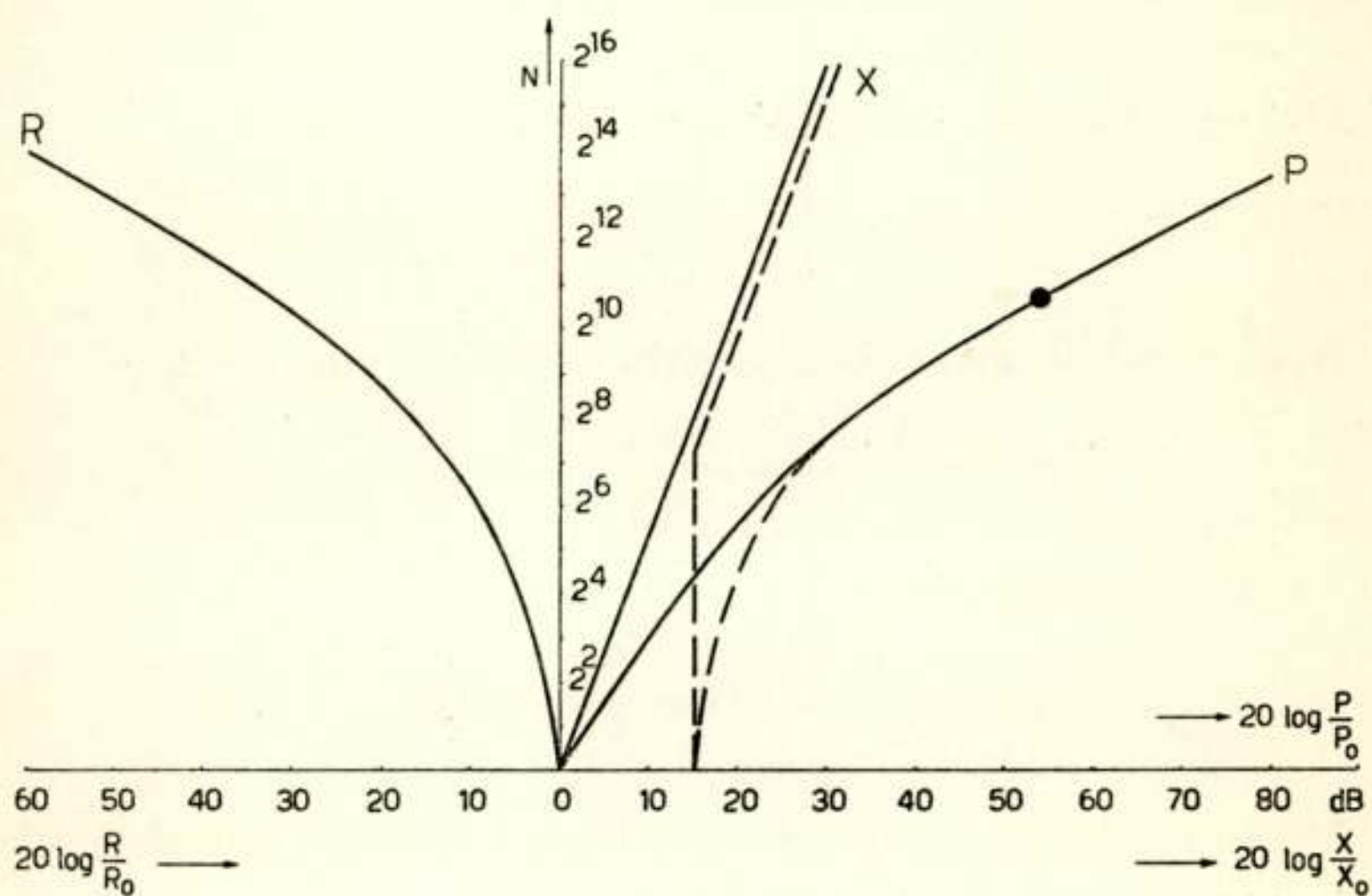


Fig. 6.

Grafische voorstelling van de comprimerende werking.

feld een grootte zijn, die wij N zullen noemen, die te maken heeft met die zenuwimpulsen, en aan de hand waarvan een luidheidssensatie wordt vastgesteld. Wanneer N toeneemt, zal dan ook de luidheidssensatie toenemen. Persoonlijk geloven wij, dat N , waaraan wij de naam „luidheidsindex” hebben gegeven, niets anders voorstelt dan het aantal vezels, dat in de gehoorzenuw deelneemt aan het overbrengen van impulsen naar de hersenen. Wij komen daar straks nog op terug.

In elk geval begint de stijgbeugelspier zich te spannen, indien N een bepaalde waarde overschrijdt. Dit is een automatisch proces, dat zich buiten onze wil afspeelt: het is een reflex.

Het verband tussen N en X is een eigenschap van het slak-

kenhuis en wij kunnen aantonen, dat N zeer steil verloopt met X , zodat een compressie van X dringend noodzakelijk is bij normale oren.

De werking van de compressor wordt ten zeerste verduidelijkt door een grafische voorstelling (fig. 6).

Deze is gebaseerd op de eenvoudige rekensom:

$$R = \frac{X}{P} \quad (1)$$

Voor de drempelwaarde van het oor levert dit op:

$$R_0 = \frac{X_0}{P_0} \quad (2)$$

Deling van deze vergelijkingen geeft:

$$\frac{R}{R_0} = \frac{X}{X_0} \cdot \frac{P_0}{P} \quad (3)$$

Nemen wij hiervan de logaritmen, dan krijgen wij:

$$20 \log \frac{R}{R_0} = 20 \log \frac{X}{X_0} - 20 \log \frac{P}{P_0} \quad (4)^1$$

of, anders geschreven:

$$20 \log \frac{P}{P_0} = 20 \log \frac{X}{X_0} - 20 \log \frac{R}{R_0} \quad (5)$$

Hieruit blijkt duidelijk de regelende werking: zowel X als R zijn functies van N , P is het dus ook.

De term: $20 \log \frac{X}{X_0}$, beschouwd als functie van N , geeft de dynamiek van het slakkenhuis weer.

De term $20 \log \frac{R}{R_0}$ is steeds negatief, omdat $R < R_0$: de keten is bij de drempelwaarde het gevoeligst gemaakt. M.a.w.: de resulterende dynamiek, gegeven door: $20 \log \frac{P}{P_0}$ is steeds groter dan die van het slakkenhuis zelf. Maar het verschil verval, wanneer $R = R_0$, zoals in sommige ziektegevallen voorkomt.

In fig. 6 zijn de grootheden P , X en R volgens een logaritmische schaal en gereduceerd op hun drempelwaarden uitgezet

¹⁾ Het gebruik van $20 \log$ levert ineens decibels.

als functie van N , deze laatste grootte eveneens gereduceerd op de drempelwaarde N_0 .

Ook voor N is een logaritmische schaal gekozen, maar dan gebaseerd op het grondtal 2. Dit is een praktische overweging omdat, zoals straks zal blijken, het meten van N slechts kan geschieden via verdubbelingen van N .

Wanneer het ons nu gelukt de curves X en P te bepalen, kunnen wij ook te weten komen hoe R met N of P varieert. Hierop vooruitlopend kan men reeds een orde van grootte van de compressie geven: voor het normale oor heeft de stijgbeugelspier reeds 35 dB bijgeregeld, wanneer een geluid een prettige sterkte heeft bereikt. Exact gezegd: een „prettig” geluid is gekenmerkt door een geluidsdruk van ca. $55 dB$ boven de drempelwaarde van $2 \cdot 10^{-4} \text{ dyne/cm}^2 = 20 \mu \text{ N/m}^2$.

Men moet zich er eigenlijk over verbazen, dat er onderzoekers zijn, die een buiten de physica staand begrip als een gewaarwording, in een getal trachten uit te drukken. Dit toch is een filosofische onmogelijkheid, die men voor praktische doeleinden bovendien nog geheel kan omzeilen.

Toch heeft de materialist Fechner 1) honderd jaar geleden twee dikke boeken volgeschreven over de wet van Weber en Fechner, die z.i. het verband aangeeft tussen de in getallen uitgedrukte gewaarwording en de in getallen uitgedrukte uitwendige prikkel.

Nu is het in de eerste plaats interessant om te weten, dat nòch Weber nòch Fechner zich met geluidsproeven hebben beziggehouden. Fechner bijv. legde zich toe op het schatten van gewichten. Deze laatste bezigheid komt ons overigens niet als een directe gewaarwording voor, doch dit terzijde.

Weber nam een vrij reëel standpunt in. Hij stelde nl. experimenteel vast, dat een verandering in de uitwendige prikkel slechts dan wordt waargenomen, indien die verandering evenredig is met de grootte van de prikkel zelf, in formule gebracht:

$$\Delta P = c \cdot P \quad (6)$$

of:

$$c = \frac{\Delta P}{P} \quad (7)$$

ΔP is dan de juist waarneembare verandering van de prikkel, P is de prikkel.

Dit is een interessante wet, omdat die ons iets zegt over het critische vermogen van de mens. Maar veel meer mag die wet ons toch niet zeggen.

Fechner stelt nu:

$$\frac{\Delta P}{P} = \Delta E \quad (8)$$

dus noemt maar ineens die constante gelijk aan ΔE , een kleine variatie van de gewaarwording. Hij doet dit met een vanzelfsprekendheid, die geen tegenspraak duldt. Zijn motivering is duister.

Na integratie komt er, welbekend:

$$E = \int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \ln \frac{P}{P_0} \quad (9)$$

Typisch is, dat deze wet wel veel wordt aangehaald, maar in de techniek nooit wordt gebruikt. Men wil er wel mee toelichten, dat het oor „logaritmisch” werkt. Wat men feitelijk bedoelt is, dat het critische vermogen van het gehoor om veranderingen in de prikkel te ontdekken er logaritmisch-achtig uitziet, maar dat heeft met de dynamiek van de sensatie niets uitstaande: die kan eigenlijk alleen in woorden worden uitgedrukt.

Welke weg men wel kan inslaan moge blijken uit het volgende.

Het oor is een fysisch orgaan, dat een fysische grootte, nl. de variatie van de luchtdruk, omzet in een andere fysische grootte, nl. op bepaalde wijze gegroepede, geprikkelde zenuwvezels. Zowel de groepering van die vezels als het afzonderlijk gedrag van elke vezel kan men met fysische en wiskundige middelen beschrijven.

Dit complex van fysische gegevens wordt aan de hersenschors aangeboden en leidt „daar” een meta-fysisch proces in, nl. een gewaarwording.

Wij mogen wel zoveel vertrouwen hebben in de reproduceerbaarheid van dit overigens duistere proces om te verwachten, dat bij één bepaald fysisch complex steeds dezelfde gewaarwording past.

Bij de luidheids-sensatie kan het aangeboden fysische ¹⁾ complex kennelijk tot één grootte worden teruggebracht ²⁾. Wij hebben deze de „luidheids-index” genoemd en met de letter N aangeduid. O.i. is de index, dit fysiologische gegeven

¹⁾ Eigenlijk moet dit zijn: fysiologische complex.

²⁾ Vandaar, dat men de luidheden van twee geluiden, hoe verschillend van klank ook, toch met elkaar kan vergelijken.

niets anders dan het aantal geprikkelde vezels in de gehoorzenuw. (Wij zullen straks nog een aantal meningen van anderen bespreken.)

Het luisteren met twee (gelijke) oren verschaft dus tweemaal zoveel vezels, d.w.z. een verdubbeling van de luidheids-index indien wij mogen aannemen, dat het er niets toe doet of een geprikkelde vezel van het ene of het andere oor afkomstig is. Daarvoor bestaan in de eerste plaats duidelijke anatomische aanwijzingen: in elke hersenhelft zijn beide oren vertegenwoordigd. En dan is er nog het volgende experiment. Men luistert met behulp van een dubbele hoofdtelefoon naar bijv. spraak of muziek. Door middel van filters zorgt men er echter voor, dat aan het ene oor alle frequenties beneden 1000 Hz worden toegevoerd en alle frequenties boven 1000 Hz aan het andere. Ondanks het feit, dat de telefoons afzonderlijk een (lineair) vervormd geluid geven is de totaal-indruk weer natuurlijk.

Twee even luide klanken hebben gelijke luidheids-indices.

Het ene geluid is luider dan het andere, wanneer zijn luidheids-index groter is dan die van het andere.

De meeste waarnemers blijken wel in staat om te beoordelen of twee geluiden even luid klinken. Zij doen dit door beide geluiden afwisselend te beluisteren. Instinctmatig controleren zij het even-luid zijn door één van de geluiden constant te houden en het andere in sterkte te variëren. Het is duidelijk dat men op die manier een gebied van onzekerheid introduceert, want kleine variaties worden door het oor onder deze omstandigheden niet waargenomen. Deze moeilijkheid kleeft nu eenmaal aan alle geluidsmetingen en men moet de resultaten met statistische methoden interpreteren.

Wij zijn nu zover, dat wij het verband tussen N en P kunnen bepalen. Wij beluisteren met één oor een druk P_1 , waarmee correspondeert een luidheids-index N_1 . Luisteren wij daarna met twee oren, dan wordt $2N_1$ aan de hersenschors aangeboden, hetgeen natuurlijk luider klinkt. Wij weten alleen niet hoeveel luider, maar dat komt hier ook helemaal niet ter sprake. Wil de dubbelorige sensatie even luid klinken als de oorspronkelijke één-orige, dan moeten wij P_1 verkleinen tot P_2 . Elk oor levert dan $\frac{1}{2}N_1$, zodat de som weer gelijk wordt aan $\frac{1}{2}N_1 + \frac{1}{2}N_1 = N_1$.

Wij weten dan, dat er tussen P_1 en P_2 een verschil bestaat, dat correspondeert met halvering (verdubbeling) van de luidheidsindex. Het drukverschil drukken wij voor het gemak weer in dB uit:

$$a = 20 \log \frac{P_1}{P_2} \quad (10)$$

Wij kunnen deze meting herhalen bij de druk P_2 en zodoende al die verdubbelingsintervallen aan elkaar rijgen als het verband tussen P en N .

Deze proef is echter bijzonder tijdrovend en vermoeiend en het is nodig elk meetpunt te bepalen als gemiddelde van bijv. 10 metingen van dezelfde waarnemer.

Het bleek bovendien, dat als geluid het beste spraak kan worden gebruikt, bestaande uit woorden, die met bijzondere zorg op gelijkmatige sterkte zijn uitgesproken. De luidheidsbalans is nl. niveau-afhankelijk.

Het werken met een zuivere toon verschaftte ons grote moeilijkheden. Er ontstond grote spreiding in de meetresultaten. Dikwijls vielen de verdubbelingsintervallen op onverklaarbare wijze te laag uit. Het ziet er naar uit, dat hier adaptie, vermoeidheid of stereophonische effecten een rol spelen. Vreemd genoeg vermelden andere onderzoekers die moeilijkheden niet. Wij onderzoeken deze zaak nog.

De door ons gemeten kromme voor het gemiddelde oor stemt goed overeen met de „ware luidheids” curve, die door Fletcher 2) wordt opgegeven.

Behalve dat de geschetste methode tijdrovend is, vereist zij twee gelijke oren. Die zijn bij normale mensen meestal wel aanwezig, maar in de oorheelkundige kliniek zelden.

Door Fletcher 3) is nog wel een éénorig verlengstuk van deze methode met de luidheidsverdubbelingen aangegeven, maar wij zullen straks onze bezwaren daartegen uiteenzetten.

Voor wij verder gaan moet ik U vertellen, dat het verband tussen P en N niet voor alle oren gelijk is. Fig. 7 bijv. beschrijft een oor, waarin de dynamiek-regeling weinig effectief is. Het dynamische gedrag is individueel. Wij kunnen straks laten zien, dat die individualiteit niet in het basilair membraan schuilt, dus niet in X , en dat er nog een interessante consequentie aan vast zit.

Voor het onderzoek op grote schaal hebben wij onze toevlucht genomen tot het eigenlijk al oude beginsel om luidheids-gewaarwordingen te beschrijven met woorden. Aan het te onderzoeken oor wordt een toon van bepaalde geluidsdruk aangeboden. De sterkte hiervan wordt aangeduid in dB boven het afgesproken nulniveau van $20 \mu N/m^2$. De waarnemer

moet nu zeggen, met welk woord hij de luidheid beschrijft.

Uit honderden metingen, die wij hebben verricht en laten verrichten is gebleken, dat het voldoende is, de waarnemer de keuze te geven uit een drietal woorden, en de sterkte van het geluid zo in te stellen, dat hij de gewaarwording kan dekken met één van de drie woorden. Deze zijn dan:

drempel: men hoort nog juist iets, $N = N_0$

prettig: dit geluid klinkt goed duidelijk en men kan het lang verdragen zonder er door gehinderd te worden, $N = N_{pr}$

scherp: het geluid is irriterend omdat het juist even te hard is, het is scherp maar beslist niet pijnlijk, $N = N_{sch}$

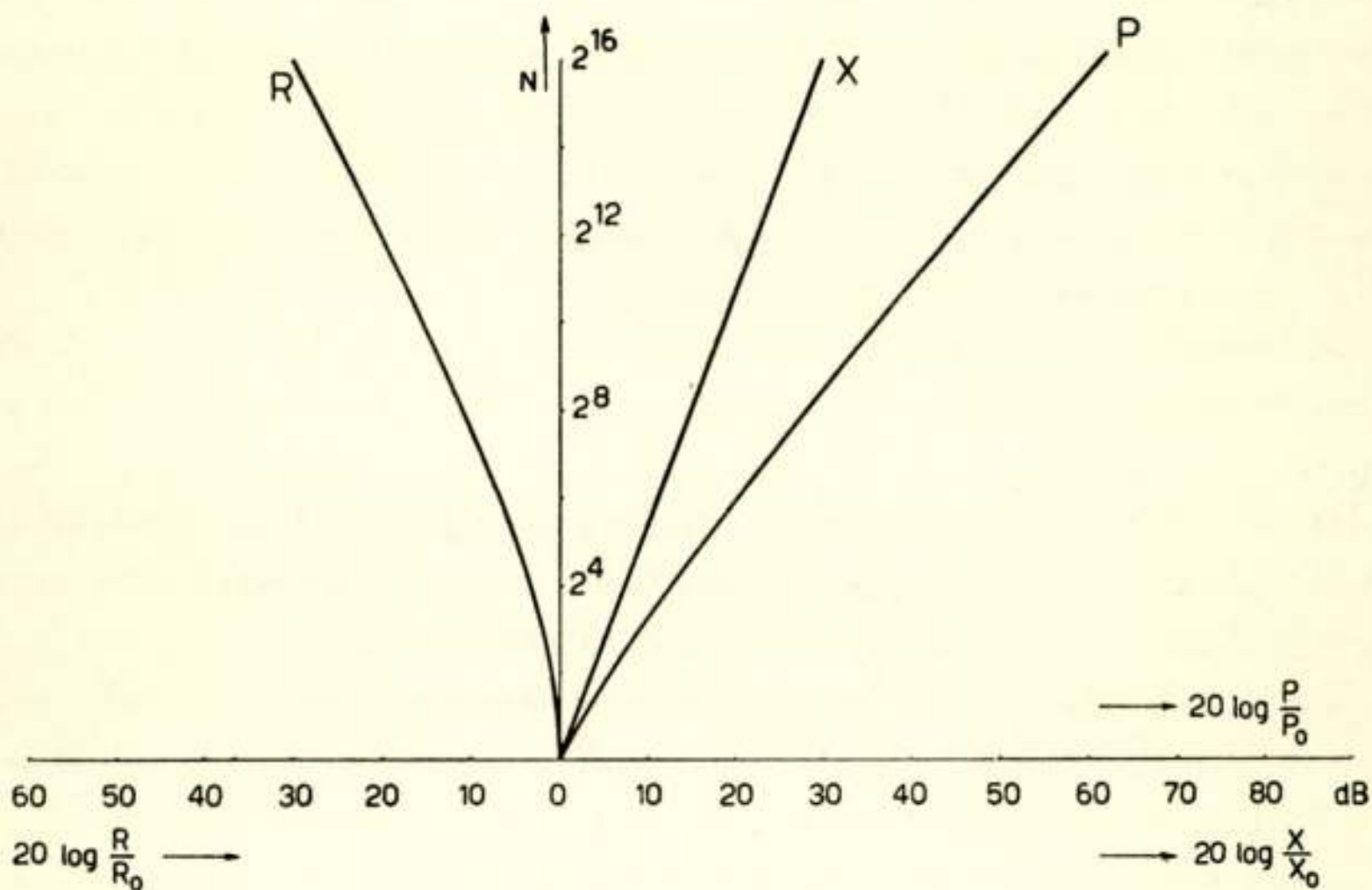


Fig. 7.

Grafische voorstelling van de comprimerende werking in een oor met steile dynamiek.

Bij wijze van grafische voorstelling kunnen wij de geluidsdrukken in dB langs een horizontale as uitzetten (fig. 8) en de door de waarnemer opgegeven bijpassende woorden op de verticale as.

De spatiëring van de woorden is natuurlijk willekeurig, maar wij hebben die toch zo gekozen, dat de meetpunten voor normale oren practisch op een rechte lijn komen te liggen.

Het gemiddelde oor vindt een toon, zeg van 1000 Hz, pret-

tig klinken, wanneer die 55 dB boven de drempelwaarde ligt. Een druk van ca 75 dB wordt als scherp betiteld.

Weer blijkt, dat niet alle oren zich in dynamisch opzicht gelijk gedragen. De zwarte lijnen geven de door ons ontmoete grensgevallen weer. Wij zien, dat er een verschil van 30 dB kan bestaan tussen wat het ene normale oor prettig vindt en de andere normale waarnemer prettig vindt. Deze vertegenwoordigers van de uitersten zullen dus onenigheid krijgen over hoe hard de radio mag worden aangezet.

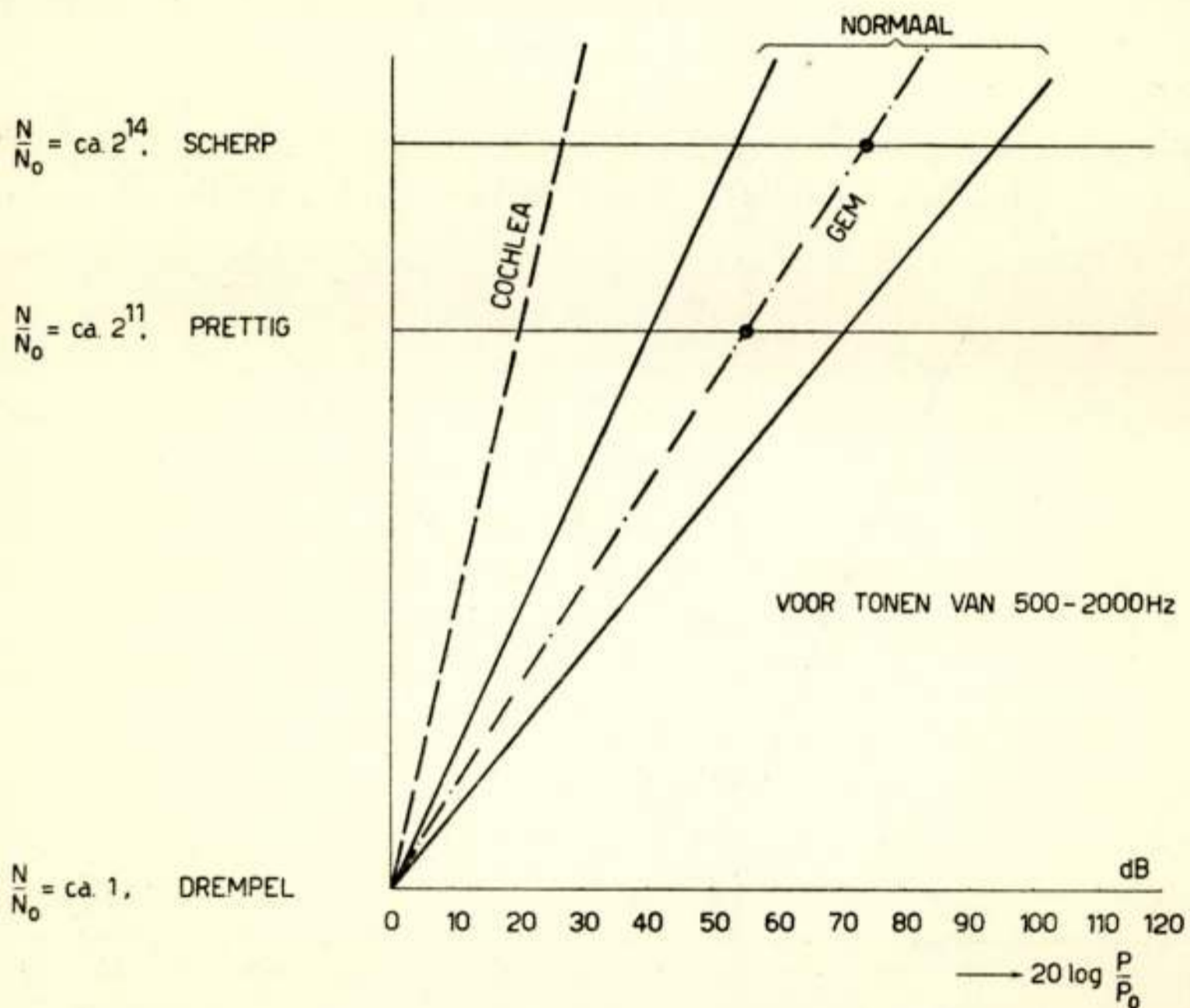


Fig. 8.

Verschillende dynamiek-curven.

Maar, indien wij mensen onderzoeken, die zeker géén regelend mechanisme bezitten, en dat is het geval bij diegenen, bij wie de gehoorbeentjes geheel zijn weggenomen (radicaal operatie, fenestratie), dan vinden wij onveranderlijk de stijle cochlea (= slakkenhuis) lijn, zonder individualiteit.

Het dynamische gedrag van het onbeschadigde slakkenhuis is blijkbaar voor alle individuen gelijk, en de individualiteit in de luidheidsgewaarwording wordt pas geïntroduceerd door het comprimerende mechanisme van de gehoorbeentjes met aanverwant nerveus aandrijfsysteem.

Wij kunnen dus het dynamische gedrag van een oor op twee manieren bepalen: volgens de verdubbelingstechniek uit de figuren 6 en 7, en volgens de methode met woorden.

Door vergelijking van beide methoden komen wij tot de ontdekking, dat het woord „scherp” overeenkomt met $N/N_0 = \text{ca } 2^{14}$ en de indicatie „prettig” correspondeert met $N/N_0 = \text{ca } 2^{11}$. Dit is zo voor alle individuen.

Een zeer interessante toepassing van de compressie-theorie ligt op het gebied van de oorheelkunde.

Het blijkt n.l. mogelijk aan de hand van het compressie-schema en de bijbehorende grafische voorstelling alle soorten van doofheid te voorspellen en zelfs een aantal „missing links” op te sporen, die men tot nu toe nog niet als gehoorsafwijking had erkend of herkend.

Wij zullen op dit onderwerp, hoe verleidelijk het ook is, niet verder ingaan, omdat daarvoor t.z.t. van medische zijde zal worden gepubliceerd. Wij zullen echter een uitzondering maken voor de verklaring van het zg. regressie-verschijnsel (in Engels sprekende kringen recruitment genaamd). Dit verschijnsel komt er op neer, dat men doof is voor zwakke geluiden, maar voor geluiden van gewone sterkte weer normaal hoort. Voor zover bekend ligt de oorzaak hiervan in het slakkenhuis.

Zoals de stippellijn in fig. 6 aangeeft, kan men een beschadiging van het slakkenhuistussenschot aannemen, zodanig, dat er bij kleine volumeverschuivingen van de vloeistof geen vezels worden geprikkeld, maar bij grotere verschuivingen wel.

De constructie leert ons dan, dat het verband tussen N en P het typische gedrag van de regressie demonstreert.

Tenslotte nog een enkele opmerking over de meningen van een aantal andere onderzoekers betreffende de vraag: welke fysiologische grootte is voor de luidheid bepalend?

Davis 4,5) begint in 1935 te zeggen, dat het aantal vezels bepalend is. Hij schijnt zich echter omstreeks 1947 bedacht te hebben, want dan vermeldt hij, dat z.i. ook het aantal impulsen/sec/vezel maatgevend is. Ook Wever 6) is dit idee toegedaan. Saltzman 7) daarentegen houdt het weer op het aantal vezels.

Fletcher is de materiële kant opgegaan, en heeft de gewaarwording evenredig verklaard met het impuls-vermogen, dat naar de hersenen wordt gezonden. Hij spreekt over de „ware luidheid” maar het blijkt mogelijk, dit begrip met de luidheids-index te identificeren. Hij ziet dus de index voor de gewaarwording zelf aan.

Hij maakt ook gebruik van het optellen van de „ware luidheden” van twee oren. Maar in een ander gedeelte van zijn beschouwingen beweert hij, dat twee tonen, die 500 Hz in frequentie verschillen, volkomen gescheiden gedeeltes van het slakkenhuis-tussenschot in trilling brengen. Sinds Békésy 8) door zijn metingen aan slakkenhuizen heeft aangetoond, dat dit niet waar is, staat Fletcher's veronderstelling dus zwak.

Literatuur

- 1) G. T. Fechner, Elemente der Psychophysik, I, II, 1860, 1889.
- 2) H. Fletcher, Pitch, Loudness and Quality of Musical Tones, American Journal of Physics, Vol. 14, pp 215-225, July-August 1946.
- 3) H. Fletcher, Loudness, Masking and their Relation to the Hearing Process and the Problem of Noise Measurement, p. 277, J.A.S.A. April 1938.
- 4) H. Davis, The Electrical Phenomena of the Cochlea and the Auditory Nerve, J.A.S.A. April 1935, Vol VI.
- 5) H. Davis, Hearing and Deafness, 1947, p. 48.
- 6) E. G. Wever, Theory of Hearing, 1949.
- 7) M. Saltzman, Clinical Audiology, 1949, p. 27.
- 8) G. v. Békésy, Ueber die Resonanzkurve und die Abklingzeit der verschiedenen Stellen der Schneckenkammwand, Akustische Zeitschrift März 1943.

Boekbespreking

Dr B. G. Dammers, Ing. J. Haantjes, J. Otte en Jhr Ir H. van Suchtelen: *Toepassing van de Electronenbuis in Radio-ontvangtoestellen en Versterkers*. Boek II, LF-versterking, Eindversterking en Voeding. — Uitgave: Meulenhoff & Co. N.V., Amsterdam, 1951. 452 pagina's, 343 figuren. Prijs f 19.50.

Dit boek is het tweede deel van een drietal boeken over de toepassing van de electronenbuis in radio-ontvangtoestellen en versterkers. Hoewel het direct aansluit bij het eerste deel, dat handelt over HF- en MF-versterking, menging en detectie, kunnen we het toch als een min of meer zelfstandig boek over LF-versterkers beschouwen, waarbij uiteraard het accent ligt op de toepassing in ontvangers. Het boek verschijnt als deel V in de Philips boekenreeks over Electronenbuizen.

De ondertitel van het boek geeft tevens de drie hoofdstukken aan waarin het verdeeld is. De tegenkoppeling komt niet ter sprake, aangezien deze in het derde deel uitvoerig behandeld zal worden.

De theorie van de versterker wordt zeer grondig behandeld, terwijl door talrijke rekenvoorbeelden aangegeven wordt hoe deze toegepast moet worden. Tevens wordt aangegeven in hoeverre de praktische meetresultaten in overeenstemming zijn met wat theoretisch verwacht kan worden. Dit is zeer belangrijk, omdat bij vele beschouwingen benaderingen ingevoerd worden, b.v. lineaire buiskarakteristieken, om de berekeningen niet te gecompliceerd te maken.

De wiskundige behandeling is zeer eenvoudig gehouden. De Fourier-analyse kan uiteraard niet vermeden worden, maar de radio-technicus is daarmee meestal wel vertrouwd.

Het hoofdstuk over Eindversterking is het omvangrijkste en tevens het belangrijkste. Het telt alleen al ruim 240 bladzijden. Achtereenvolgens worden hier de verschillende instellingen van trioden en pentoden behandeld zoals klasse A, B en AB, met en zonder roosterstroom. Aangevoerd wordt hoe de instelling, de aanpassingsweerstand, het afgegeven vermogen en het rendement uit de buiskarakteristieken bepaald worden. Methoden worden behandeld voor het bepalen van de vervorming uit enige punten van de dynamische karakteristiek. Ook de invloed van een complexe belasting en de constructie van karakteristieken worden aangegeven.

De betoogtrant is zakelijk en duidelijk, mede dank zij het grote aantal tekeningen en grafieken.

Het is een boek dat wij gaarne aanbevelen aan allen die zich bezighouden met de constructie van versterkers en ontvangers of zich in dit gebied willen inwerken. Wij zien met belangstelling het derde deel tegemoet.

Zonder aan de waarde van het boek iets tekort te willen doen, willen wij nog enkele opmerkingen maken.

Op pagina 2 wordt de versterkingsfactor gedefinieerd als

$$\mu = \frac{\partial V_a}{\partial V_g} \quad \text{i. p. v.} \quad \mu = - \frac{\partial V_a}{\partial V_g}$$

De frequentiekarakteristieken (b.v. fig. 23) zijn alle uitgedrukt in procenten, het gebruik van een decibelschaal lijkt ons praktischer. De tijdsconstante die hierin als parameter voorkomt, moet uitgedrukt worden in microseconden. Ten-

slotte hadden wij bij de beschouwingen over transformatoren verwacht dat hier de formules in het Giorgi-stelsel geschreven zouden zijn.

F. M.

Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Aug. 1951.

- O.A. 111220. kl. 95k2. Philips-Electro-Special, G.m.b.H., Buisoscillator van het R-C type.
- O.A. 108625. kl. 95d2g3. N.V. Philips. Schakeling voor het overdragen van elektrische trillingen van zeer hoge frequentie, waarbij een afstemkring verstemd is, zodanig dat een met de naar het hieropvolgende stuurrooster vloeiende influentiestroom gecorreleerde ruisstroom in de uitgangsketen van de buis grotendeels wordt opgeheven.
- O.A. 140095. kl. 95d2g1. N.V. Philips. Schakeling voor het versterken van ultrahoogfrequente trillingen met een buis, waarvan de kathode van twee toevoergeleidingen is voorzien.
- O.A. 128515. kl. 21a⁴72f. English Electric Valve Comp. Inrichting ter bescherming van een ontvanger tegen de energie van een zender.
- O.A. 126925. kl. 21g13d1d. N.V. Philips. Electronenbuis, voorzien van een trimcondensator.

Openbaar gemaakt 15 September 1951.

- O.A. 130701. kl. 95a5k. N.V. Philips. Schakeling, welke een versterkerbuis bevat, die voor een frequentie positief en tevens voor alle frequenties negatief is teruggekoppeld, welke schakeling als oscillator kan worden toegepast.
- O.A. 108864. kl. 95d3a. Western Electric Comp. Versterker met tegenkoppeling, waarbij bij twee frequentiegebieden boven het te versterken frequentiegebied maatregelen zijn genomen om genereer-neiging tegen te gaan.
- O.A. 135918. kl. 95d7. Bell Telephone. Balansversterker voor zeer hoge frequenties met neutralisering van de buiscapaciteiten.
- O.A. 136238. kl. 97f2c5c. Bell Telephone. Radiorichtingzoeker met éénrichtings-effect voor een breed frequentiegebied.

Openbaar gemaakt 15 Oct. 1951.

- O.A. 144629. kl. 95b2. Bell Telephone. Modulatie-inrichting, waarbij van het Doppler-principe wordt gebruik gemaakt, doordat electromagnetische golven weerkaatsen tegen een electronen-ruimtelading van een geblokkeerd magnetron, welke ruimtelading onder invloed van de modulatie staat.

- O.A. 134141. kl. 95a3a3. N.V. Philips. Schakeling voor het opwekken van zaagtandvormige trillingen, waarbij een condensator wordt ontladen over een wikkeling van een transformator met ferromagnetische kern.
- O.A. 137369. kl. 21a⁴73b. Electrical & Musical Industries. Coaxiale geleider, voorzien van een verplaatsbare geleidende afsluit- of kortsluitinrichting, die met de buitengeleider capacitief is verbonden en waarbij maatregelen zijn genomen om het ontsnappen van energie door de spleet tussen kortsluitgeleider en buitengeleider te voorkomen.
- O.A. 134446. kl. 21a⁴72f. Western Electric Comp. Schakelinrichting in een coaxiale transmissiekabel, waarbij de elektrische continuïteit van de binnengeleider kan worden onderbroken, zonder dat de omhullende geleider behoeft te worden onderbroken.

He.

Ontvangen Tijdschriften enz.

- Journal of the Franklin Institute*, Aug., Sept., Oct. 1951.
Annales des Télécommunications, Aug., Sept., Oct. 1951.
Nat. Bureau of Standards, Technical News Bulletin Juli, Aug., Sept., Oct. 1951.
Nat. Bureau of Standards, Basic Radio Predictions for Dec. 1951, January 1952.
Wireless Engineer, Aug., Sept., Oct. 1951.
Radio Revue, Oct., Nov. 1951.
De Ingenieur, Jrg. 63 Nrs 39—48.

Nieuwe Leden

- Ir E. W. Gröneveld, Marinekazerne, Laan Copes v. Cattenburch, Den Haag.
 Ir W. Nijenhuis, Pluvierlaan 7, Eindhoven.
 Ir J. O. Wolthuis, Gen. Cronjéstraat 36, Eindhoven.
 Ir A. E. Pannenburg, Antilopelaan 5, Eindhoven.
 Ir J. Dekker, v. Zuylen v. Nijveltstraat 365, Wassenaar.
 E. J. v. Barneveld, Petrus Dondersstraat 38, Eindhoven.
 Drs P. Schagen, Gen. Cronjéstraat 28, Eindhoven.
 Ir W. L. van der Poel, Woonschip „Charon”, Soestdijksekade t/o 832, Den Haag.
 Itz. E. Ferwerda, Riouwstraat 84B, Den Haag.
 W. van Essen, Lange Kerkdam 38, Wassenaar.

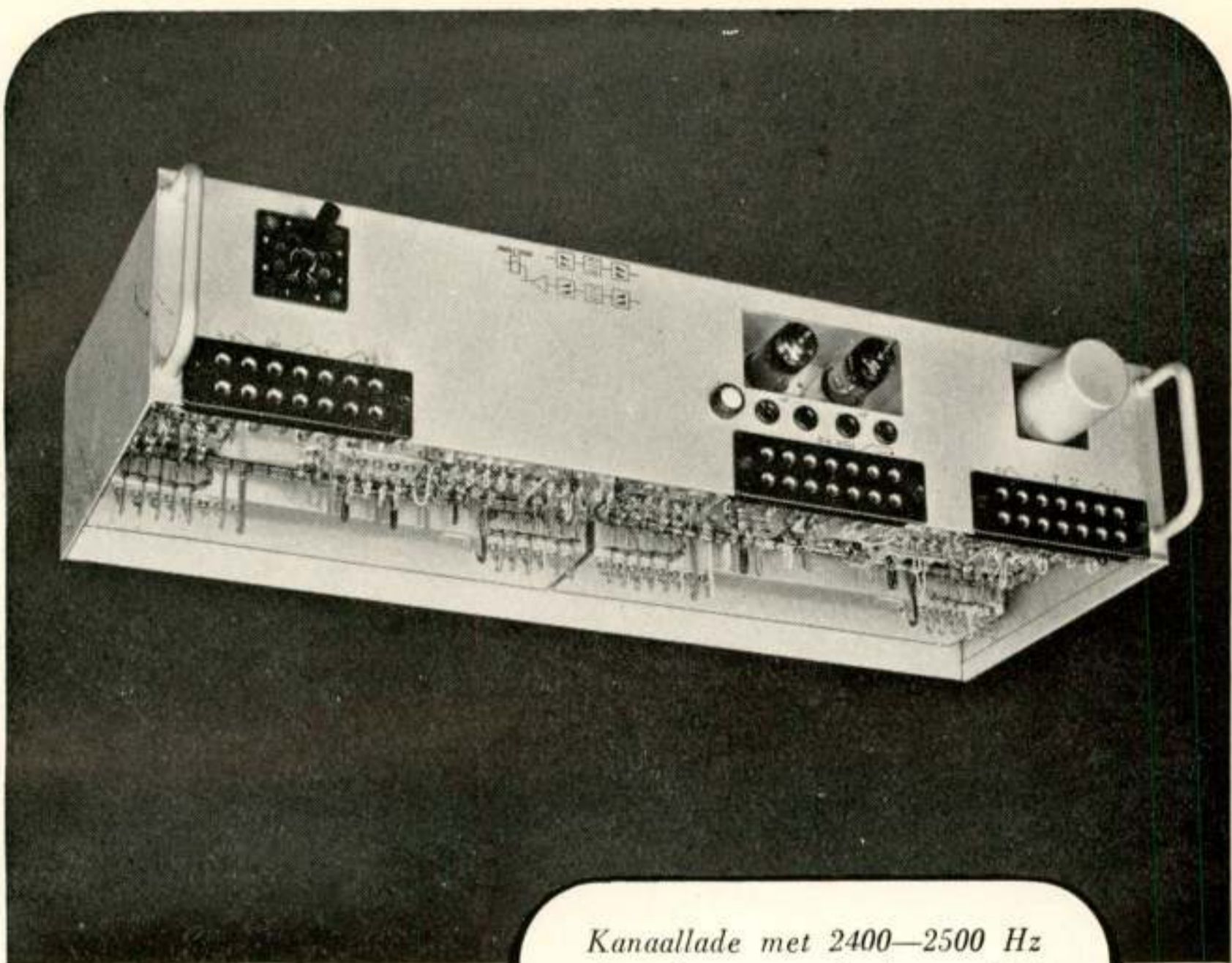
Voorgestelde leden

- Mevr. H. J. Jorritsma-Bregman, Koningslaan 1, Amstelveen.
 F. C. de Ronde, 1e Tuinsingel 3, Schiedam; cand.-ingenieur.

Ir L. J. van der Pauw, Jul. v. Stolberglaan 29, Rotterdam; werkzaam op het
Fysisch Lab. RVO-TNO, Waalsdorp.

Ir J. Smidt, Statenlaan 123, Scheveningen; werkzaam op het Centraal Lab. der
P.T.T., Den Haag.

Ir J. M. G. Seppen, Stieltjeslaan 25, Hilversum; werkzaam bij P.T.I.



*Kanaallade met 2400—2500 Hz
signaal-ontvanger (onderaanzicht).*

Het modulatie-principe, tezamen met de vele nieuwe constructieve oplossingen, welke hier voor het eerst toepassing hebben gevonden, zijn de oorzaken van de bijzondere hoedanigheden van het Philips 48-kanalen draaggolftelefoniesysteem, type STR 7, dat is ontstaan uit een jarenlange samenwerking met de Nederlandse PTT.

De N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. fabriceert en levert *alle* apparatuur voor installaties volgens dit en daaruit afgeleide systemen. Voorts een uitgebreide serie meetinstrumenten voor contrôle en onderhoud.



N.V. PHILIPS' TELECOMMUNICATIE INDUSTRIE
v/h N.V. NEDERLANDSCHE SEINTOESTELLEN FABRIEK — HILVERSUM