Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap

Nov. 1947 **Deel XII No. 6**

Het verband tussen de verliesfactor en de temperatuurcoëfficient van de dielectrische constante van amorfe vaste stoffen

door M. Gevers

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven-Nederland

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 29 Nov. 1946

SUMMARY

In this article a remarkable property of technical solid dielectrics is dealt with. It is shown practically as well as theoretically that the ratio of the temperature coefficient of the dielectric constant and the power factor tan δ (δ = loss angle) has nearly the same value for most of the solid dielectrics, this ratio being inversely proportional to the absolute temperature T and practically independent of the frequency.

In formula: $1/\varepsilon \; \partial\varepsilon/\partial T = A \tan \delta$ where at roomtemperature and radiofrequencies $0.04 < A < 0.09$ and usually $A \approx 0.06$.

Moreover, some exceptions to the above mentioned rule are treated.

Inleiding.

De diëlectrische eigenschappen van vaste isolatiestoffen worden gekarakteriseerd door de volgende grootheden:

a) de diëlectrische constante ε_r,

b) de verliesfactor $tg\,\delta$, waarin δ de verlieshoek is,

c) de temperatuurcoëfficiënt van de diëlectrische constante.

Bij het gebruik van een materiaal als isolatiestof is vaak een lage waarde van de diëlectrische constante vereist, terwijl een hoge waarde verlangd zal worden, indien het materiaal als diëlectricum in een condensator gebruikt wordt. In de meeste gevallen zal bij beide toepassingen een kleine verliesfactor $tg\,\delta$ gewenst zijn, daar een grote verlieshoek δ tot warmteontwikkeling in het materiaal en tot demping van hoogfrequentkringen en kabels aanleiding geeft.

De temperatuurcoëfficiënt van de diëlectrische constante (in het verdere vaak aangeduid met temperatuurcoëfficiënt) van

isolatiestoffen en diëlectrica bepaalt voor een groot deel de verandering van de frequentie van een oscillator, wanneer de temperatuur der onderdelen verandert, hetzij door de verwarming na het inschakelen der voedingsspanningen, hetzij doordat de temperatuur van de omgeving zich wijzigt. Vaak is het ook van belang, dat de resonantie-frequentie van een LC-kring onafhankelijk van de temperatuur is: als isolatiestoffen en diëlectrica zullen wij dus vaak voorkeur geven aan die materialen, waarvan de temperatuurcoëfficiënt een lage waarde heeft.

Aangezien het voor de radiotechniek van belang is, de drie genoemde grootheden onder diverse omstandigheden te kennen, hebben wij voor een groot aantal veel gebruikte stoffen de verliesfactor $tg\,\delta$ en de temperatuurcoëfficiënt gemeten in een uitgestrekt temperatuur- en frequentiegebied. Hierbij is gebleken, dat er een merkwaardig verband tussen beide grootheden bestaat, namelijk dat, afgezien van enkele nader te noemen uitzonderingen, de stoffen, die een hoge temperatuurcoëfficiënt vertonen, eveneens een hoge verliesfactor bezitten, terwijl de verhouding tussen beide grootheden voor deze diëlectrica ongeveer dezelfde waarde heeft en nagenoeg onafhankelijk van de frequentie is.

In dit artikel zullen deze en enkele andere, algemeen geldende eigenschappen verklaard worden volgens een nieuw, tot nog toe in de literatuur niet gebruikt gezichtspunt. Uit deze theorie die in samenwerking met Dr du Pré ontwikkeld is, zal blijken, dat de hieruit volgende waarde voor de boven vermelde evenredigheidsconstante overeenstemt met de experimenteel gevonden waarde.

Diëlectrische verliezen.

Wanneer op een eenheidscondensator[1]), gevuld met een verliesvrij, dus ideaal diëlectricum, een sinusvormige wisselspanning $E = E_0 \cos \omega t$ aangelegd wordt, ontstaat een diëlectrische verschuiving D, zodat

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_r E_0 \cos \omega t = D_0 \cos \omega t \text{ [2]} \qquad (1)$$

[1]) Onder een eenheidscondensator verstaan wij een condensator, waarvan de electroden evenwijdig aan elkaar op een afstand van 1 m staan en een oppervlakte van 1 m² hebben, terwijl bijv. door een schutring voor homogeniteit van het veld is gezorgd.

[2]) Wij gebruiken het gerationaliseerde MKS-eenhedenstelsel van Giorgi.

waarin ε_0 diëlectrische constante van het vacuum $\left(\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}\frac{F}{m}\right)$ en ε_r de relatieve diëlectrische constante voorstelt.

Vertoont het diëlectricum echter verliezen, dan geldt

$$D = D_0^1 \cos(\omega t - \delta) \tag{2}$$

waarbij δ de verlieshoek, en $tg\,\delta$ de verliesfactor wordt genoemd.

De verliesfactor $tg\,\delta$ bepaalt de warmteontwikkeling, die in het diëlectrum optreedt. Deze bedraagt, daar meestal $\delta < 0{,}01$ en dus het verschil tussen δ, $\sin\delta$ en $tg\,\delta$ verwaarloosd kan worden:

$$W = \tfrac{1}{2}\,\varepsilon_0\,\varepsilon_r\,\omega\,E_0^2 \sin\delta \approx \tfrac{1}{2}\,\varepsilon_0\,\varepsilon_r\,\omega\,E_0^2\,tg\,\delta \ \text{(Watt/m}^3\text{)} \tag{3}$$

Voor de relatieve diëlectrische constante nemen wij eenvoudigheidshalve $\varepsilon_r = \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{D_0^1}{E_0}$ [1]

Resultaten der metingen.

De metingen van $tg\ \delta$ en de temperatuurcoëfficiënt hebben aangetoond. dat de meeste, technisch belangrijke diëlectrica de volgende eigenschappen bezitten:

1) $tg\,\delta$ is vrijwel onafhankelijk van de frequentie in een groot gebied en onafhankelijk van het wisselveld, mits dit ver genoeg beneden de doorslagveldsterkte blijft;
2) de diëlectrische constante ε_r is vrijwel onafhankelijk van de frequentie en heeft meestal een positieve temperatuurcoëfficiënt;
3) tussen $tg\,\delta$ en de temperatuurcoëfficiënt van de diëlectrische constante ε_r bestaat de eenvoudige betrekking:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\,\varepsilon_r}{\partial\,T} = A\,tg\,\delta\ , \tag{4}$$

---

[1]) Men zou $E = E_0 \cos\omega t$ en de grootheid D uit (2) ook als complexe grootheden kunnen schrijven. Het naar analogie van (1) gevormde quotiënt. $\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{D}{E} = \varepsilon_r$ zou dan eveneens een complex getal worden, waarvan $|\varepsilon_r| = \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{D_0^1}{E_0}$ de absolute waarde zou voorstellen. Ter vereenvoudiging hebben wij in de schrijfwijze $|\varepsilon_r|$ de streepjes | | weggelaten. Voor een exactere behandeling zie M. Gevers, Philips Res. Reports I, 197, 1946 en M. Gevers, Diss. Delft 1947.

waarin A slechts weinig afhangt van de aard van de stof en van de frequentie en nagenoeg omgekeerd evenredig is met de absolute temperatuur T. Bij kamertemperatuur is $A \approx 0{,}06$ in het radiofrequentiegebied. (200 kc/s – 10 Mc/s)

In tabel 1 zijn van een aantal diëlectrica de grootheden $tg\,\delta$, $\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T}$ en A bij kamertemperatuur en bij een frequentie van $1{,}5 \cdot 10^6$ c/s aangegeven, terwijl fig. 1 de grootheid A voor deze stoffen weergeeft.

TABEL I.

Materiaal	$tg\,\delta \times 10^4$	$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T} \times 10^6$	$A \times 10^2$
Kwartsglas	1,0	9,0	9,0
Mica	1,1	5,5	5,0
„Kersima"*)	8,1	51,0	6,3
Boriumglas*)	13,1	107	8,2
Cu-Zn-ferriet	32	141	4,4
Micalex	38	190	5,0
G 40 glas*)	40	240	6,0
Eboniet	81	460	5,7
Röntgenglas*)	100	580	5,8
„Pliofilm"	300	1440	4,8
Celluloid	450	2600	5,8
„Pertinax"	550	3020	5,5
„Novotext"	850	4760	5,6

*) Producten van Philips. „Kersima" is een keramisch product, hoofdzakelijk Mg-silicaat, G 40 is een Na-K-borosilicaatglas, Röntgenglas een NaCa-silicaatglas.

Uit deze tabel en fig. 1 blijkt, dat, ondanks het feit, dat de waarden van $tg\,\delta$ sterk uiteenlopen, de waarde van $A \times 10^2$ slechts varieert tussen 4,4 en 9,0 en meestal ongeveer 6 bedraagt.

Hoe verschillend de in de tabel vermelde stoffen ook mogen zijn, zij hebben dit met elkaar gemeen, dat ze meestal een onregelmatige inwendige structuur bezitten d.w.z. deze stoffen zijn in een glasachtige toestand of vertonen althans een sterke onregelmatige verstoring van de éénkristal-toestand.

De eigenschappen (1) en (2) zijn reeds geruime tijd bekend.

Reeds in 1914 heeft Wagner[1]) een theorie van de diëlectrische verliezen opgesteld. Onder bijzondere omstandigheden kunnen volgens deze theorie $tg\,\delta$ en ε_r in een groot gebied onafhankelijk van de frequentie zijn. Eigenschap (3) kan echter uit deze theorie niet verklaard worden en is volgens onze mening de merkwaardigste. Zij heeft ook een belangrijke practische consequentie.

Immers, men zoekt vaak naar stoffen met een lage temperatuurcoëfficiënt van de diëlectrische constante. De genoemde eigenschap levert hiervoor de aanwijzing, dat men in het algemeen niet zal moeten zoeken onder de stoffen, die een hoge waarde van $tg\,\delta$ hebben.

We zullen nu laten zien hoe door beschouwingen, die ge-

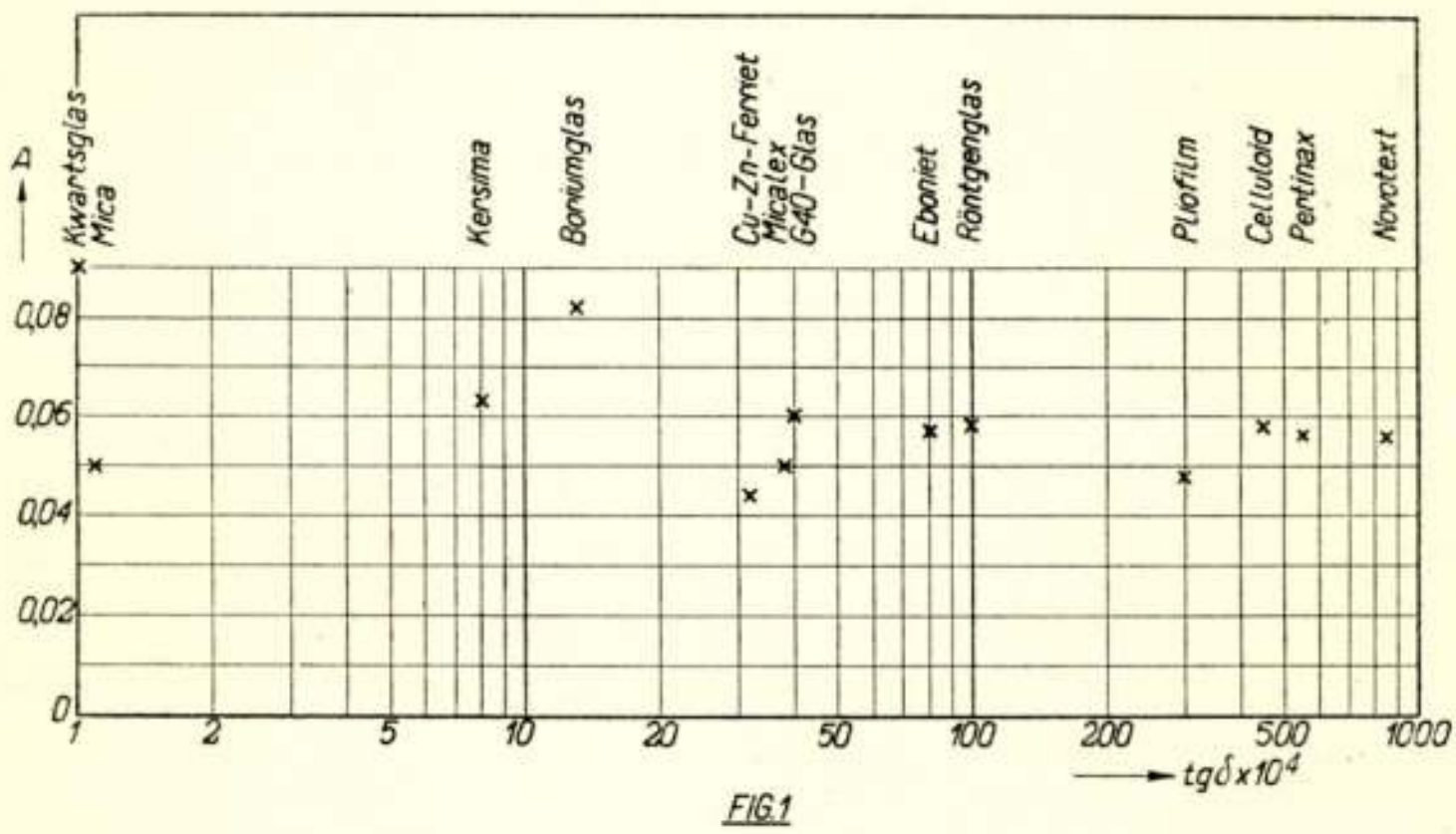

FIG.1

De verhouding A van de temperatuurcoëfficient van ε_r en $tg\,\delta$ voor diverse diëlectrica.

deeltelijk analoog zijn aan die van Wagner, alle drie genoemde eigenschappen begrijpelijk gemaakt kunnen worden.

We veronderstellen hierbij, dat de diëlectrische verliezen in vaste isolerende stoffen, afkomstig kunnen zijn van één der volgende oorzaken:

a) de aanwezigheid van dipolen, die slechts met een zekere vertraging de wisselingen van een uitwendig veld kunnen volgen;

b) de aanwezigheid van ionen, die zich onder invloed van

---

1) K. W. Wagner, Ann. Phys. (Lpz.), **40**, 817, 1913; Arch. f. El. **2**, 371, 1914.

het veld kunnen verplaatsen, dus tot de diëlectrische constante en de verliezen kunnen bijdragen;

c) de aanwezigheid van halfgeleidende gebiedjes in de stof, waarbij het ladingstransport naar de ene of andere zijde van het gebiedje een merkbare vertraging vertoont.

Elk dezer oorzaken kan de experimenteel gevonden eigenschappen verklaren, zodat ook een combinatie van (a), (b) en (c) tot dezelfde resultaten leidt.

Omgekeerd kunnen wij uit het diëlectrisch gedrag van een stof niet besluiten, of de verliezen veroorzaakt worden door dipolen, ionen of halfgeleidende gebiedjes.

Wij zullen ons voorlopig beperken tot het geval, waarin de verliezen veroorzaakt worden door dipolen. Wij zullen echter in het onderstaande eenvoudigheidshalve enige veronderstellingen maken, die beter passen bij het geval, dat de verliezen hoofdzakelijk door ionen veroorzaakt worden, die zich bevinden in potentiaalkuilen, omgeven door een nagenoeg constante potentiele energie.

Verklaring der meetresultaten

De zoeven genoemde oorzaken (a), (b) en (c) hebben dit gemeen, dat zij aanleiding geven tot *nawerkingsverschijnselen.*

Voor de verklaring van het nawerkingsverschijnsel gaan wij uit van de dipooltheorie van Debije [1]), welke oorspronkelijk uitsluitend voor gassen bedoeld is. Hierbij stelt Debije zich voor, dat alle moleculen gelijke permanente dipoolmomenten hebben, die zich bij het aanleggen van een veld moeten oriënteren in de veldrichting en daarbij een zekere wrijving ondervinden. Door deze wrijving, die voor alle dipolen dezelfde is, duurt het een zekere tijd, voordat een dipool zich van zijn oorspronkelijke stand in de richting van het veld ingesteld heeft. De insteltijd wordt gekarakteriseerd door de *relaxatietijd* τ, dit is de tijd, waarin de te verdraaien hoek tot op $1/e$-deel is afgelegd.

Wanneer op een eenheidscondensator, gevuld met een gas, bestaande uit gelijke dipolen, een gelijkspanning E_0 wordt aangelegd op het tijdstip 0, worden op dit ogenblik de ladingen in de atomen verplaatst, d.w.z. de atomen worden gepolariseerd en wel zonder merkbare traagheid. Op de electroden ontstaat dientenge-

[1]) P. Debije, Polare Molekeln, I. Hirzel, Leipzig 1929;
idem , Polar Molecules, Chemical Catalogue Co., New York, 1929.

volge op hetzelfde moment $t = 0$ een polarisatielading, ten bedrage P_1. Langzamerhand neemt de polarisatielading toe (zie fig. 2) totdat de eindwaarde P_2 is bereikt. Dit van de tijd afhankelijke bijkomende deel is het gevolg van het zich oriënteren der dipolen in de veldrichting, hetgeen met wrijving, dus met traagheid gepaard gaat. Wij zeggen nu, dat de polarisatielading *nawerking* vertoont. Zijn nu alle dipolen gelijk, dan kan men de bijdrage van deze dipolen tot de polarisatielading als functie van de tijd weergeven door:

$$P_d = (P_2 - P_1)(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \text{ voor } t > 0 \qquad (5)$$

waarin τ de reeds genoemde relaxatietijd is.

Wanneer wij een wisselveld $E = E_0 \cos \omega t$ aanleggen. zal

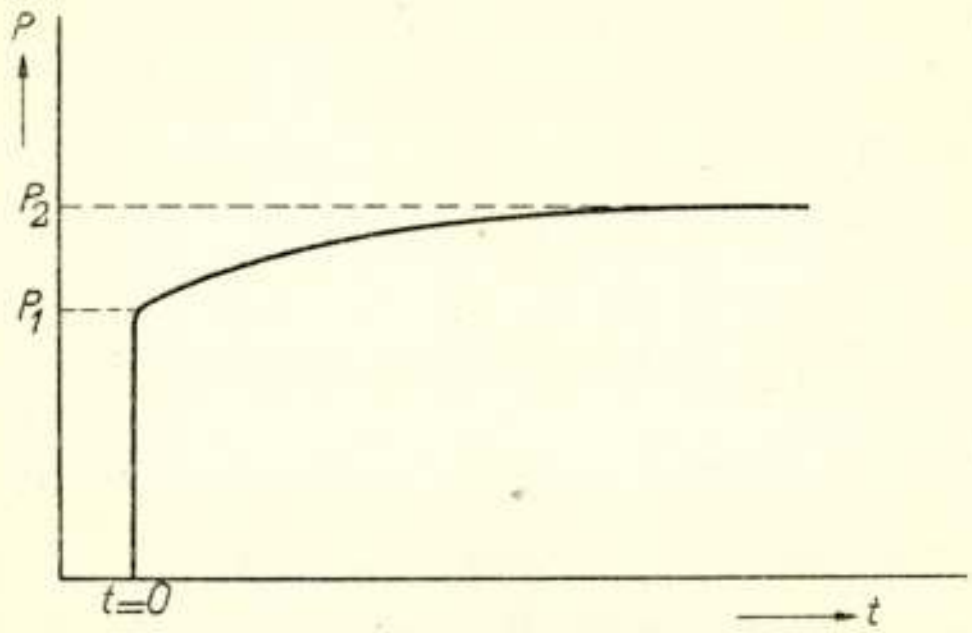

FIG. 2

Het verloop van de polarisatielading P als functie van de tijd t, wanneer op $t = 0$ een gelijkspanning E_0 wordt aangelegd.

de maximaal bereikte polarisatielading afhangen van de frequentie $f = \frac{\omega}{2\pi}$ van het wisselveld. Bij lage frequenties zullen de dipolen zich nog volledig in het electrisch veld kunnen oriënteren en wel in phase; er zal dan geen warmte-ontwikkeling optreden, dus $tg\,\delta = 0$. Bij zeer hoge frequenties kunnen de dipolen zich in het geheel niet meer oriënteren, de maximaal bereikte polarisatielading bedraagt dan P_1 en deze is ook dan juist in phase met het wisselveld, zodat ook in dit geval geen warmte ontwikkeld wordt, dus ook hier is $tg\,\delta = 0$.

In het frequentiegebied, waarbij ω van de orde $\frac{1}{\tau}$ is, treedt wel een phaseverschuiving op, en wel is $tg\,\delta$ maximaal in de buurt van $\omega = \frac{1}{\tau}$.

Het gevolg van de nawerking is dus, dat de maximale polarisatielading, die in de loop van een periode optreedt, afhangt van de frequentie van het wisselveld, dus ook de diëlectrische constante ε_r.

Evenzo hangt de phasehoek δ, waarmee de polarisatielading bij het veld achterblijft, af van de frequentie.

Het resultaat, dat Debije voor de afhankelijkheid van ε_r en $tg\,\delta$ van de frequentie verkrijgt, is:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{1 + \omega^2\tau^2} \tag{6a}$$

$$tg\,\delta = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1}\,\frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \tag{6b}$$

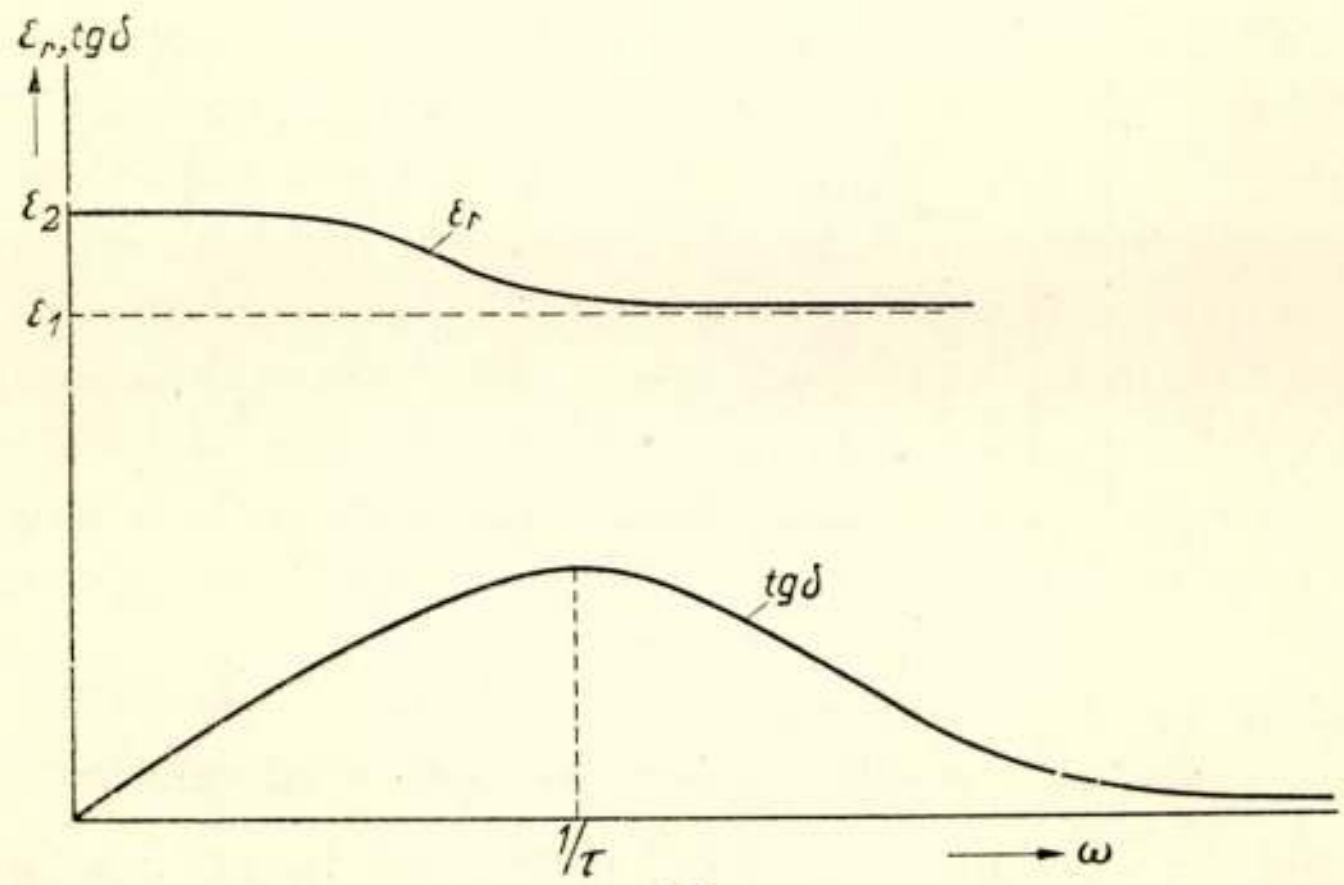

FIG 3

ε_r en $tg\,\delta$ als functie van ω volgens de theorie van Debije.

Deze vergelijkingen zijn in fig. 3 in beeld gebracht.

De diëlectrische constante daalt dus van de waarde ε_2, overeenkomend met P_2, de polarisatielading tengevolge van electronenpolarisatie plus oriëntering der dipolen, tot ε_1, overeenkomend met P_1, de polarisatielading tengevolge van de electronenpolarisatie alleen.

De verliesfactor $tg\,\delta$ bereikt bij $\omega\tau = 1$ zijn maximale waarde.

Wij merken nog op, dat voor $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$, de bijdrage van alle permanente dipolen tot de diëlectrische constante, kunnen schrijven:

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = n\,a,$$

waarin n het aantal dipolen per m^3 en a de maximaal mogelijke bijdrage per deeltje tot de diëlectrische constante voorstelt. Voor (6a) en (6b) kunnen wij dus schrijven:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_1 + \frac{n\,a}{1 + \omega^2 \tau^2} \tag{7a}$$

resp.

$$tg\,\delta = \frac{n\,a}{\varepsilon_1} \frac{\omega\,\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \tag{7b}$$

Deze oorspronkelijk voor een verdund gas, later voor dipoolvloeistoffen en quasi-kristallijne, hoog viskeuze stoffen uitgebreide formules[1]) kunnen wij nu ook op de vaste stof toepassen, hoewel wij ons in dit geval niet zo'n duidelijk beeld kunnen vormen van de wrijvingskrachten, die zich tegen de oriëntatie van de dipolen verzetten.

Wij veronderstellen nu, dat de in de vaste stof aanwezige dipolen aan een aantal voorkeurstanden zijn gebonden en dat tengevolge daarvan, bij de overgang van een bepaalde oriëntatie in een andere, een aantal tussen de voorkeurstanden geegen „potentiaalheuvels" moet worden overwonnen ten koste van een zekere activeringsenergie q. Dit proces is zeer analoog aan het diffussieproces; wij nemen daarom aan, dat de relaxatietijd τ bepaald wordt door de activeringsenergie q volgens

$$\tau = \tau_0\, e^{\frac{q}{k\,T}} \tag{8}$$

waarin τ_0 de betekenis heeft van een materiaalconstante.

Verder is $\frac{q}{k}$, waarin k de constante van Boltzmann voorstelt, van de grootte-orde $10000^\circ\,K$.

Zowel de theorie als het experiment leren, dat τ_0 ten hoogste 10^{-13} sec. is, doch ook aanzienlijk kleiner kan zijn, bijv. 10^{-20} sec.

Een tweede onderstelling is, dat in de onderzochte technische vaste diëlectrica, die alle een *onregelmatige* inwendige structuur hebben, *een grote spreiding in de waarden van de activeringsenergie q voorkomt.* Dit wil dus zeggen, dat niet alle dipolen dezelfde relaxatietijd bezitten en dat de optredende verschillen veroorzaakt zijn door verschillen in de waarden van q. Wegens het grote aantal dipolen kunnen wij een continue verdelingsfunctie

[1]) P. Debije. Phijs. Zs **36**, 100, 1935: Bull. Ac. Roy. de B., **2**, 166, 1935. P. Debije — W. Ramm, Ann. Phys. (Lpz.) **28**, 28, 1937.

$G(q)$ aannemen (zie fig. 4), waarvan wij veronderstellen, dat deze in een zeker gebied slechts langzaam met q varieert.

Zijn het totale aantal dipolen per m^3, dan wordt het aantal dipolen, waarvan de activeringsenergie tussen q en $q + dq$ ligt, gegeven door

$$nG(q)\,dq \quad \left(\text{waarbij} \int_0^\infty G(q)\,dq = 1\right)$$

Deze dipolen hebben dus alle de relaxatietijd $\tau = \tau_0 e^{\frac{q}{kT}}$, waarbij wij in het verdere ter vereenvoudiging aannemen, dat τ_0 niet van q en q niet van T afhangt. Bovendien veronderstellen wij

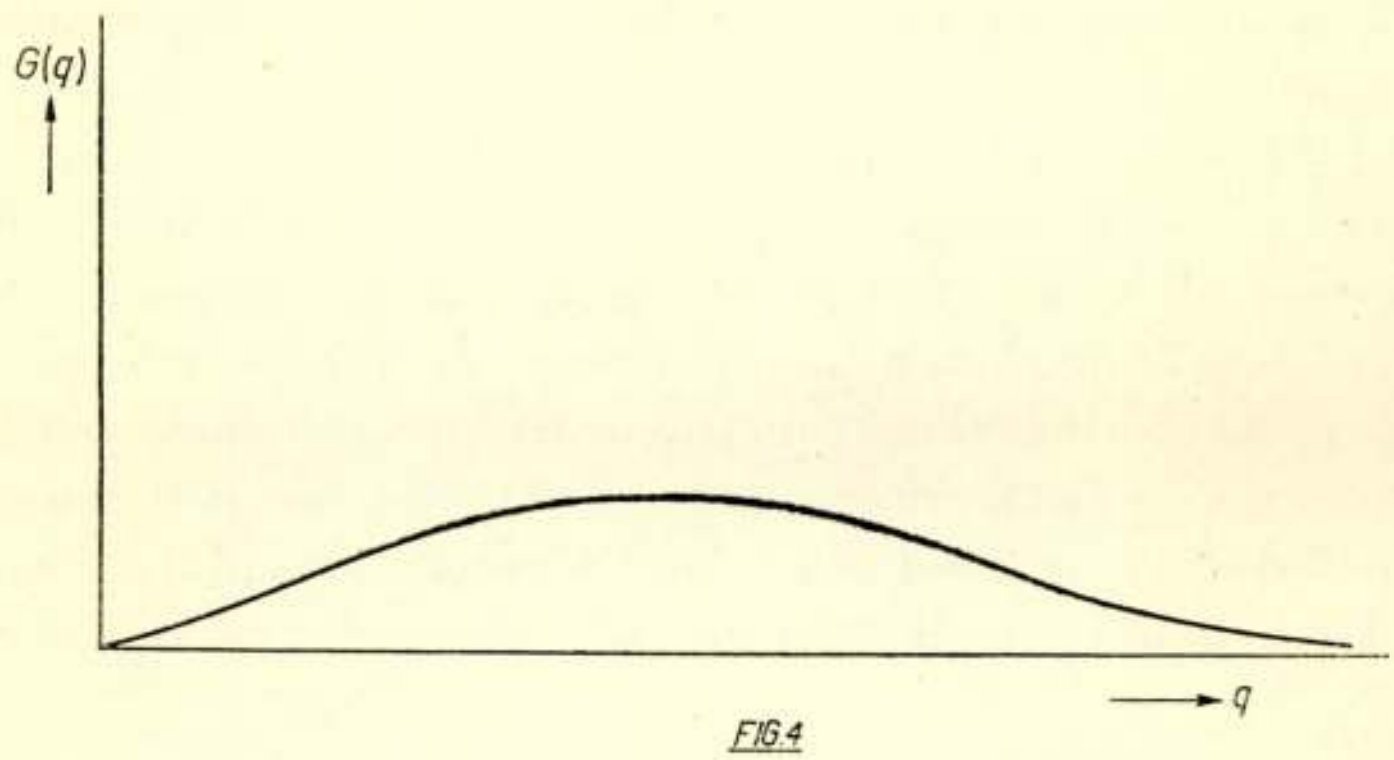

FIG.4

De verdelingsfunctie $G(q)$ als functie van q.

hier, dat a, de bijdrage per dipool tot de diëlectrische constante, in eerste benadering uitsluitend van de activeringsenergie q afhangt.

De formules (7a) en (7b) voor de diëlectrische constante ε_r en de verliesfactor $tg\,\delta$ worden nu:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_1 + n \int_{q=0}^{\infty} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}\, a(q)\, G(q)\, dq \tag{9a}$$

$$tg\,\delta = \frac{n}{\varepsilon_r} \int_{q=0}^{\infty} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}\, a(q)\, G(q)\, dq \tag{9b}$$

waarin voor τ verg. (8) gesubstitueerd moet worden.

Uit deze uitdrukkingen, die wij kunnen beschouwen als een generalisatie van de formules (6a) en (6b) van Debije, volgen nu de genoemde drie eigenschappen. We herleiden deze formules echter eerst nog enigszins om er gemakkelijk conclusies uit te kunnen trekken.

Beschouwen we eerst de integraal van (9a). Het verloop van de factor $\frac{1}{(1+\omega^2\tau^2)}$ is in fig. 5 (getrokken kromme) weergegeven.

Deze factor behoudt de waarde 1 tot dichtbij een zekere waarde $\bar{q}$ van q, waarvoor $\omega\tau = 1$, dus

$$\bar{q} = kT\,ln\,\frac{1}{\omega\tau_0} \tag{10}$$

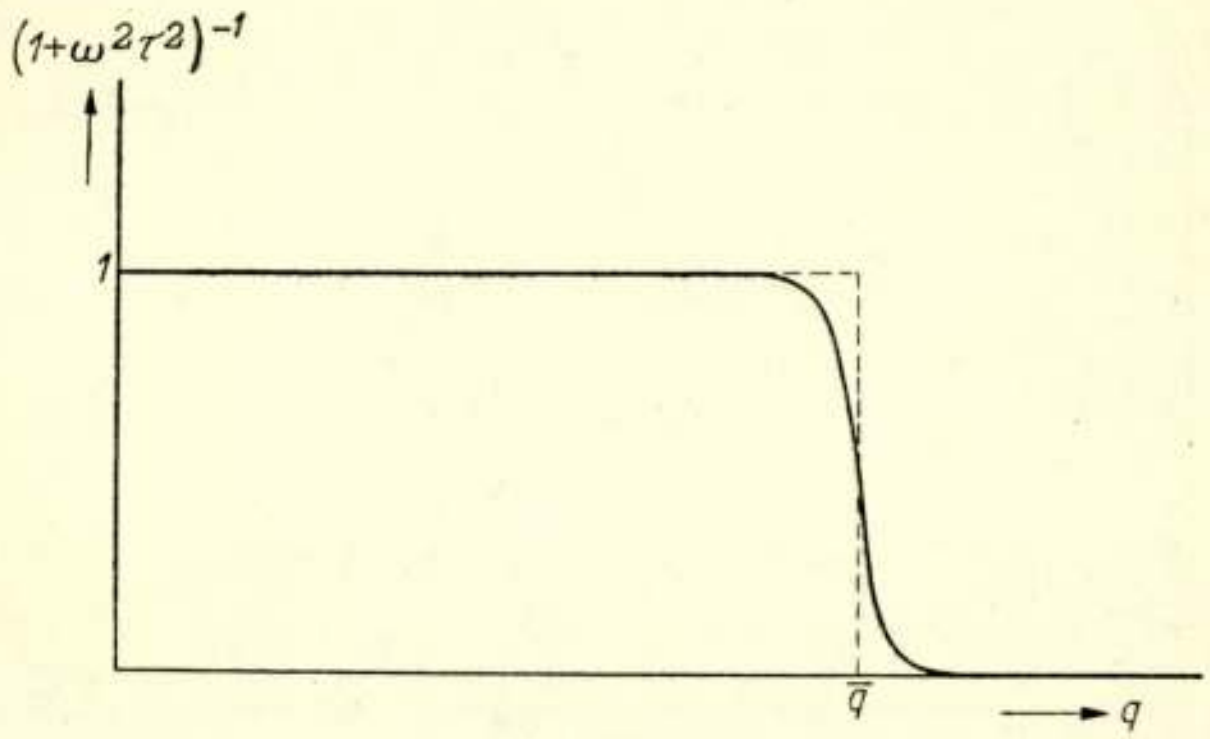

FIG.5

Het verloop van $(1+\omega^2\tau^2)^{-1} = f(q)$

In de onmiddellijke omgeving van $\bar{q}$ daalt de beschouwde functie zeer steil van de waarde 1 naar de waarde 0.

Wij vervangen daarom deze factor door 1 voor $q < \bar{q}$ en door 0 voor $q > \bar{q}$.

Voor (9a) kunnen wij daarom schrijven:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_1 + n \int_0^{\bar{q}} \alpha(q)\, G(q)\, dq \tag{11a}$$

waarin ε_1 de relatieve diëlectrische constante voorstelt, die de stof zou vertonen, wanneer de dipolen zich niet zouden kunnen bewegen.

Het verloop van de factor $\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}$, die voorkomt in de

integraal (9b), vertoont een scherpe piek in de onmiddellijke omgeving van $\bar{q}$ (zie fig. 6).

In het gebied, waar deze functie een eindige waarde heeft, kunnen wij $a(q)\,G(q)$ constant rekenen, en hiervoor de waarde bij $q = \bar{q}$ nemen, dus $a(\bar{q})\,G(\bar{q})$, wanneer wij veronderstellen, dat $a(q)\,G(q)$ in de omgeving van $\bar{q}$ niet sterk van q afhangt.

Met deze benadering wordt (9b) vereenvoudigd tot

$$tg\,\delta = \frac{n}{\varepsilon_r}\,a(\bar{q})\,G(\bar{q}) \int_{q=0}^{\infty} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\,dq$$

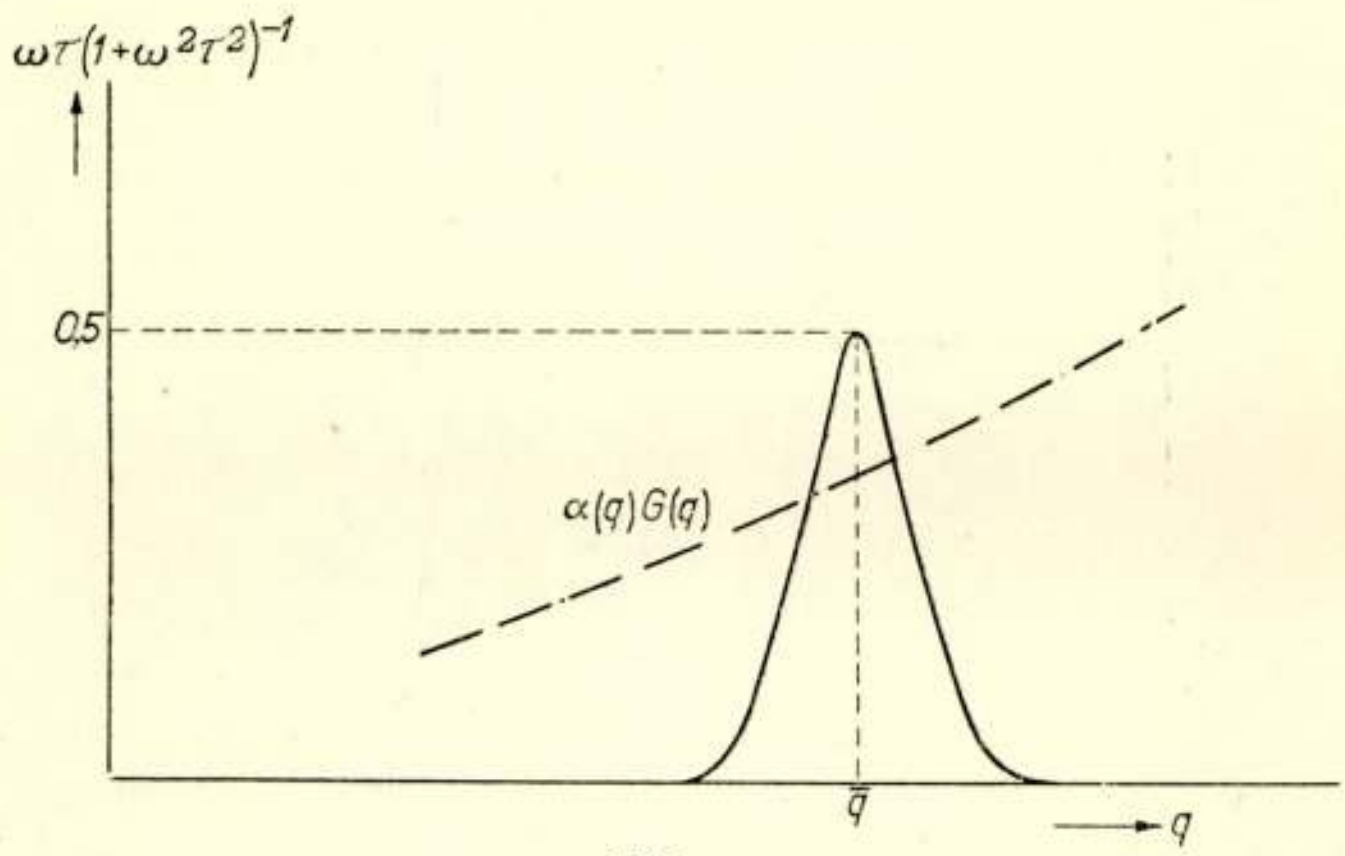

FIG.6

Het verloop van $\omega\tau(1+\omega^2\tau^2)^{-1} = f(q)$.

ofwel, na substitutie van $\tau = \tau_0\,e^{\frac{q}{kT}}$

$$tg\,\delta \approx \frac{\pi}{2}\frac{n}{\varepsilon_r}\,a(\bar{q})\,G(\bar{q})\,kT \qquad 11b)$$

De formules (11a) en (11b) kunnen wij aldus interpreteren: tot ε_r dragen slechts die dipolen bij, waarvan de activeringsenergie kleiner dan $\bar{q}$ is, dus waarvan de relaxatietijd kleiner is dan $\frac{1}{\omega}$ (de andere zijn „te traag"), de diëlectrische verliezen worden veroorzaakt door een groep dipolen, waarvan de relaxatietijd ongeveer $\frac{1}{\omega}$ bedraagt.

Uit de uitdrukkingen (11a) en (11b) voor ε_r en $tg\,\delta$ volgen nu de experimenteel gevonden bijzonderheden, hetgeen we achtereenvolgens voor de eigenschappen (1), (2) en (3) zullen nagaan.

Eigenschap (1).

Om in te zien, dat $tg\,\delta$ vrijwel niet van ω afhangt, merken we op, dat $\bar{q} = k\,T\,ln\,\frac{1}{\omega\,\tau_0}$ slechts geringe variaties met ω vertoont. Zoals uit tabel 2 voor $\tau_0 = 10^{-14}$ sec. blijkt, verandert $\bar{q}$ slechts een factor 2,5 bij de enorme wijziging in ω met een factor 10^7. Bij kleinere τ_0 is de variatie nog geringer.

TABEL 2.

$\tau_0 = 10^{-14}$ sec

ω rad/sec	$\frac{\bar{q}}{kT}$
10^3	25,4
10^5	20,7
10^7	16,1
10^9	11,5

Omdat volgens onze onderstelling $G(q)$ een langzaam veranderende functie van q is, hangt $a(\bar{q})\,G(\bar{q})$ zeer weinig van ω af en dus zal $tg\,\delta$, die alleen een functie van $\bar{q}$, dus van $k\,T\,ln\,\frac{1}{\omega\,\tau_0}$ is, weinig van ω afhangen, daar ε_r ook practisch onafhankelijk van ω is (zie eigenschap (2)).

Een afhankelijkheid van $tg\,\delta$ van de amplitude E_0 treedt in het geheel niet op.

Eigenschap (2).

Om de eigenschap (2) te bewijzen, bedenke men, dat

$$\frac{\partial\,\varepsilon_r}{\partial\,\omega} = \frac{\partial\,\varepsilon_r}{\partial\,\bar{q}}\,.\,\frac{\partial\,\bar{q}}{\partial\,\omega} = -\,n\,a\,(\bar{q})\,G\,(\bar{q})\,\frac{k\,T}{\omega} = -\,\frac{2\,\varepsilon_r}{\pi\,\omega}\,tg\,\delta\,.$$

ofwel

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\,\frac{\partial\,\varepsilon_r}{\partial\,ln\,\omega} = -\,\frac{2}{\pi}\,tg\,\delta\,. \qquad (12)$$

In het frequentiegebied, waar $tg\,\delta$ vrijwel onafhankelijk is van ω, geldt dus, zoals door integratie van (12) blijkt

$$\varepsilon_r(\omega) - \varepsilon_r(\omega_0) = -\frac{2\,\varepsilon_r}{\pi}\,tg\,\delta\,ln\,\frac{\omega}{\omega_0} \tag{13}$$

waarbij ω_0 het begin is van het bovengenoemde frequentiegebied. Om de gedachten te bepalen kiezen we $\omega_0 = 10^2$ rad/sec en $\omega = 10^9$ rad/sec, terwijl bijv. moge gelden, dat $tg\,\delta = 10^{-2}$. Dan wordt

$$\varepsilon_r = \varepsilon(\omega_0) - \frac{2}{\pi}\,\varepsilon(\omega_0)\,tg\,\delta\,ln\,10^7$$

daar wij voor ε_r in het rechterlid van (13) $\varepsilon(\omega_0)$ mogen nemen.

Wij vinden in ons geval dus $\varepsilon_r = \varepsilon(\omega_0)\,(1 - 0{,}1)$. Bij een frequentiewijziging van 10^2 tot 10^9 rad/sec daalt ε_r dus slechts 10%.

We beschouwen thans nog de temperatuurcoëfficiënt $\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial T}$, waarvan we willen aantonen, dat hij positief is.

Uit (11a) volgt:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial T} = \frac{1}{\varepsilon_r}\left(\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial T} + \frac{\partial\varepsilon_r}{\partial\bar{q}}\cdot\frac{\partial\bar{q}}{\partial T}\right) = \frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial T} + \frac{n}{\varepsilon_r}\,a(\bar{q})\,G(\bar{q})\,k\,ln\,\frac{1}{\omega\tau_0} \tag{14}$$

waarin de term $\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial T}$ afhangt van de uitzettingscoëfficiënt a_{lin} van de stof.

In eerste benadering vinden wij hiervoor:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial T} = -\,a_{lin}\left(\varepsilon_r + 1 - \frac{2}{\varepsilon_r}\right) \tag{15}$$

Deze term, die steeds *negatief* is, kan in het algemeen verwaarloosd worden ten opzichte van de tweede term. De tweede term is bij de in de praktijk voorkomende waarden van ω en τ_0 *steeds positief*. We vinden dus, dat de temperatuurcoëfficiënt voor stoffen met niet te hoge waarden van ε_r en (of) a_{lin} positief is, terwijl met goede benadering geldt:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial T} = \frac{n}{\varepsilon_r}\,a(\bar{q})\,G(\bar{q})\,k\,ln\,\frac{1}{\omega\tau_0} \tag{16}$$

Eigenschap 3.

Om nu nog de eigenaardige relatie $\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial T} = A\,tg\,\delta$ af te leiden,

merken we op, dat door gebruik te maken van de uitdrukking voor $tg\,\delta$, de zojuist gevonden formule (16) als volgt geschreven kan worden:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T} = \frac{2}{\pi T} tg\,\delta\; ln \frac{1}{\omega \tau_0} = A\, tg\,\delta \tag{17}$$

waarin

$$A = \frac{2}{\pi T} ln \frac{1}{\omega \tau_0} \tag{18}$$

We zien dus, dat A omgekeerd evenredig is met de absolute temperatuur, zoals experimenteel was gevonden. Verder volgt uit (18), dat de „constante" A slechts zeer weinig van ω en van τ_0 afhangt, hetgeen uit tabel 3, waarin voor $\tau_0 = 10^{-13}$ sec en $\tau_0 = 10^{-20}$ sec bij $T = 300^\circ K$ de grootheid A bij een aantal frequenties gegeven is, volgt.

TABEL 3.

($T = 300^\circ K$)

ω rad/sec	A (1/grd)	
	$\tau_0 = 10^{-13}$ sec	$\tau_0 = 10^{-20}$ sec
10^3	0,049	0,083
10^5	0,039	0,073
10^7	0,029	0,064
10^9	0,020	0,054

De grootheid A, de verhouding tussen de temperatuurcoëfficiënt en $tg\,\delta$, is dus voor zeer uiteenlopende stoffen nagenoeg gelijk bij een bepaalde temperatuur. De voor de genoemde waarden van τ_0 berekende A stemt behoorlijk overeen met de gemeten waarden, die in de omgeving van 0,06 liggen.

Wij merken nogmaals op, dat de eigenschap (3) alleen geldt voor onregelmatig gebouwde stoffen, waarvan de diëlectrische constante en de uitzettingscoëfficiënt laag zijn, m.a.w. voor stoffen, waarvan de negatieve term in (14), gegeven door formule (15) te verwaarlozen is ten opzichte van de positieve term in (14) gegeven door (16).

Tot nu toe hebben we ons beperkt tot het geval (a) waarin de verliezen door dipolen veroorzaakt zouden zijn. Wij kunnen nu nog een geheel analoge redenering houden voor de gevallen

(b) en (c), waarin ionen of halfgeleidende gebiedjes de oorzaak zijn.

Het resultaat is echter volkomen hetzelfde als voor geval (a).

Uitzonderingen.

Zoals uit het bovenstaande volgt, kan eigenschap (3) niet gelden voor regelmatig gebouwde stoffen (kristallen).

Zoals reeds opgemerkt werd, geldt eigenschap (3) eveneens niet voor stoffen, welke een hoge diëlectrische constante of (en) een grote uitzettingscoëfficiënt bezitten. Een voorbeeld van een geval, waarbij een hoge waarde van ε_r oorzaak is van het overheersen van de negatieve term, is rutiel (één der kristalvormen van $Ti\,O_2$). Voor deze stof is $\varepsilon_r \approx 100$, terwijl $\alpha_{lin} = 8.10^{-6}$, zodat wij voor het negatieve deel van de temperatuurcoëfficiënt volgens (15) krijgen:

$$\frac{1}{\varepsilon_r}\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial T} = -8.10^{-6} \times 100 = -800.10^{-6}$$

In dit geval is de positieve term te verwaarlozen; immers stellen wij $tg\,\delta = 4.10^{-4}$, dan bedraagt deze ongeveer

$$A\,tg\,\delta = 0{,}06 \times 4.10^{-4} = +24.10^{-6}\,.$$

Een geval, waarbij de negatieve term overheerst tengevolge van de grote waarde van de uitzettingscoëfficiënt, is dat van polystyreen („Trolitul").

Van deze stof is $\varepsilon_r = 2{,}5$, terwijl $\alpha_{lin} = 80.10^{-6}$.

Het negatieve deel van de temperatuurcoëfficiënt bedraagt dan volgens (15) $-216\,.\,10^{-6}$, terwijl het deel, dat veroorzaakt wordt door de verliezen ($tg\,\delta \approx 1.10^{-4}$) slechts $+\,6.10^{-6}$ bedraagt.

Gevallen, waarbij de positieve en negatieve term elkaar opheffen, zijn in de praktijk niet bekend.

In gevallen, waarin men een materiaal met een zeer kleine temperatuurcoëfficiënt van de diëlectrische constante nodig heeft, zal men dus op twee manieren zijn keus kunnen doen. Als men stoffen wil gebruiken met normale waarden van ε_r, waarvoor de eigenschap (3) geldt, zal men moeten zoeken onder de stoffen, die een lage waarde van $tg\,\delta$ bezitten. De andere mogelijkheid is, dat men stoffen met een hoge ε_r gebruikt, waarvoor eigenschap (3) niet geldt. Met deze stoffen kan men dan desgewenst ook *negatieve* temperatuurcoëfficiënten verkrijgen.

Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap

November 1947 **Deel XII No. 6**

Hoogfrequente Inductieve Verhitting

door E. C. Witsenburg

SUMMARY

In this article a simplified theoretical treatment on the energy transfer from the work coil to the work by means of induction, as is used for H. F. induction heating, is given.

The efficiency of this energy-transfer is discussed as well as the Voltamperes in the work coil for a given power in the load.

A few examples of generator circuits are also given.

Deze wijze van verhitting, waarbij electrisch geleidende stoffen door inductie-stromen worden verwarmd, is reeds sinds enige tientallen jaren bekend. Vooral door de motorgeneratoren, welke in hoofdzaak voor het smelten van metalen worden gebruikt. Ook generatoren met hoogvacuumbuizen worden echter al sinds het begin der twintiger jaren bij het ontgassen van radiobuizen toegepast en hier te lande bovendien voor het smelten van bijzondere metaallegeringen voor permanente magneten.

In uitzonderingsgevallen wordt inductieve verhitting ook toegepast met behulp van 50 perioden stroom. Doordat het hierbij noodzakelijk is het magnetische circuit met ijzeren jukken te sluiten, zijn de toepassingsmogelijkheden beperkt en is de methode, ondanks de goedkope energie, toch nog kostbaar.

Door de bijzondere toepassingsmogelijkheden van de generatoren met hoogvacuumbuizen is de vraag naar dit type de laatste jaren sterk toegenomen en worden zij in steeds groter aantal gebruikt. Nieuwe mogelijkheden worden den metallurg geboden doordat een buitengewoon snelle verwarming mogelijk is, hetgeen bij het harden van dunne lagen aan de oppervlakte

van b.v. assen van belang is en waardoor ook zeer korte smelttijden van kleine charges verkregen kunnen worden. Doordat de verhitting streng gelocaliseerd kan worden, worden den constructeur nieuwe vrijheden gegeven voor de constructie van machine onderdelen. Vele gloeiprocessen kunnen er zeer door vereenvoudigd worden. Doordat het verhittingsproces met volkomen reproduceerbaarheid en uitermate zindelijk verloopt leent het zich bij uitstek voor automatisering en wordt het ook voor vele soldeer processen toegepast.

In hetgeen nu verder volgt zal op deze verschillende toe-

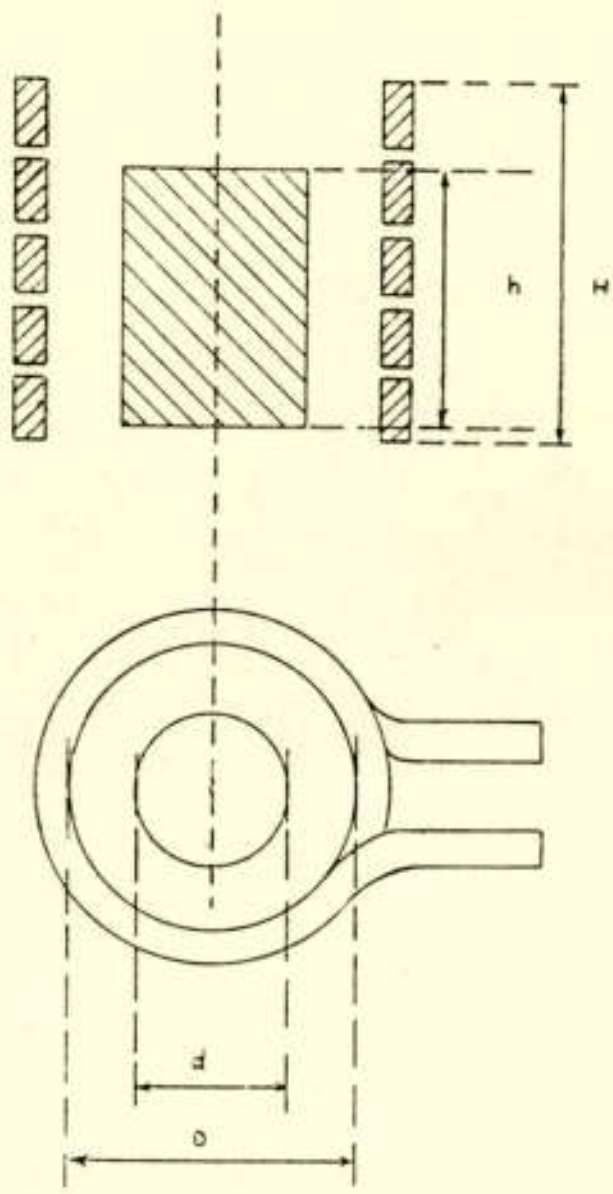

Fig. 2.

passingen niet speciaal ingegaan worden maar hoofdzakelijk gesproken worden over inductief overdragen van energie in het werkstuk en de wijze waarop men een vacuum-buizengenerator als energiebron kan gebruiken.

I. *Het inductief overdragen van energie.*

We beschouwen een cylindrisch werkstuk van cirkelvormige doorsnede, dat door de verhittingsspoel, veelal werkspoel genoemd, wordt omgeven, zooals in fig. 1 is aangeduid. De werkspoel wordt op een generator aangesloten en er ontstaat binnen

deze spoel een magnetisch wisselveld, waardoor in het werkstuk stromen geinduceerd worden welke het inducerende veld verzwakken.

Wanneer we nu het werkstuk opvatten als de kortgesloten secundaire wikkeling van een transformator, waarvan de primaire gevormd wordt door de werkspoel komen we snel tot overzichtelijke formules.

Daar de transformator voorstelling een sterke vereenvoudiging van de werkelijkheid is, kunnen deze formules niet exact zijn.

De verwarming aan de eindvlakken b.v. komt er niet in tot uitdrukking.

Zij geven ons echter, in tegenstelling tot de betrekkingen, die uit een exacte beschouwing met de veldvergelijkingen van Maxwell volgen, zeer snel een indruk van de rol, die de verschillende grootheden spelen en onder omstandigheden ook vrij juiste quantitatieve uitkomsten.

Dat een transformator beschouwing mogelijk is, komt doordat door het bekende skineffect de stroom in het werkstuk een schil doorloopt, welke schil als een wikkeling van één winding opgevat kan worden.

De stroomdichtheid is aan het oppervlak het grootst en neemt in de diepte ongeveer exponentieel af, volgens de formule:

$$i = i_o \varepsilon^{-\frac{x}{\delta}}$$

Op een diepte $x = \delta = 5300 \sqrt{\frac{\varrho}{\mu f}}$ is de stroomdichtheid reeds tot $\frac{1}{\varepsilon}$ van de maximale afgenomen. Deze afstand typeert dus het stroomverloop en wordt indringdiepte genoemd.

De verwarming in verschillende diepten verloopt natuurlijk kwadratisch met de stroomdichtheid ter plaatse. De totale warmte ontwikkeling blijkt numeriek te zijn, alsof de totale stroom met een constante dichtheid alleen in een schil ter dikte van de indringdiepte loopt.

Dit rekenresultaat vereenvoudigt de berekeningen aanzienlijk, want de weerstand van deze schil is direct te berekenen. In het vervolg zal van deze fictieve, deze vervangingsweerstand, gesproken worden als van *de* sec. weerstand.

Wanneer het werkstuk bestaat uit een cylinder met diam. d cm en hoogte h cm wordt de weerstand R_2 van dit werkstuk:

$$R_2 = \varrho \frac{1}{o} = \varrho \frac{\pi d}{\delta h} = \frac{\varrho \pi d}{5300 \sqrt{\frac{\varrho}{\mu f}} h} = \frac{\pi}{5300} \frac{d}{h} \sqrt{\varrho \pi f} \text{ ohm}$$

$$R_2 = \frac{1}{1685} \frac{d}{h} \sqrt{\varrho \mu f} \text{ ohm} \qquad (1)$$

Deze weerstand blijft dus constant bij evenredige vergroting in tegenstelling tot b.v. een 50 Hz transf. wikkeling.

We kunnen het werkstuk ook een zelfinductie L_2 toekennen b.v. vlg. de formule

$$L_2 = \frac{\pi^2 d^2 \mu}{h} K_2 \,.\, 10^{-9} H \,.$$

waarin K_2 een vormfactor voorstelt.

De aldus getypeerde secundaire is door een wederzijdse inductie M gekoppeld met de primaire wikkeling met zelfinductie L_1 en weerstand R_1.

Fig. 2 geeft hiervan het schema, waarvoor direct afgeleid kan worden dat

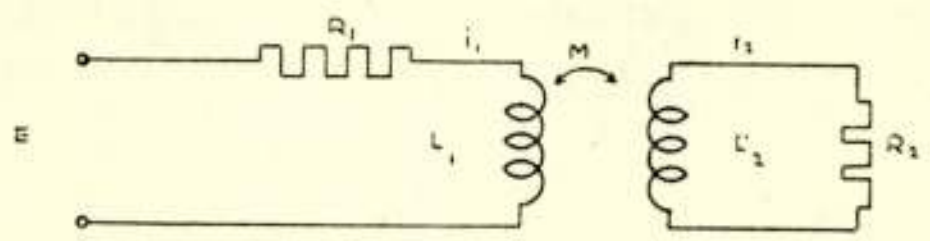

Fig. 2.

$$i_1 \left\{ R_1 + \frac{\omega^2 m^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \,.\, R_2 + j\,\omega\, L_1 - \frac{\omega^2 m^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} j\,\omega\, L_2 \right\} = E \,.$$

Hieruit is de toename van de weerstand en de afname van de zelfinductie van de werkspoel te zien.

Uitgaande van de formules zal nu het z.g. spoelrendement beschouwd worden. Het nuttige vermogen bedraagt:

$$P_2 = I_2^2 R_2 = I_1^2 \,.\, \frac{\omega^2 m^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \,.\, R_2 = I_1^2 \,.\, n^2 R_2$$

waarin n^2 de transformatie verhouding voorstelt.

Het verloren vermogen is:

$$P_1 = I_1^2 R_1$$

Het rendement

$$\eta = \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{n^2 R_2}{R_1 + n^2 R_2} = \frac{1}{1 + \frac{1}{n^2} \cdot \frac{R_1}{R_2}}$$

We onderzoeken nu de term in de noemer, die klein moet zijn t.o.v. 1 om het rendement dicht bij 100% te brengen.

De werkspoel onderstellen we als één winding met diam. D en hoogte H. Beschouw eerst $\frac{1}{n^2}$.

$$\frac{1}{n^2} = \frac{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}{\omega^2 m^2} = \frac{1 + \frac{R_2^2}{\omega^2 L_2^2}}{k^2 \frac{L I}{12}}.$$

Wanneer we hierin voor R_2 en L_2 de bovengegeven waarden invullen en $k_2 = 0{,}6$ nemen en voor L_1 de overeenkomstige waarde en we stellen werkspoel en charge gelijkvormig, waardoor dus de vormfactoren in de zelfinductie-formules gelijk worden en we stellen de verhouding $\frac{D}{d} = \frac{H}{h} = V$ en $k^2 = \frac{d^2 h}{D^2 H}$, dan vinden we voor $\frac{1}{n^2}$ de volgende formule:

$\frac{1}{n^2} = V^2 \left(1 + 1{,}5 \,.\, 10^8 \frac{\varrho_2}{\mu f d^2}\right)$, waarvoor we ook kunnen schrijven

$$\frac{1}{n^2} = V^2 \left(1 + 5{,}3 \frac{\delta^2}{d^2}\right)$$

Als twede factor komt voor $\frac{R_1}{R_2}$. Bij de aangenomen gelijkvormigheid vinden we:

$$\frac{R_1}{R_2} = \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2 \mu}}$$

Zodat

$$\eta = \frac{1}{1 + V^2 \left(1 + 1{,}5 \,.\, 10^8 \frac{\varrho_2}{\mu f d^2}\right) \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2 \mu}}} = \frac{1}{1 + a} \qquad (2)$$

De grootheid a moet dus gelijk of kleiner zijn dan de eenheid wanneer we een rendement verlangen dat 50% of groter is.

a is samengesteld uit drie factoren.

1. V^2. Deze factor is steeds groter dan 1 en nadert zijn minimum waarde = 1 des te meer, naarmate de werkspoel de charge nauwer omsluit. Dus zo klein mogelijke speling tussen werkspoel en charge.

2. $1 + 1{,}5 \,.\, 10^8 \dfrac{\varrho_2}{\mu f d^2}$. We zien, dat bij stijgende frequentie de twede term hiervan kleiner wordt en dat het effect van een verkleining van d door een vergroting van f ongedaan kan worden gemaakt. Wij kunnen ons afvragen welke de minimale frequentie is, waarbij de twede term het rendement nog niet te ongunstig beinvloedt.

We vinden deze frequentie door deze term = 0,1 te stellen, dus

$$1{,}5 \,.\, 10^8 \frac{\varrho_2}{\mu f_{min} d^2} = 0{,}1 \quad \text{waaruit } f_{min} = 1{,}5 \,.\, 10^9 \frac{\varrho_2}{\mu d^2}.$$

of ook $d_{min} = 7{,}3\ \delta$

Voor heet ijzer met $\mu = 1$ en $\varrho = 130 \,.\, 10^{-6}$ ohm cm.

$d =$ 0,3 cm	$f_{min} =$ 2200000 Hz
$d =$ 1 cm	$f_{min} =$ 195000 Hz
$d =$ 10 cm	$f_{min} =$ 1950 Hz
$d =$ 60 cm	$f_{min} =$ 54 Hz

Hogere frequenties dan deze verbeteren het rendement nog slechts weinig.

3. $\sqrt{\dfrac{\varrho_1}{\mu \varrho_2}}$. Alleen ϱ_1 hebben we in de hand en we moeten zoals te verwachten is de werkspoel van roodkoper maken. Deze factor wordt dan, als de charge uit heet ijzer bestaat, ca. 0,124. Als de charge uit beter geleidend metaal bestaat wordt deze factor groter en komt het er des te meer op aan dat de andere factoren zo klein mogelijk worden. Daartegenover mag V weer ongestraft vrij groot worden als ϱ_2 groot wordt (zoals bij grafiet b.v.).

Bij smelten is V vrij groot door de dikke isolatie b.v. $V = 1{,}5$.

Bij f_{min} wordt dan het rendement bij heet ijzer:

$$\eta = \frac{1}{1 + 2{,}25 \,.\, 1{,}1 \,.\, 0{,}124} = 76{,}5\%$$

Bij harden kan V veel kleiner zijn b.v. $V = 1{,}1$ en onder dezelfde conditie's

$$\eta = \frac{1}{1 + 1{,}21 \,.\, 1{,}1 \,.\, 0{,}124} = 84\%$$

Wanneer we in een bepaalde charge met werkspoel bij dezelfde frequentie het vermogen in de charge willen opvoeren, kunnen we vast lopen op de dissipatie in de werkspoel. Deze dissipatie wordt door het rendement bepaald.

Bij hoge energie dichtheid moet het rendement dus hoog zijn en kleine charges kunnen dus alleen bij hoge frequentie vlug gesmolten worden.

Behalve het spoelrendement is nog een andere grootheid van belang in verband met de constructie van de generator, welke op de werkspoel aangesloten wordt. Doordat de werkspoel inductief is, moet de generator niet alleen in staat zijn de vereiste kilowatts te leveren, maar ook de benodigde wattloze kilovoltampères aan de klemmen van de werkspoel.

De $V.A.$ in de werkspoel zijn $V.A. = \omega L i_1^2$ en het vermogen in de charge is:

$$P_0 = i_1^2 n^2 R_2 \quad \text{zodat} \quad V.A. = \omega (1 - k^2) L_1 \,.\, \frac{P_0}{n^2 R_2} \quad \text{en}$$

$$Q = \frac{V.A.}{P_0} = \omega (1 - k^2) L_1 \frac{1}{n^2 R_2} = \frac{(1 - k^2)}{k^2} \frac{\omega L_2}{R_2}.$$

ofwel
$$Q = \left(\frac{1}{k^2} - 1\right) Q_2 \,.$$

Ook kunnen we schrijven

$$V.A. = 74.10^{-6} \,.\left(\frac{D^2 H}{d^2 h} - 1\right) d \,.\sqrt{\frac{\mu f}{\varrho_2}} \,.\, P_0 \,. \qquad (3)$$

of ook;
$$V.A. = 0{,}39\left(\frac{D^2 H}{d^2 h} - 1\right)\frac{d}{\delta} \,.\, P_0 \,. \qquad (3')$$

We zien, dat de $\frac{V.A.}{P_0}$ beheerst worden door de koppeling en de verhouding van chargediameter tot indringdiepte.

II. *Het generator circuit in samenhang met de werkspoel.*

De thans gebruikelijke schakelingen bevatten zowel voor de kleine vermogens van 1 kW tot de grote van honderden kW één zelfoscilerende trap.

Het Colpitts circuit is hier wel het meest aanbevelenswaardige, daar hierbij de stuurspanning vanuit de capacitieve tak van de anodeslingerkring wordt betrokken, waardoor men in de inductieve tak een grote vrijheid verkrijgt.

Verder heeft het Colpitts circuit, doordat het rooster met een grote condensator met de kathode verbonden is, minder kansen tot parasiteren dan wanneer b.v. een koppelwikkeling in de kringspoel de stuurspanning moet geven. Dit kan in verband met de zeer sterk wisselende belastingen en soms sterke variatie's van de Q van de kring van groot belang zijn.

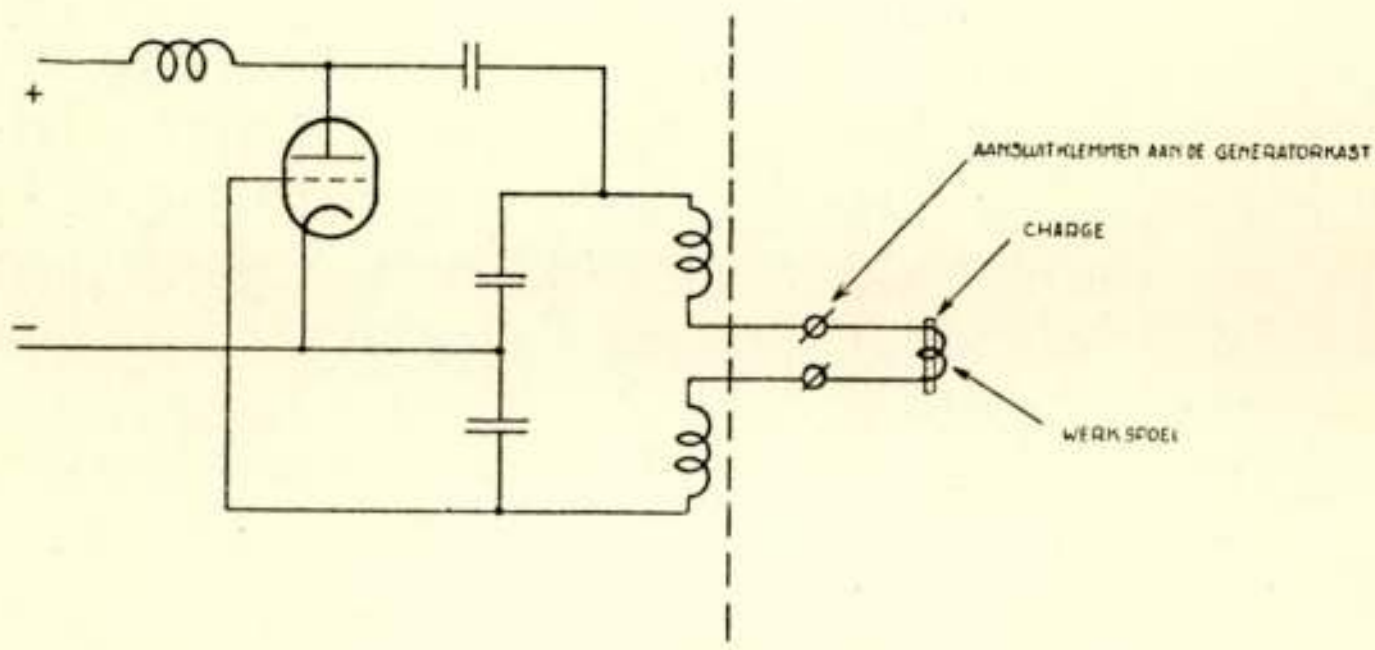

Fig. 3.

Een bepaalde zendbuis met een passende anodevoeding dient met een bepaalde weerstand aan de anodezijde belast te worden teneinde met een zo gunstig mogelijk rendement te werken en een zo groot mogelijk hoogfrequent vermogen te leveren.

De totale parallel demping op de kring, gedeeltelijk veroorzaakt door de in de inductieve tak opgenomen werkspoel met de ingekoppelde chargeweerstand en zijn eigen verliesweerstand verder door de verliesweerstanden van eventuele meerdere zelfinductie en van de condensator en door de roostersturing, dient met de gunstigste belastingsweerstand overeen te komen.

Voor de meeste toepassingen als harden, gloeien en solderen omsluit de werkspoel de charge zeer nauw en wordt de Q ervan volgens formule (3) zo klein, dat deze alleen niet als kringspoel kan dienst doen en wordt hij met een in de generator aanwezige spoel verlengd tot een veeldoend grote Q is verkregen (fig. 3).

Teneinde de generator wat soepeler te maken en voor verschillende ingekoppelde chargeweerstanden toch steeds het volle vermogen te laten leveren kan in de anodeleiding een spoel opgenomen worden welke variabel gekoppeld kan worden met de kring zelfinductie's, zoals in fig. 4 is aangegeven. Hierdoor

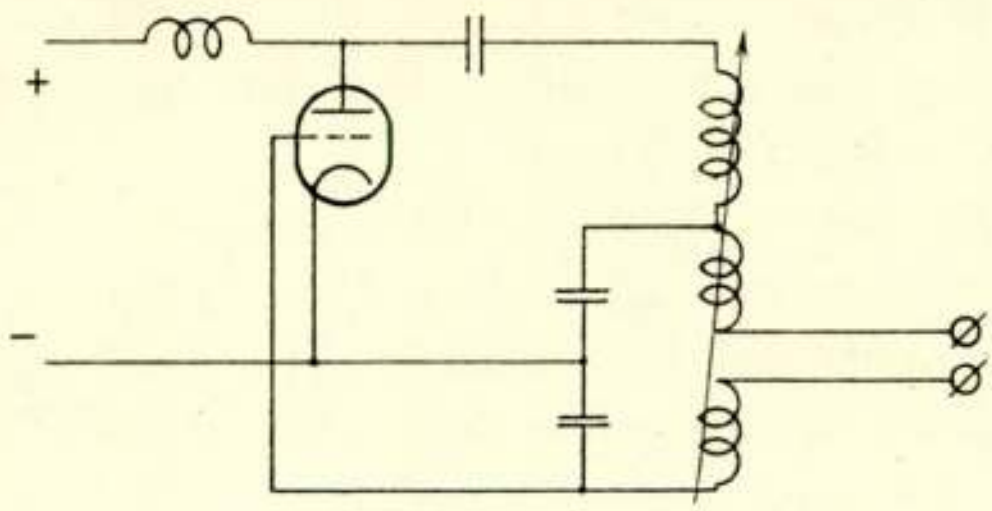

Fig. 4.

kunnen dus verschillende parallel dempingen steeds tot de vereiste aanpassingsweerstand getransformeerd worden. Het kan ook zó beschouwd worden, dat door het varieren van de kringspanning en daarmede van de kringstroom I steeds gezorgd kan worden voor het juiste product $I^2 R$ ondanks verschillende ingekoppelde weerstanden R.

De chargeweerstand zelf is als regel zeer klein, waardoor

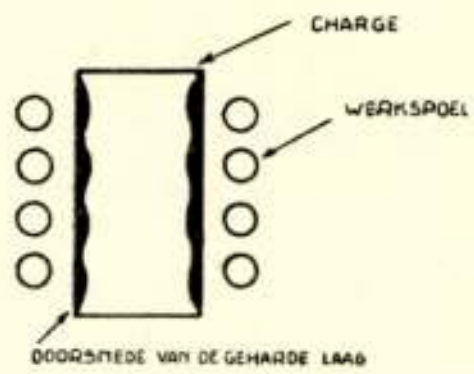

Fig. 5.

zeer grote stromen van vele honderden Ampères nodig kunnen zijn om het verlangde vermogen te leveren.

Volgens formule (1) bedraagt b.v. de weerstand van een charge uit ijzer in koude toestand voor $\varrho = 13.10^{-6}$ ohm cm en $\mu = 100$ bij $f = 400$ kHz en $d = h$ ca. 13,5 m.ohm. Wanneer hierin 20 kW geleverd moet worden is hiervoor nodig een stroom van 1200 A.

De werkspoel kan dan als stroomtransformator dienst doen, door deze spoel uit meerdere windingen te laten bestaan. De kringstroom kan dus vele malen kleiner zijn met als gevolg minder verliezen in de leiding. Het is natuurlijk in beginsel

mogelijk de kring een lagere impedantie te geven met grotere stroom en kleinere spanning maar door de dan noodzakelijke hoge transformatie door de anodespoel ontstaat gevaar voor instabiliteit.

Bij harden is het veelal niet toelaatbaar de werkspoel meerdere windingen te geven vanwege de onregelmatige verwarming die

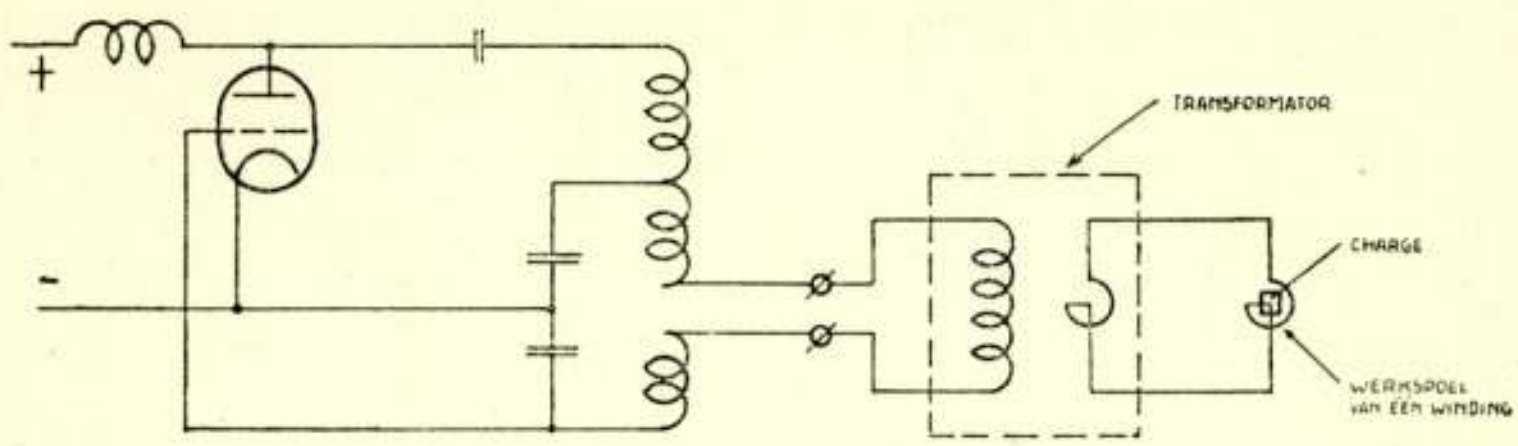

Fig. 6.

er het gevolg van kan zijn, zoals in fig. 5 is aangeduid. In dit geval wordt een werkspoel van één winding gebruikt en wordt een transformator met de vereiste windingsverhouding tussen de kringaansluitingen en de werkspoel aangebracht (fig. 6).

Bij smelten ligt de werkspoel wijd om de charge vanwege de kroes waarin het gesmolten metaal besloten wordt en de

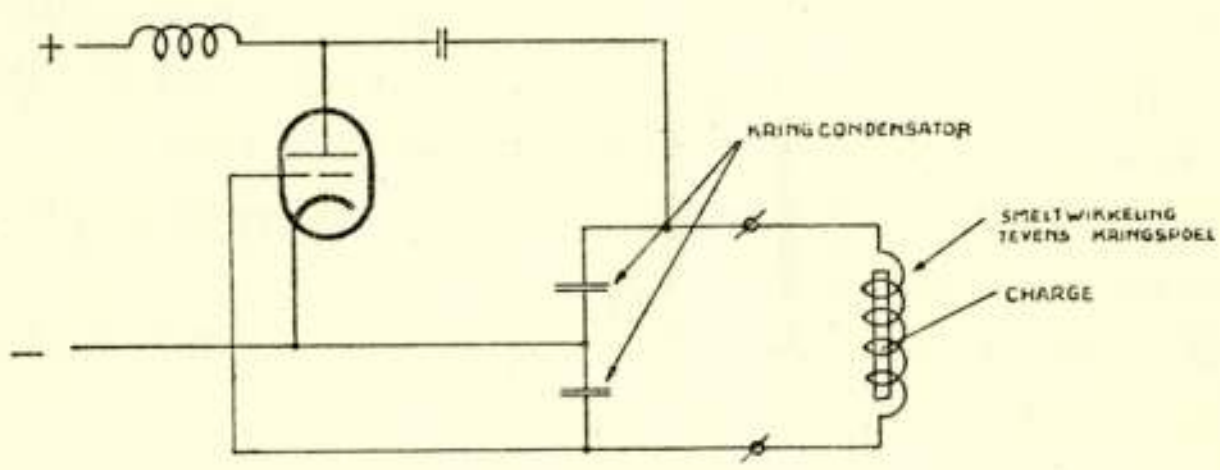

Fig. 7.

thermische isolatie, die voor het steunen van deze kroes noodzakelijk is. De Q van een werkspoel voor smelten kan dan ook volgens formule (3) al voldoende zijn voor het maken van een zelfoscillerende schakeling, zoals fig. 7 laat zien. Wanneer de spanning aan de werkspoel te groot wordt, kan b.v. volgens fig. 8 getransformeerd worden. Door variatie van de kringcondensator kunnen verschillende dempingen van de charge, zoals deze door koud en heet ijzer boven de Curietemperaruur, waar het materiaal onmagnetisch wordt, veroorzaakt worden, tot eenzelfde demping van de buis getransformeerd worden.

Door de hoge frequentie, waarmee vacuumbuisgeneratoren werken zijn zij volgens formule (2) in staat om kleine werkstukken te verhitten. Normaal verkrijgbaar zijn b.v. generatoren, welke 20 kW in de charge leveren met een frequentie van 400 kHz.

Het is duidelijk, dat de energie dichtheid aan het oppervlak van de charge dan zeer groot kan zijn tot meerdere kW/cm^2, waardoor de dunne laag aan de oppervlakte, die verhit wordt,

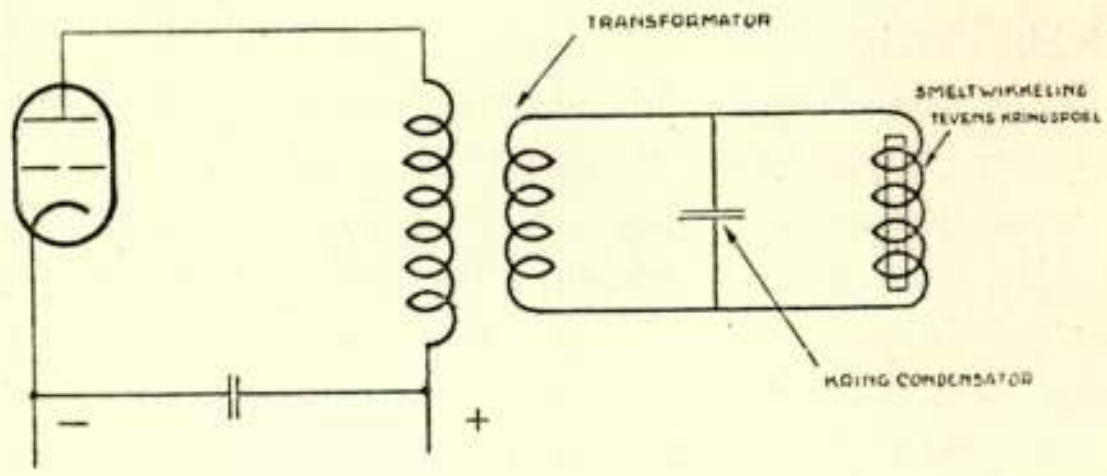

Fig. 8.

zo snel in temperatuur stijgt, dat daarin de chemische reactie's, die bepalend zijn voor het harden, kunnen verlopen terwijl op b.v. 1 mm diepte de temperatuur al zoveel lager is, dat daar geen harding meer optreedt. Voor machine onderdelen kan dit van groot belang zijn. Ook motorgeneratoren worden tegenwoordig voor oppervlakte harden gebruikt, maar door hun lagere frequentie van ca. 2000 Hz alleen voor veel grotere werkstukken, zoals uit formule (2) volgt. Tevens is de geharde laag zeer veel dikker.

De buizengenerator geeft dus nieuwe mogelijkheden en hieraan is zijn snelle opkomst te danken.

Octrooien

16 Juni 1947.

O.A. 115824 kl. 95d2b2. Bell Telephone. Tegengekoppelde balansversterker. Tegenkoppeling kan de stoorspanningen uit de anodevoedingsbron onder omstandigheden vergroten. De aanvrage geeft een schakeling, waarbij deze vergroting weer teniet gedaan wordt.

O.A. 108650. kl. 95c2. Radio Corporation. Detectieschakeling voor F.M., waarbij storende spanningen tengevolge van A.M. worden verminderd.

O.A. 103900. kl. 95a3a3. Radio Corporation. Multivibrator voor het opwekken van zaagtandvormige trillingen van hoge frequentie en geringe terugloopperiode.

O.A. 105176. kl. 21a^{2}18e1. N.V. Philips'. Opstelling van luidsprekers, verbonden aan een toestelkast, voor stereofonische weergave.

15 Juli 1947.

O.A. 89598. kl. 97bc11a4. Associated Electric Laboratories. Inrichting voor het zichtbaar aanwijzen van de verhouding van de duur van stroomvoerende en stroomloze toestand van een impuls.

O.A. 99851. kl. 21a^{5}4a5. Telefunken. Schakeling voor het opwekken van een hoge gelijkspanning uit een impulsspanning van eenzijdig gerichte impulsen, welker duur kort is vergeleken met de tijdsruimte tussen de impulsen.

15 September 1947.

O.A. 105656. kl. 97f3f3. Lorenz. Werkwijze voor het bepalen van de richting van een aankomende, hoogfrequente electromagnetische straling welke in frequentie is gemoduleerd en waarbij het afwisselend omschakelen van het antennestelsel aan de ontvangzijde achtereenvolgens twee, elkaar gedeeltelijk overlappende, richtdiagrammen worden opgewekt en de sterkten der ontvangspanningen met elkaar worden vergeleken.

O.A. 101721. kl. 95b2a. Radio Corporation. Schakeling voor F. M. met twee reactantiebuizen met tegengesteld reactief karakter en waarbij binnen het complex van de reactantiebuizen opzettelijk een zodanig onvolledige compensatie van de door voedingsfluctuaties veroorzaakte reactantieveranderingen is aangebracht, dat frequentievariaties van de oscillator als gevolg van deze fluctuaties worden gecompenseerd.

He.

Boekbespreking

Radio Handboek, samengesteld door W. K. Roos.. — De Technische Uitgeverij H. Stam, Haarlem. — 200 bladz. Prijs *f* 9.50.

Wie, op den titel afgaande, een volledig handboek verwacht, waarin het geheele radiogebied wordt behandeld, vindt hier zijn verwachtingen niet vervuld. Doch ergens midden in het boek wordt medegedeeld, dat nog een tweede deel in voorbereiding is.

Het grootste gedeelte van het boek wordt ingenomen door uitvoerige tabellen, bevattende de gegevens der radio ontvangbuizen van verschillende fabrikaten (stroomen, spanningen, hulsaansluitingen enz.), alsmede vergelijkingstabellen, aangevende de overeenkomstige typen dezer fabrikaten. Alleen bij de Amerikaansche buizen zijn kleine zendbuizen opgenomen; bij de Europeesche buizen ontbreken de zendbuizen geheel.

Verder zijn opgenomen: de gebruikelijke kleurencodes voor weerstanden, condensatoren en draad; verschillende gegevens, van belang voor zendamateurs, diverse kleine practische tabellen alsmede enkele schema's van ontvangers, versterkers en meetapparaten.

Al is het dus verre van een volledig radiohandboek, deze verzameling tabellen zal in de radiopractijk nuttige diensten kunnen bewijzen.

Th. J. W.

Ontvangen Tijdschriften enz.

Journal of the Franklin Institute, September, October 1947.
Wireless Engineer, October, November 1947.
Radio Revue, September, October 1947.
De Ingenieur, Jrg. 59, Nrs. 39-46.
Radio Expres, Jrg. 24, Nrs 18.
Bulletin Mensuel de l'U.R.S.I., September, October 1947.