

## Over schakelingen met niet-lineaire karakteristiek

Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Genootschap op 28 Nov. 1947

door G. J. Elias

In een publicatie van Ir H. Miedema en mij van Juli 1946 in dit Tijdschrift werd mededeling gedaan van onderzoekingen omtrent het optreden van subharmonische trillingen in een keten, bestaande uit een serieschakeling van weerstand, capaciteit en een „niet-lineaire zelfinductie”, d.w.z. een wikkeling op een ferromagnetisch circuit. In de keten werkte een sinusoïdale e.m.k. Experimenteel werd gevonden, dat in veel gevallen de derde subharmonische frequentie van die van de e.m.k. optrad.

Bevond zich op het ferromagnetisch circuit een tweede wikkeling, die gelijkstroom voerde, dan werd de tweede en ook de vierde subharmonische frequentie waargenomen.

Uitgaande van deze waarnemingen werden door middel van reeksontwikkelingen de voorwaarden voor het optreden der subharmonischen nagegaan, op welke wijze een bevredigende overeenstemming met het experiment werd verkregen.

Echter waren deze theoretische uiteenzettingen gebaseerd op de waarnemingsfeiten.

Het kwam mij gewenst voor om onafhankelijk hiervan uit de grondvergelijkingen de mogelijkheid van het optreden der subharmonische frequenties af te leiden.

Ofschoon deze onderzoekingen geenszins afgesloten zijn en er nog verschillende vraagpunten zijn, wil ik er hierbij het een en ander over mededelen.

I. De uitgangsvergelijking voor het symmetrische geval, d.w.z. dat, waarbij geen gelijkstroom aanwezig was op het ferromagnetisch circuit, is

$$\frac{d\psi}{dt} + iR + u = \hat{e} \sin \omega t, \quad (1)$$

waarin  $\psi$  de totaal omvatte magnetische flux,  $i$  de stroom,  $u$  de condensatorspanning,  $\hat{e}$  de amplitudo van de e.m.k. is.

Tussen  $\psi$  en  $i$  wordt een niet-lineair verband verondersteld. In de boven geciteerde publicatie werd hierbij ook hysteresis ondersteld. Eenvoudigheidshalve is in het onderstaande hiervan afgezien en is ook de weerstand verwaarloosd. Differentiatie van (1) naar de tijd geeft dan

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{i}{C} = \hat{e} \omega \cos \omega t, \quad (2)$$

waarin  $C$  de capaciteit van de condensator is.

In dit verband kan er op gewezen worden, dat dezelfde vorm van vergelijking verkregen wordt bij een lineair verband tussen  $\psi$  en  $i$ , doch een niet-lineair verband tussen lading  $q$  en spanning  $u$  van de condensator.

Dan wordt (1) in het weerstandsloze geval

$$L \frac{di}{dt} + u = \hat{e} \sin \omega t. \quad (3)$$

Verder is  $i = \frac{dq}{dt}$  bij juiste toevoeging van lading en stroom, zodat

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + u = \hat{e} \sin \omega t \quad (4)$$

welke gedaante met (2) overeenstemt.

Het mechanisch analogon, waarbij b.v.  $q$  voorstelt de uitwijking van een veer, terwijl  $u$  de veerspanning is, en dit verband niet-lineair is, vindt veelvuldig toepassing.

Bij de verdere behandeling van (2) voeren we dimensieloze grootheden in door te stellen  $\psi = y \psi_0$ ,  $i = v i_0$ , waarbij  $\frac{\psi_0}{i_0} = L$  als „coëfficiënt van zelfinductie” wordt ingevoerd; deze is dan bepaald door de helling van de raaklijn aan de (hysteresisloze)  $\psi - i$ -kromme in de oorsprong.

Onder  $\psi_0$  kan een zekere flux worden verstaan, de bijbehorende stroom wijkt dan vanzelfsprekend van  $i_0$  af en is groter dan  $i_0$ .

Verder kan  $L C = \frac{1}{\omega_0^2}$  worden gesteld.

Voorts voeren we in  $x = \omega_0 t$ ,  $p = \frac{\omega}{\omega_0}$ ,  $a = \frac{\hat{e} \omega}{\omega_0^2 \psi_0} = \frac{\hat{e} \omega C}{i_0}$ .

Vergelijking (2) wordt dan

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + v = a \cos p x. \quad (5)$$

Voorlopig zullen we stellen

$$v = y + \nu y^3 \quad (6)$$

waarbij de grootheid  $\nu$  afhankelijk is van het gebezigde ferromagneticum en verder van de keuze van  $\psi_0$ .

Teneinde in overeenstemming met de werkelijkheid te blijven moet  $\nu \hat{y}^2$  aanmerkelijk kleiner dan de eenheid zijn (hoogstens 0.4 à 0,5), daar anders in (6) termen met hogere machten van  $y$  zouden moeten worden meegenomen. Zodoende zal de maximale waarde van  $\psi$  ook begrensd zijn. Vergelijking (5) wordt nu

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + y + \nu y^3 = a \cos p x. \quad (7)$$

We vragen ons af, in hoeverre deze vergelijking oplossingen toelaat, die in  $x$  periodiek zijn. Stellen we  $\frac{dy}{dx} = w$  en beschouwen we  $w$  als een functie van  $y$ .

Dan wordt  $\frac{d^2 y}{dx^2} = w \frac{dw}{dy}$ .

Invoering in (7) geeft

$$w \frac{dw}{dy} + y + \nu y^3 = a \cos p x. \quad (8)$$

Door differentiatie naar  $y$ , waarbij de differentiaalquotienten door accenten worden aangegeven, wordt verkregen

$$w w'' + w'^2 + 1 + 3 \nu y^2 = - \frac{ap}{w} \sin p x. \quad (9)$$

Quadrateren van (8) en (9) en optellen geeft

$$p^2 (w w' + y + \nu y^3)^2 + w^2 (w w'' + w'^2 + 1 + 3 \nu y^2)^2 = p^2 a^2. \quad (10)$$

Nu zullen periodieke oplossingen van (8) ook voldoen aan (9) en derhalve ook aan (10).

We zullen daarom de in  $x$  periodieke oplossingen van (10) onderzoeken.

Voor  $\nu = 0$  wordt aan (10) voldaan door te stellen

$$w^2 = a_0 + a_2 y^2.$$

Bij invoering hiervan wordt (10) een identiteit, indien

$$a_0 = \frac{a^2 p^2}{(1 - p^2)^2}, \quad a_2 = -p^2.$$

Op deze wijze wordt de bekende lineaire oplossing verkregen. Zulks is ook het geval, indien de keten weerstand bevat, waarvoor gevonden wordt

$$a_0 = \frac{a^2 p^2}{a^2 p^2 + (1 - p^2)^2}, \quad a_2 = -p^2,$$

indien

$$a = R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

In het niet-lineaire weerstandsloze geval stellen we

$$w^2 = a_0 + a_2 y^2 + a_4 y^4 + a_6 y^6 + a_8 y^8 + \dots \quad (11)$$

Deze reeks en de differentiaalquotienten er van substitueren we in (10), waarna we vergelijkingen voor de grootheden

$$a_0, a_2, a_4, a_6, a_8, \dots$$

verkrijgen door de coëfficiënten van opeenvolgende machten van  $y^2$  gelijk nul te stellen.

Het blijkt dan, dat, we voor deze grootheden meer dan één waarde kunnen verkrijgen.

Met elke waarde zal een zekere toestand corresponderen, waarvan het echter de vraag is, of de betreffende toestand fysisch realiseerbaar is.

Voor  $n \geq 2$  bevat  $a_{2n}$  de factor  $\nu^{n-1}$ , terwijl de orde van grootte van  $a_{2n} \nu^{-n+1}$  voor  $n \geq 3$  met  $n$  langzaam afneemt.

In verband met het boven opgemerkte omtrent  $\nu \hat{y}^2$  volgt hieruit, dat de reeks (11) convergeert, indien  $\nu y^2$  de boven aangegeven waarde niet overschrijdt. Voor waarden van  $\nu \hat{y}^2 > 1$  heeft de reeks geen betekenis, de hieraan beantwoordende waarden van  $\hat{y}$  zullen dan ook geen realiteit hebben.

Voorts wordt gevonden, dat in geval van convergentie de termen dezer reeks vanaf  $n = 3$  zeer veel kleiner zijn dan de eerste drie termen, om welke reden veelal bij benadering zal

kunnen worden volstaan met de eerste drie termen, waaruit volgt

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 = a_0 + a_2 y^2 + a_4 y^4.$$

Substitueren we  $y = q_0 t$ , dan verkrijgen we

$$dx = \frac{q_0}{\sqrt{a_0}} \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2 t^2)}}, \quad (12)$$

waarin

$$q_0^2 = \frac{a_2}{2a_4} \left( -1 + \sqrt{1 - \frac{4a_0 a_4}{a_2^2}} \right),$$

$$k^2 = -1 - \frac{a_2}{a_0} q_0^2.$$

De omkering van deze elliptische integraal geeft

$$y = q_0 \operatorname{sn} \left\{ \frac{\sqrt{a_0}}{q_0} (x + C), k \right\} \quad (13)$$

waarin  $\operatorname{sn}$  de functie van Jacobi voorstelt, terwijl  $C$  een integratieconstante is.

Volgens het bovenstaande kunnen er verschillende oplossingen mogelijk zijn met verschillende waarden van  $a_0$ ,  $q_0$  en  $k$ .

Zulks is afhankelijk van de grootheden  $a$  en  $p$ , bij gegeven waarde van  $v$ .

De oplossing (13) van (10) bezit, afgezien van de imaginaire periode, ook een reële periode en kan op de reële as ontwikkeld worden in de volgende reeks van Fourier

$$y = \frac{2\pi q_0 q^{\frac{1}{2}}}{K \cdot k} \left\{ \frac{\sin \frac{\pi}{2K} \frac{\sqrt{a_0}}{q_0} (x+c)}{1-q} + \frac{q \sin \frac{3\pi}{2K} \frac{\sqrt{a_0}}{q_0} (x+c)}{1-q^3} + \dots \right\} \quad (14)$$

Hierin is  $K$  de in (12) voorkomende elliptische integraal, genomen tussen de grenzen 0 en 1, terwijl  $q$  met  $k$  samenhangt; voor voldoende kleine waarde van  $k$  is  $q = \frac{1}{16} k^2$ ,

De grondfrequentie van  $y$  is dus

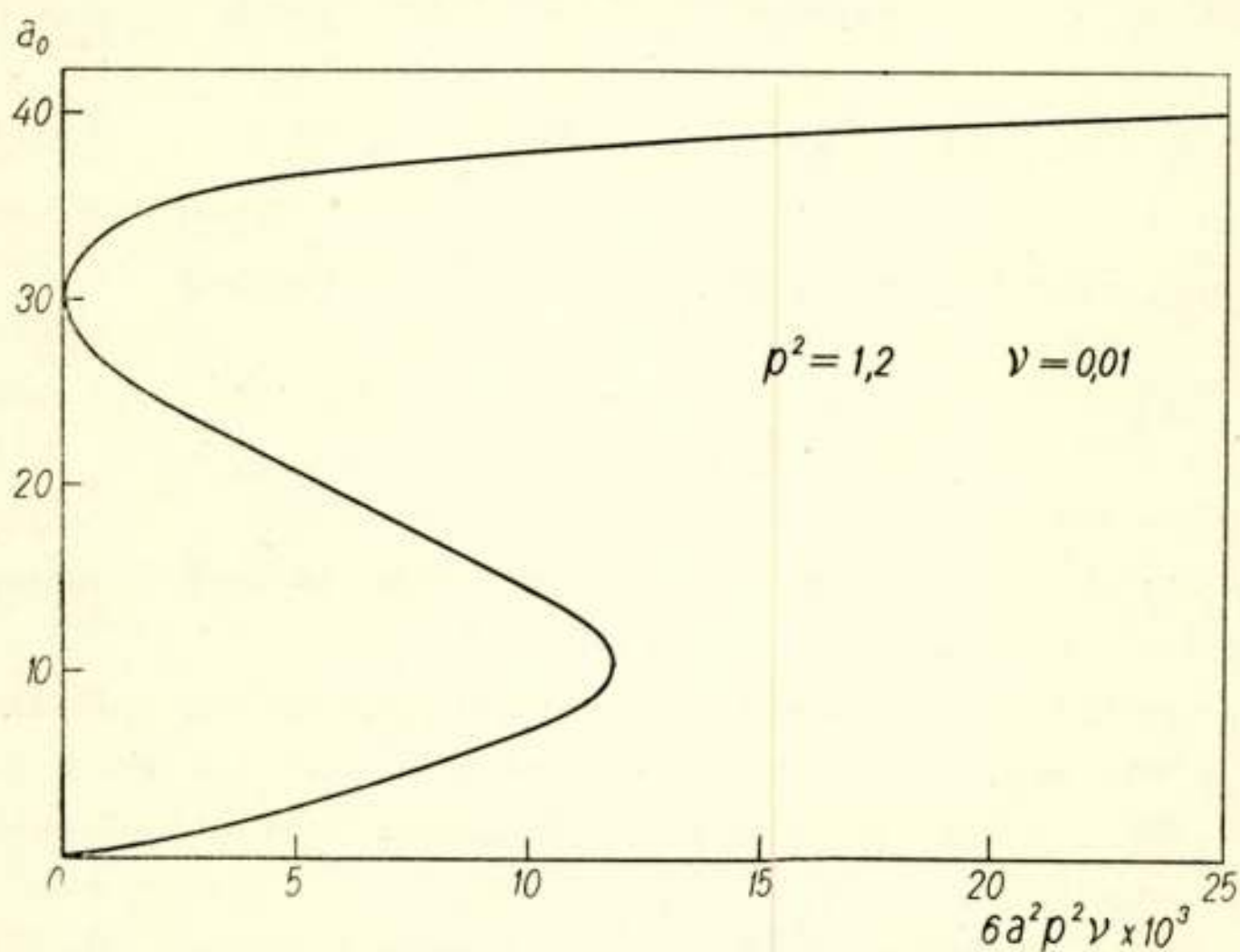
$$\frac{\pi}{2K} \frac{\sqrt{a_0}}{q_0} = p_1 \quad (15)$$

De hieraan beantwoordende reële periode kan dan ook verkregen worden door (12) in het complexe  $t$ -vlak te integreren rondom de beide vertakkingspunten  $t = \pm 1$ .

We kunnen nu vragen of de thans gevonden periodieke oplossing (13) met de frequentie  $p_1$  aan de oorspronkelijke vergelijking (7) zal kunnen voldoen. Aangezien (14) de frequenties  $(2n + 1)p_1$  bevat, terwijl in (7) ene derde macht van  $y$  voorkomt en verder in het rechterlid de frequentie  $p$ , zal blijkbaar alleen dan de mogelijkheid bestaan, dat (13) een oplossing is van (7), indien voldaan is aan

$$p = (2m + 1)p_1, \quad (16)$$

waarin  $m$  een willekeurig geheel getal, inclusief nul, kan zijn.



Immers alleen dan bestaat de mogelijkheid, dat door substitutie van (14) in (7) een identiteit wordt verkregen.

Derhalve zal alleen, indien aan (16) is voldaan, de oplossing van (7) periodiek zijn.

De grondfrequentie zal dan een oneven subharmonische kunnen zijn van de uitwendige frequentie  $p$ .

Berekening leert, dat, indien er verschillende waarden voor de coëfficiënten  $a_0, a_2, \dots$  mogelijk zijn, de frequentie  $p_1$  in het algemeen voor deze oplossingen niet dezelfde waarde zal hebben.

Voor waarden van  $p$ , die niet veel groter dan de eenheid zijn, zal  $a_0$  als functie van  $a$  een verloop hebben zoals in bovenstaande figuur voor  $p = 1,2$  is aangegeven.

Voor een kleine waarde van  $a$  zijn er drie wortels  $a_0$ , voor grotere waarden is er slechts één wortel.

Op de onderste tak der kromme (de „quasi-lineaire” tak) is  $p_1$  zeer tennaastenbij gelijk aan  $p$ .

In hoeverre het kleine verschil tussen  $p_1$  en  $p$  inderdaad aanwezig is, zou eerst bij volkomen exacte berekening, waarbij de reeks (11) willekeurig ver werd voortgezet en alsdan  $y$  als functie van  $x$  werd bepaald, kunnen blijken. Echter is zulks mathematisch onuitvoerbaar.

Op de bovenste tak der kromme wijkt voor waarden van  $p$ , die van de eenheid verschillen,  $p_1$  inderdaad van  $p$  af.

Intussen kan aangetoond worden, dat slechts de onderste en de bovenste tak van de kromme stabiel zijn, terwijl de middelste labiel is, d.w.z. alleen de eerste twee toestanden zijn fysisch realiseerbaar. Teneinde dit te onderzoeken wordt gesteld

$$y = y_0 + y' , \quad (17)$$

waarin  $y_0$  aan (7) voldoet, terwijl  $y'$  een willekeurige kleine storing is. Indien  $y'$  alleen in de 1e orde wordt meegenomen, wordt hiervoor de vergelijking van Hill verkregen.

Indien de oplossing hiervan met de tijd willekeurig toeneemt, is de toestand labiel, is zulks echter niet het geval, dan moet deze als stabiel worden aangemerkt.

Dientengevolge zal bij toeneming van de uitwendige e.m.k. in een bepaald punt  $a_0$  van de onderste tak op de bovenste tak springen (het welbekende z.g. „kip”-verschijnsel).

Ook voor grote waarden van  $p$  worden in bepaalde intervallen van  $a$  en  $p$  verschillende waarden voor de coëfficiënten  $a_0, a_2, \dots$  gevonden. Ook dan is op de onderste tak vrijwel  $p_1 = p$ , terwijl op de bovenste tak  $p_1$  aanzienlijk van  $p$  afwijkt. Voor waarden van  $p$ , die groter zijn dan 3, wordt op de bovenste tak, afhankelijk van  $a$ , de waarde  $p = 3 p_1$  gevonden, zodat in zulke gevallen een periodieke toestand met  $\frac{p}{3}$  als grondfrequentie zal optreden. Aan de onderste tak der kromme, waar  $p_1 = p$  is, zullen periodieke toestanden met de grondfrequentie  $p$  beantwoorden.

In die gevallen, waar echter  $p \neq (2m + 1) p_1$ , zou een periodieke toestand niet mogelijk zijn, althans op grond van de boven gebezigde uitdrukkingen.

Er schijnt evenwel een zekere neiging tot synchronisatie te zijn, hetzij met de frequentie  $p$ , hetzij met de derde subharmonische hiervan. Dit „meeneemeffect” hangt er wellicht mee samen, dat de grootheid  $\nu$ , die boven als een constante werd beschouwd, in feite niet constant is, doch afhangt van de amplitudo. Immers

het verband tussen  $v$  en  $y$  kan als reeks geschreven worden

$$v = y + \nu_1 y^3 + \nu_2 y^5 + \nu_3 y^7 + \dots \quad (18)$$

Wordt hiervoor gesteld

$$v = y + \nu y^3, \quad (19)$$

dan is  $\nu = \nu_1 + \nu_2 y^2 + \nu_3 y^4 + \dots$

Bij verandering van de amplitudo zal dus ook  $\nu$  veranderen, en daarmee  $p_1$ .

Op die wijze zou inplaats van een niet-periodieken toestand met zekere waarde  $\nu$  en zekere amplitudo een enigszins gewijzigde toestand gedacht kunnen worden bij dezelfde electromotorische kracht, doch met iets kleinere amplitudo en kleinere waarde van  $\nu$ , zodanig, dat de laatstbeschouwde toestand periodiek is.

Indien nu in de tweede toestand de magnetische energie groter is dan in de eerste – synchronisatie der stroomcomponenten bij constante amplitudines zal steeds een vergroting van de magnetische energie geven –, dan zal de laatste toestand fysisch gerealiseerd worden.

Op deze wijze zou wellicht bij een eventueel klein verschil van  $p_1$  met  $p$  resp.  $\frac{p}{3}$  toch een zeker „meeneemeffect” kunnen optreden.

De lijn  $p_1 = \frac{p}{3}$  zal in het  $a$ - $p$ -vlak een lijn voorstellen, waarop de derde subharmonische frequentie zonder „meeneemeffect” zal worden waargenomen. Deze lijn valt nagenoeg samen met de eene grenslijn van het gebied, waarbinnen de derde subharmonische werd waargenomen<sup>1)</sup>. Dat niet alleen op de genoemde lijn, doch binnen een zeker gebied de derde subharmonische werd waargenomen, moet vermoedelijk aan het bovengenoemde „meeneemeffect” worden toegeschreven. De andere grenslijn van het waargenomen gebied is de grens van de mogelijkheid van meer dan één toestand, aan de ééne zijde der lijn is slechts één toestand mogelijk, aan de andere zijde drie (eventueel meer), die echter niet alle fysisch realiseerbaar zijn.

In het gebied tussen deze lijnen is slechts op één lijn (eventueel enkele zeer naburige lijnen) voldaan aan de voorwaarde

<sup>1)</sup> Zie Elias en Miedema, loc. cit. p. 162.



$p_1 = \frac{p}{3}$ . Overal elders in dit gebied zal het optreden van de derde subharmonische aan een „meeneemeffect” geweten moeten worden.

Ene verdere aanpassing aan de  $B-H$ -kromme kan bij verwaarlozing van het hysteresiseffect verkregen worden door in plaats van (6) te stellen in (10)

$$v = y + v_1 y^3 + v_2 y^5. \quad (20)$$

De coëfficiënten  $a_0, a_2, a_4, \dots$  in (11) kunnen dan op dezelfde wijze worden verkregen als boven. Het dan verkregen resultaat verschilt niet sterk van het eerst verkregene.

Echter blijkt het, dat de verschillende takken der  $a_0 - a$ -krommen, waarvan boven sprake was, verdubbeld worden, er ontstaan telkens twee zeer naburige takken. De ene van de beide takken, waarin de „quasi-lineaire” tak uiteenvalt, blijkt bij die verdubbeling veel dichter het werkelijke lineaire geval te benaderen dan zulks eerst het geval was, waardoor de mogelijkheid van een „meeneemeffect” dan ook groter is.

Een andere methode om een oplossing van (7) te verkrijgen bestaat daarin, dat het rechterlid dezer vergelijking als storingsfunctie wordt beschouwd. Als oplossing van (7) wordt dan gesteld

$$y = y_0 + y', \quad (21)$$

waarin  $y_0$  de oplossing is van (7) zonder rechterlid, welke oplossing de gedaante (13) heeft, die in de reeks (14) kan worden ontwikkeld. Bij substitutie van (21) in (7) kan van deze reeks alleen de eerste term worden meegenomen, terwijl ondersteld wordt  $y' \ll y_0$ . Alsdan wordt bij verwaarlozing van hogere machten van  $y'$  hiervoor verkregen

$$\frac{d^2 y'}{dx^2} + y' + 3 v y_0^2 y' = \cos p x, \quad (22)$$

de vergelijking van Mathieu met rechterlid.

Als oplossing wordt gesteld

$$y' = c_1 y'_1 + c_2 y'_2, \quad (23)$$

waarin  $y'_1$  en  $y'_2$  de beide periodieke oplossingen van de vergelijking van Mathieu zijn, terwijl  $c_1$  en  $c_2$  functies van  $x$  zijn.

Gebruikmakend van de reeksontwikkelingen van Ince<sup>1)</sup> voor

<sup>1)</sup> Ince, Phil. Mag. 6, p. 547, 1928.

de functies van Mathieu wordt tenslotte voor  $y'$  een reeks verkregen, die in het algemeen niet periodiek is. Alleen onder bepaalde omstandigheden kan  $y'$  periodiek zijn, waartoe ook de mogelijkheid behoort, dat de frequentie van  $y$  een oneven subharmonische is van  $p$ . In dat geval is dus  $y$  periodiek. Is echter  $y'$  niet periodiek, dan is  $y$  zulks evenmin.

II. In het asymmetrische geval, d.w.z. dat, waarbij op het ferromagnetisch circuit een tweede wikkeling aanwezig is, waar een gelijkstroom door loopt, kunnen we onderstellen, dat deze wikkeling  $w_0$  windingen heeft, terwijl de gelijkstroom  $i'_0$  is, en de andere wikkeling  $w_1$  windingen heeft, terwijl de stroom daarin  $i'_1$  is. We stellen

$$w_0 i'_0 = i_0 \quad , \quad w_1 i'_1 = i_1 \quad . \quad (24)$$

De flux  $\Phi$  in het ferromagnetisch circuit is een functie van

$$i_0 + i_1 = i \quad (25)$$

we kunnen dus ook stellen

$$i = i(\Phi) = i(\Phi_0 + \Phi - \Phi_0) ,$$

waarin  $\Phi_0$  de flux is, die door de gelijkstroom alleen wordt opgewekt. We kunnen nu  $i$  in een reeks van Taylor ontwikkelen met de variable  $\Phi - \Phi_0$ , waarbij we van die reeks slechts de eerste drie termen meenemen, hetgeen bij voldoende kleine waarde van  $\Phi - \Phi_0$  geoorloofd zal zijn. Aldus wordt verkregen

$$i = \alpha' + \beta' \Phi + \gamma' \Phi^2 , \quad (26)$$

waarbij de coëfficiënten  $\alpha'$ ,  $\beta'$  en  $\gamma'$  afhangen van  $i_0$  en de differentiaalquotienten hiervan naar  $\Phi$  in het punt  $\Phi_0$ .

Nu geldt voor de eerste keten, waarin een sinusoidale electromotorische kracht werkt, de differentiaalvergelijking

$$C w_1 \frac{d^2 \Phi}{dt^2} + i'_1 = \omega C \hat{e} \cos \omega t .$$

Verder gelden de betrekkingen (24), (25) en (26), waardoor verkregen wordt

$$\frac{C w_1}{i'_0} \frac{d^2 \Phi}{dt^2} + \frac{1}{w_1 i'_0} (\alpha' + \beta' \Phi + \gamma' \Phi^2) - \frac{w_0}{w_1} = \frac{\omega C \hat{e}}{i'_0} \cos \omega t . \quad (27)$$

Stellen we

$$\Phi = \gamma \Phi_0, \quad t = x \sqrt{\frac{C \omega_1 \Phi_0}{i_0}}, \quad a = \frac{\omega C \hat{e}}{i_0},$$

$$p = \omega \sqrt{\frac{C \omega_1 \Phi_0}{i_0}},$$

dan wordt de vergelijking verkregen

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + a + \beta y + \gamma y^2 = a \cos p x, \quad (28)$$

waarin

$$a = \frac{a'}{\omega_1 i_0} - \frac{\omega_0}{\omega_1}, \quad \beta = \frac{\beta \Phi_0}{\omega_1 i_0}, \quad \gamma = \frac{\gamma' \Phi_0^2}{\omega_1 i_0}.$$

De coëfficiënt  $a$  blijkt negatief te zijn, terwijl  $\beta$  en  $\gamma$  positief zijn.

Nu kan gesteld worden  $y = y' + \eta$ , zó, dat

$$a + \beta y + \gamma y^2 = \beta_1 y' + \gamma y'^2.$$

In plaats van (28) wordt dan verkregen

$$\frac{d^2 y'}{dx^2} + \beta_1 y' + \gamma y'^2 = a \cos p x. \quad (29)$$

Als nieuwe variable voeren we, op dezelfde wijze als onder I, in  $w = \frac{dy'}{dx}$ .

Door differentiatie naar  $y'$ , quadrateren en optellen kunnen dan de goniometrische functies weer worden geëlimineerd en wordt de vergelijking verkregen

$$p^2 (w w' + \beta_1 y' + \gamma y'^2) + w^2 (w w'' + w'^2 + \beta_1 + 2 \gamma y')^2 = a^2 p^2. \quad (30)$$

Eventuele periodieke oplossingen van (29) zullen nu ook aan (30) voldoen. Teneinde dit verder na te gaan substitueren we in (29)

$$w^2 = a_0 + a_1 y' + a_2 y'^2 + a_3 y'^3 \quad (31)$$

en bepalen we de grootheden  $a_0, a_1, \dots$  uit de vergelijkingen, die verkregen worden door de coëfficiënten van de machten van  $y'$  nul te stellen.

Alsdan volgt

$$w = \frac{dy'}{dx} = \sqrt{a_0 + a_1 y' + a_2 y'^2 + a_3 y'^3}, \quad (32)$$

waaruit  $y'$  als elliptische functie van  $x$  kan worden verkregen. Daartoe moet eerst de 3e-graadvorm in  $y'$  in een 4e-graadvorm worden omgezet. Stellen we

$$a_3 y'^3 + a_2 y'^2 + a_1 y' + a_0 = a_3 (y' + \eta_1)(y' + \eta_2)(y' + \eta_3) = S_1 S_2, \quad (33)$$

$$\text{waarin } S_1 = \sqrt{a_3} (y' + \eta_2)(y' + \eta_3),$$

$$S_2 = \sqrt{a_3} (y' + \eta_1).$$

Vervolgens worden grootheden  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $a_0$  en  $\beta_0$  zódanig bepaald, dat

$$S_1 - \lambda_1 S_2 = \sqrt{a_3} (y' - a_0)^2, \quad S_1 - \lambda_2 S_2 = \sqrt{a_3} (y' - \beta_0)^2,$$

dus volkomen quadraten zijn. Hieruit kunnen  $S_1$  en  $S_2$  worden bepaald en in (33) resp. (32) worden gesubstitueerd. Door verder te stellen

$$\frac{y' - a_0}{y' - \beta_0} = t$$

wordt verkregen

$$dx = \frac{2}{\sqrt{a_3 \lambda_1}} \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2 t^2)}}, \quad (34)$$

waarin

$$k^2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Uit (34) volgt

$$t = \operatorname{sn} \left\{ \frac{\sqrt{a_3 \lambda_1}}{2} (x + c), k \right\}. \quad (35)$$

De reële grondfrequentie dezer elliptische functie is

$$p_1 = \frac{\pi}{2K} \frac{\sqrt{a_3 \lambda_1}}{2}, \quad (36)$$

welke dus ook de grondfrequentie van  $y$  is.

In het algemeen zal  $p \neq p_1$  zijn, doch in bepaalde gevallen kan  $p = p_1$  zijn of  $p = mp_1$ , waarin  $m$  een willekeurig geheel getal is  $> 1$ . Nu volgt op soortgelijke wijze als onder I, in verband

met het voorkomen van  $y^2$  in die vergelijking, dat (28) alleen een periodieke oplossing zal bezitten, indien

$$\text{òf } p = p_1, \text{ òf } p = 2s p_1, \quad (37)$$

waarin  $s$  een willekeurig geheel getal is.

Inderdaad wordt experimenteel in het assymmetrische geval het optreden van de 2e en de 4e subharmonische frequentie van  $p$  waargenomen. <sup>1)</sup>

Is de verhouding  $\frac{p}{p_1}$  niet een rationeel getal, dan zal het verschijnsel niet periodiek zijn, tenzij het door een „meeneemeffect” gesynchroniseerd wordt.

---

<sup>1)</sup> Zie Elias en Miedema loc. cit., p. 162 v.v.

## Discussie

Ir J. L. van Soest: Bij de 3e subharmonische leek volgens het experiment in een (oppervlakte-) gebied een periodieke oplossing te bestaan; de berekening geeft 2 lijnen bij inachtnaam van de eerste termen van een reeks, echter zullen bij inachtnaam van méér termen uit de vergelijking méér lijnen naar voren komen en zelfs tenslotte, bij volledige inachtnaam der reeks,  $\infty$  aantal lijnen, zódat deze weer een oppervlakte-gebied vormen?

Prof. Elias: Het is wel denkbaar, dat bij medeneming van meer termen in de reeksontwikkeling van de B-H-kromme meer lijnen gevonden worden in het a-p-vlak, waarop de 3e subharmonische mogelijk is, doch of deze lijnen een geheel gebied zouden opvullen is problematiek.

Ir A. v. Trier: Is 't mogelijk door van een ontwikkeling  $\varphi = a \sin \frac{1}{5} \omega t + a_2 \sin \omega t + \text{enz.}$  uit te gaan, lijnen een 't  $\dot{e} - C$  diagram te voorspellen, waar de vijfde subharmonische optreedt?

E.: Vermoedelijk zou door ene dergelijke reeksontwikkeling te stellen wel iets over het optreden van de 5e subharmonische gezegd kunnen worden. Echter mag worden verwacht, dat de amplitude hiervan steeds zeer klein zal zijn. Vermoedelijk is daarom deze subharmonische niet waarneembaar.

Ir B. D. H. Tellegen: Kan bij het experiment terugwerking op de frequentie van de generator hebben plaats gehad en zo het meenemen worden verklaard?

E.: Dit is niet mogelijk, aangezien als generator het lichtnet werd bezigd.

Dr J. P. Schouten: De mogelijkheid van de niet periodiciteit der verschijnselen is moeilijk te begrijpen. Substitueert men de voorgestelde oplossing voor  $w^2$  in de uitgangsvergelijking dan houdt men een algebraïsche vergelijking over. Hoe hangt dit samen met de door U verkregen oplossing?

E.: Bij substitutie van de gevonden oplossing in de oorspronkelijke vergelijking moet een identiteit gevonden worden.

Niet-periodieke toestanden worden inderdaad experimenteel gevonden. Verder worden dergelijke oplossingen gevonden, als de uitwendige e.m.k. als storingsfunctie wordt beschouwd. Tenslotte zijn dergelijke toestanden fysisch wel plausibel, aangezien „overgangstoestand” en „blijvende toestand” niet onafhankelijk van elkaar zijn en dus de „overgangstoestand” telkens weer ontstaat. Hebben de frequenties een niet-rationeele verhouding, dan is derhalve een niet-periodiek verschijnsel te verwachten.

Ir L. Blok: Geeft het in aanmerking nemen van de hysteresis ook aanleiding tot principiëel andere oplossingen.

E.: Vermoedelijk zullen hysteresis en weerstand de oplossing niet principiëel beïnvloeden, zolang de desbetreffende termen niet overheersen.

## Hoogfrequente capacatieve verhitting

E. C. Witsenburg

### SUMMARY

In this paper some interesting electrical problems which arise in the most important present day applications of H.F. dielectric heating such as the necessity for high frequencies, the possibility of selective heating, equalisation of uneven heating and matching are discussed.

#### *Inleiding.*

De hoogfrequente capacatieve verhitting geniet van de zijde van de industrie grote belangstelling door de verrassende mogelijkheden, welke zij biedt. Dit wordt geïllustreerd door het feit, dat er in de Verenigde Staten na 1943 meer kW hoogfrequent vermogen voor industrieële toepassingen zijn geïnstalleerd dan in alle voorafgaande jaren voor communicatie doeleinden. Op het ogenblik vindt zij voornamelijk ingang in de hout en kunst-harsen verwerkende industriëen, terwijl zij ook al toegepast wordt bij de bewerking van rubber. Het is thans nog niet te zeggen op welke andere gebieden de H.F. verhitting in de toekomst op industrieële schaal toegepast zal worden, hoewel er in de meest verscheidene richtingen geëxperimenteerd wordt.

Wij willen ons hier echter met al de verschillende toepassingsmogelijkheden niet bezig houden, maar enkele interessante punten van de electrotechnische zijde naar voren brengen, die zich bij de belangrijkste toepassingen voordoen.

Bij de H.F. capacatieve verhitting maken we een nuttig gebruik van de in de H.F. techniek sinds lang bekende diëlectrische verliezen. Deze verliezen treden in het inwendige van het materiaal op en hiermede is het principieële verschil van deze verwarming met alle andere conventionele methoden gegeven. Deze andere methoden berusten immers op een warmtestroming, waarvoor dus in beginsel een temperatuurverschil noodzake-

lijk is, en waarbij we ook van de warmtegeleidingscoëfficiënt van het te verhitten materiaal afhankelijk zijn. Het is duidelijk, dat het genoemde principieële verschil alleen dan een praktische betekenis heeft als we in staat zijn zoveel warmte in het materiaal te dissiperen, dat de verwarming beduidend sneller gaat dan door warmtegeleiding. We zullen later zien, dat hiervoor hoge frequenties, in de grootte orde van meerdere MHz, nodig zijn.

## II. Karakteristieke grootheden van een diëlectricum.

De diëlectrische constante  $\epsilon$  en de verlieshoek  $\delta$  of de tangens ervan, die als „power factor” bekend is, bepalen uiterlijk het gedrag van een diëlectricum in een H.F. elektrisch veld. Het product van  $\epsilon$  en  $\text{tg } \delta$  wordt soms „loss factor” genoemd.

Wanneer we zoals in fig. 1 is aangegeven het diëlectricum

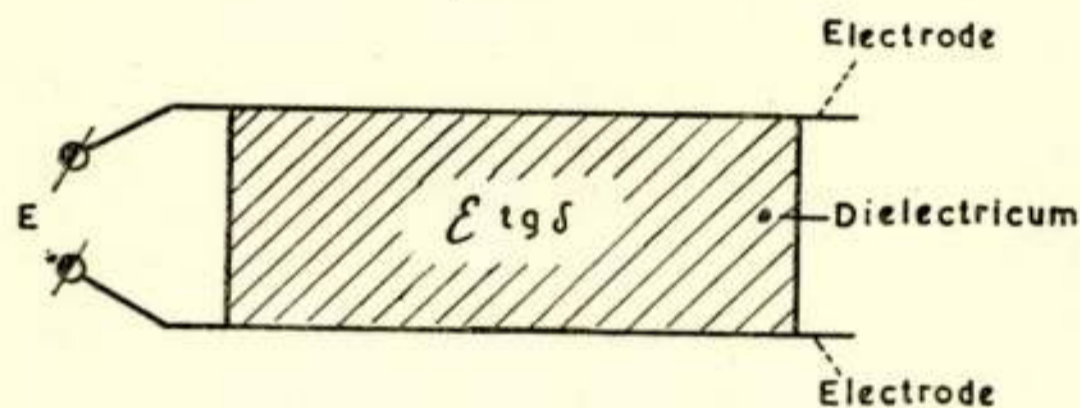


Fig. 1.

opsluiten tussen twee electroden kunnen we voor deze samenstelling het vervangingsschema van fig. 2 opstellen, waarvoor

$$\text{geldt: } \text{tg } \delta = \frac{I}{\omega CR} .$$

De  $\epsilon$  en  $\text{tg } \delta$  zijn allerminst constante grootheden voor een bepaald materiaal, maar zijn frequentie- en temperatuur-afhankelijk. Wij willen hier niet ingaan op verklaringen van deze verschijnselen, zoals o.a. Debye, Wagner en Gevers<sup>1)</sup> trachten te geven, maar zullen de verliezen eenvoudig constateren. Bierwith en Hoyler<sup>2)</sup> hebben voor verschillende

<sup>1)</sup> M. Gevers. The relation between the power factor and the temperature coefficient of the dielectric constant of solid dielectrics. Philips Research Reports Vol. 1 No. 3, 4, 5 and 6. In deze artikelenreeks wordt een overzicht gegeven van de bestaande theorien en aangetoond, dat deze tekortschieten in het verklaren van een door de schrijver gevonden wetmatigheid, waarvoor een nieuwe theorie wordt ontvouwd.

<sup>2)</sup> R. A. Bierwith and C. N. Hoyler, Proceedings of the I.R.E. October 1943.



houtsoorten  $\epsilon$  en  $tg \delta$  gegeven, afhankelijk van de frequentie, temperatuur en vochtigheid.

### III. De verhitting van een homogeen diëlectricum.

Voor het door het diëlectricum opgenomen vermogen geldt volgens figuur 2:

$$W = \frac{E^2}{R} = E^2 \omega c tg \delta \text{ Watt}$$

Deze betrekking is om te vormen tot

$$W = grad^2 E f \epsilon tg \delta \frac{G}{sg} 0,133 \cdot 10^{-12} \text{ cal/sec}$$

waarin  $grad E$  de spanning per cm,  $f$  de freq. in Hz,  $G$  het gewicht en  $sg$  het soortelijk gewicht van het diëlectricum voor-

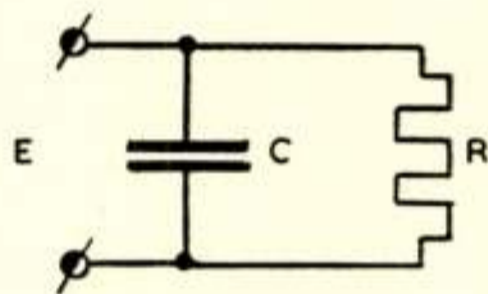


Fig. 2.

stellen. Wanneer in  $\Delta t$  sec de temperatuurstijging  $\Delta T^\circ$  bedraagt kunnen we voor het opgenomen vermogen ook schrijven:

$$W = G sw \frac{\Delta T}{\Delta t} \text{ waarin } sw \text{ de soortgelijke warmte voorstelt en}$$

waaruit door gelijkstelling met de bovengegeven betrekking volgt voor de temperatuurstijging per sec.

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = 0,133 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{f \cdot \epsilon \cdot tg \delta}{sw \cdot sg} \cdot grad^2 E \quad (1)$$

en voor de spanning per cm of wel de veldsterkte

$$grad^2 E = 7,5 \cdot 10^{12} \cdot \frac{sg \cdot sw}{f \cdot \epsilon \cdot tg \delta} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (2)$$

Voor de frequentie kunnen we schrijven

$$f = 7,5 \cdot 10^{12} \frac{sg \cdot sw}{grad^2 E \cdot \epsilon \cdot tg \delta} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (3)$$

Teneinde een idee te verkrijgen van de grootte orde van de frequentie, die voor diëlectrische verhitting vereist wordt, nemen

we eens aan, dat een stuk hout, waarvoor  $\varepsilon = 3$ ,  $\operatorname{tg} \delta = 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $sg = 0,6$  en  $sw = 0,4$ , in ca  $1\frac{1}{2}$  minuut naar  $100^\circ \text{C}$  verhit moet worden met een veldsterkte van  $1000 \text{ Volt/cm}$ . Volgens (3) vinden we dan een frequentie van  $10 \text{ MHz}$ .

Uit formule (1) zien we, dat de temperatuur toename per sec. opgevoerd kan worden door de veldsterkte te vergroten. Er is in het bovengegeven voorbeeld  $1000 \text{ V/cm}$  aangenomen en we mogen hiermede niet veel hoger gaan. Er zijn zelfs gevallen, waar het door het ontwijken van dampen, die tegen de elektroden kunnen condenseren raadzaam is de veldsterkte lager te kiezen. We kunnen dan alleen door het opvoeren van de frequentie eenzelfde temperatuurstijging per sec. handhaven. De kleine veranderingen, die  $\operatorname{tg} \delta$  met de frequentie vertoont, hebben in formule (1) minder invloed dan de frequentie zelf. Van het opzoeken van een optimum in  $\operatorname{tg} \delta - f$  kromme is dan ook in de praktijk geen sprake.

Voorbeelden van homogene materialen waarop diëlectrische verhitting toegepast wordt zijn kunstharsen en rubber. De onder de naam bakelietharsen bekende kunststoffen worden bij het persen door warmteoverdracht in de hete matrijzen vanuit de koude vaste toestand in een hete plastische toestand gebracht, waardoor zij de vorm van de matrijs geheel kunnen aannemen, waarna zij na enige tijd (in de grootte orde van een minuut) door polymerisatie of polycondensatie in een vaste toestand overgaan. Met H.F. verhitting hebben we nu de mogelijkheid de eerste fase van het beschreven proces buiten de pers te doen geschieden, daarmede de perstijd bekortend. Iedere andere voorverwarming tot bijna de perstemperatuur veroorzaakt een polymerisatie tijdens deze verwarming vanwege de lange verwarmingstijd, die door de slechte warmtegeleiding veroorzaakt wordt. H.F. voorverwarming binnen 1 tot  $1\frac{1}{2}$  minuut tot  $120^\circ \text{C}$  geeft hier een goede en ook enig mogelijke oplossing.

In fig. 3 is naast een onbehandelde pastille een zo juist H.F. verwarmde pastille afgebeeld, waaraan de plastische toestand duidelijk waarneembaar is.

Vrijwel iedere grote kunstharsperserij beschikt thans over H.F. installaties voor dit doel.

Bij de behandeling van rubber ligt de zaak enigszins anders. Het gaat hierbij om het vulcanisatieproces, waarbij het mengsel, dat hoofdzakelijk bestaat uit latex en zwavel op  $140^\circ \text{C}$  gebracht moet worden, waarbij een binding van de twee genoemde componenten optreedt. Deze verhitting geschiedt in b.v. met

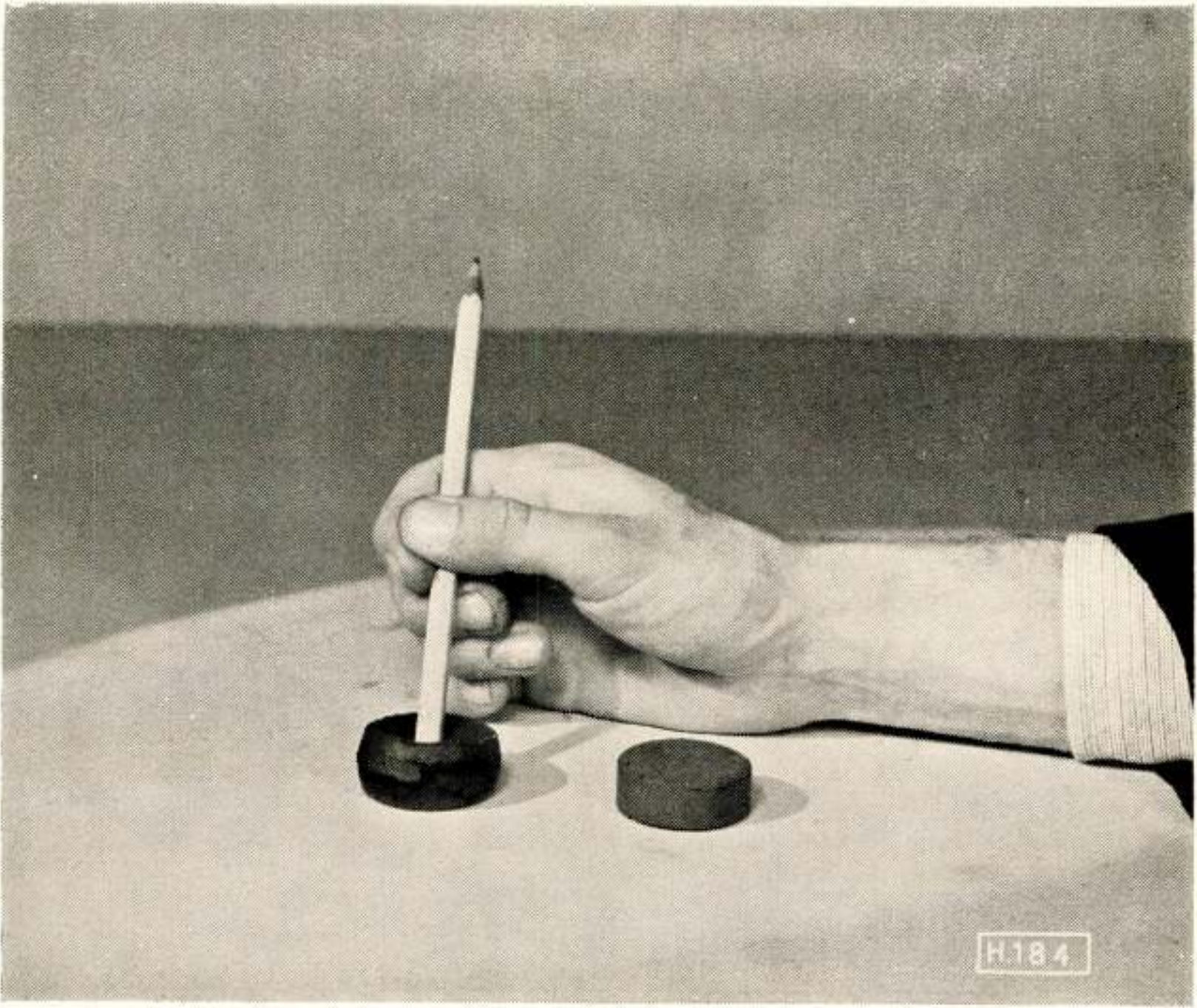


Fig. 3.



stoom verhitte matrijzen, waarbij de verhittingstijd weer zeer lang is (tot enkele uren) in verband met de slechte warmtegeleiding. H.F.verhitting kan hier het vulcanisatieproces aanmerkelijk versnellen door de tijd tot enkele minuten terug te brengen. Het Amerikaanse leger beschikt over bandenreparatiewagens waarin H.F. vulcanisatie wordt toegepast.

#### IV. Verwarming van een niet homogeen diël.

##### A. Twee homogene diëlectrica parallel.

We nemen in dit geval aan, dat twee homogene materialen, aangeduid met 1 en 2 tussen de twee evenwijdige platen van de condensator opgesloten worden, met hun aanrakingsvlak in de veldrichting, (volgens fig. 4)

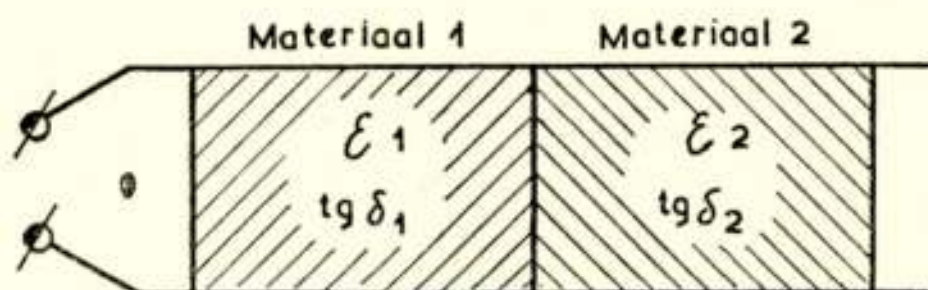


Fig. 4

De veldsterkte — grad  $E$  — is dus voor beide materialen dezelfde. We kunnen dus, uitgaande van (1) direct de verhouding van de verwarmingssnelheden voor de materialen 1 en 2 nagaan.

$$\frac{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 1}}{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 2}} = \frac{\epsilon_1 \operatorname{tg} \delta_1}{\epsilon_2 \operatorname{tg} \delta_2} \cdot \frac{sg_2 \cdot s\omega_2}{sg_1 \cdot s\omega_1} \quad (4)$$

Een voorbeeld van twee stoffen in de beschreven toestand vinden we bij het lijmen van hout vlg. fig. 5, waarbij dus het aanrakingsvlak van de twee stukken hout vóór het aandrukken met een dunne lijmlaag bedekt is.

Na het aandrukken hebben we als verschillende diëlectrica twee stukken hout, gescheiden door een dunne met lijm doortrokken schijf hout.

Bij H.F.verhitting worden in de regel kunstharlijmen toegepast. Dit zijn lijmsoorten, die na het opbrengen op het hout polymeriseren en een zeer sterke verbinding geven. Verbindingen met ureumformaldehyde zijn watervast en met phenolformaldehyde zelfs kookvast.

Warmte versnelt de polymerisatie zeer aanzienlijk. Een polymerisatietijd van meerdere uren bij kamertemperatuur kan bij verwarmen tot b.v.  $90^{\circ}$  C tot 1 minuut en bij temperaturen even boven de  $100^{\circ}$  C tot enkele seconden teruggebracht worden.

Het blijkt experimenteel, dat in een opstelling volgens fig. 5 bij gebruik van ureumformaldehyde lijm de lijmlaag aanmerkelijk sneller verhit wordt dan het hout. Dit is juist wat wij wensen en we hebben hier dus een voorbeeld van wat we een selectieve verhitting zouden kunnen noemen. Het lijmen van b.v. een tafelblad duurt ca  $\frac{1}{2}$  minuut, hetgeen wil zeggen, dat de lijmlaag tot meer dan  $100^{\circ}$  C verhit wordt, terwijl de rest van het blad niet warmer is dan ca  $50^{\circ}$  C.

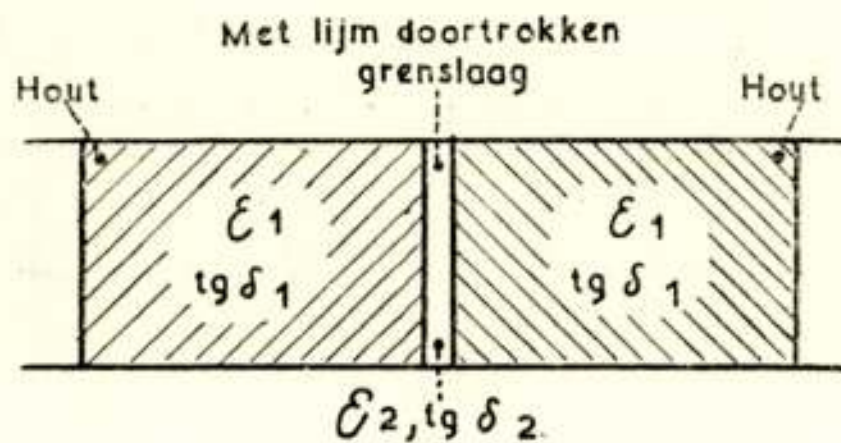


Fig. 5

Fig. 6 en 7 geven nog een ander voorbeeld van selectieve verhitting, zoals deze voor lijmverbindingen reeds veelvuldig wordt toegepast.

#### B. De verwarming van twee homogene diëlectrica in serie.

Hier nemen we aan, dat het aanrakingsvlak tussen de twee diëlectrica 1 en 2 loodrecht op de veldrichting ligt zoals in fig. 8 is aangeduid.

Nu is niet zoals in het vorige geval de spanning op beide diëlectrica, maar de stroom door beide gelijk. We kunnen afleiden, dat voor de veldsterktes in 1 en 2 geldt:

$$(\text{grad } E) \text{ mat. 1} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1} \cdot V$$

$$(\text{grad } E) \text{ mat. 2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1} \cdot V$$

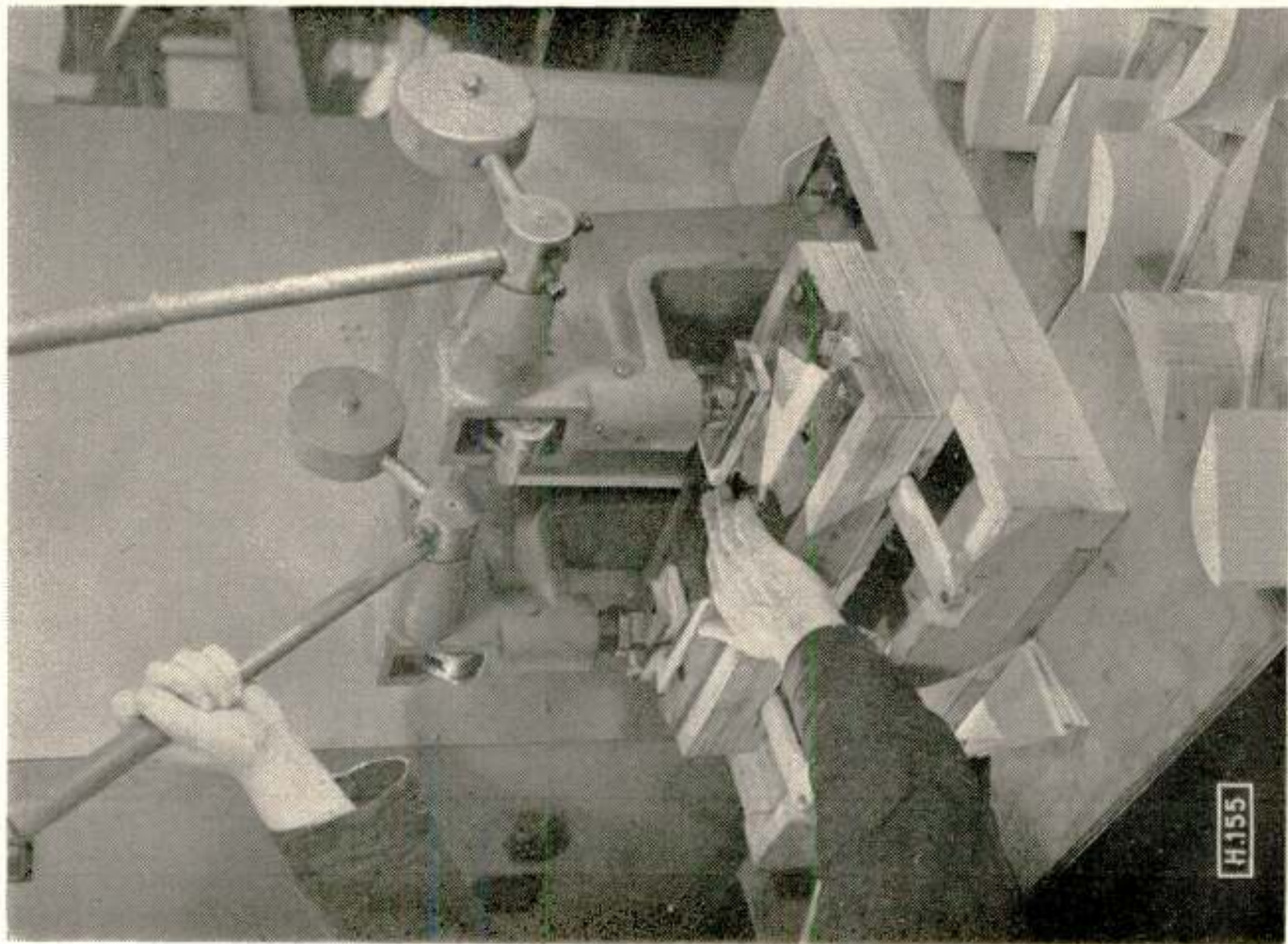


Fig. 7



Fig. 6

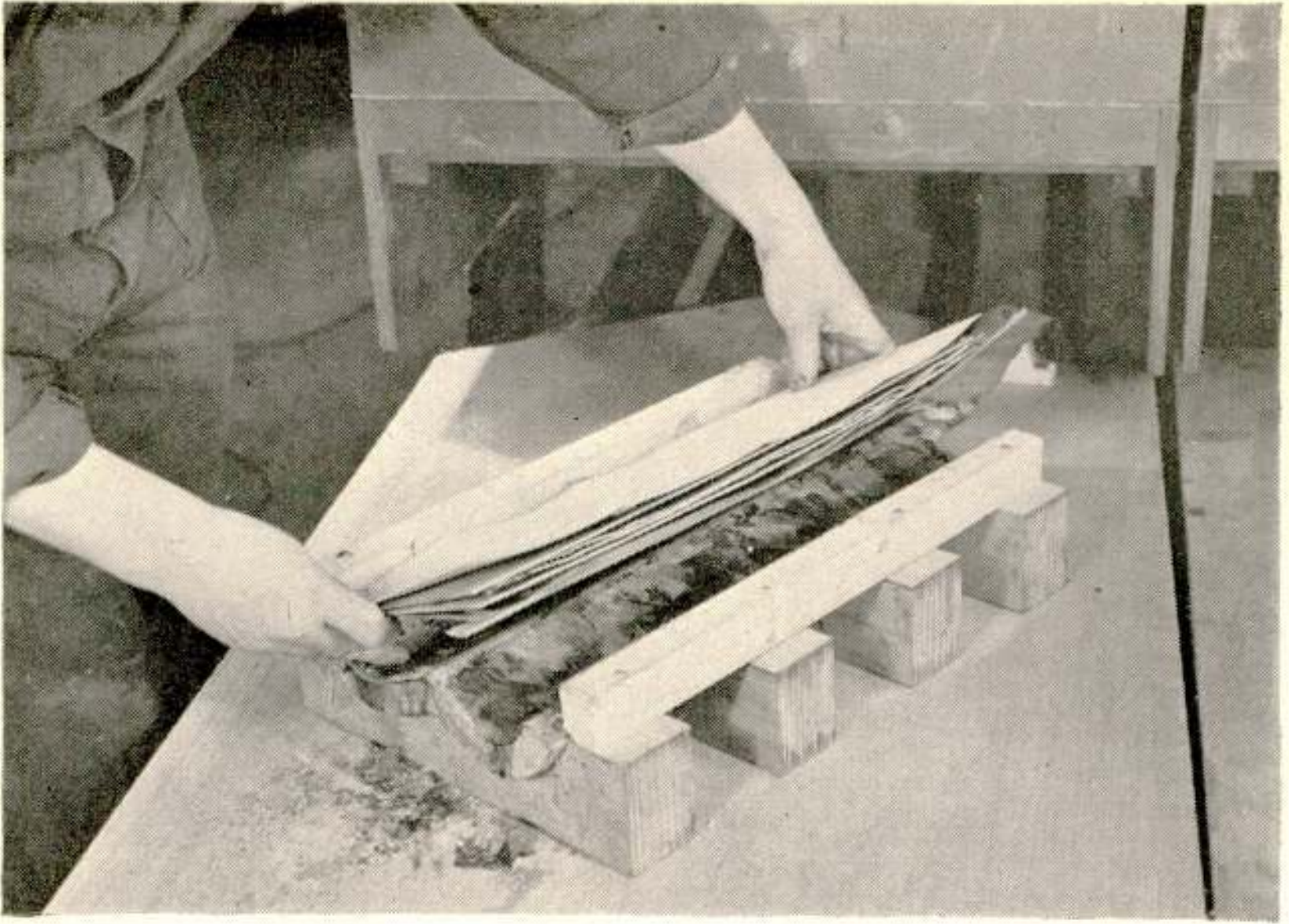


Fig. 9.

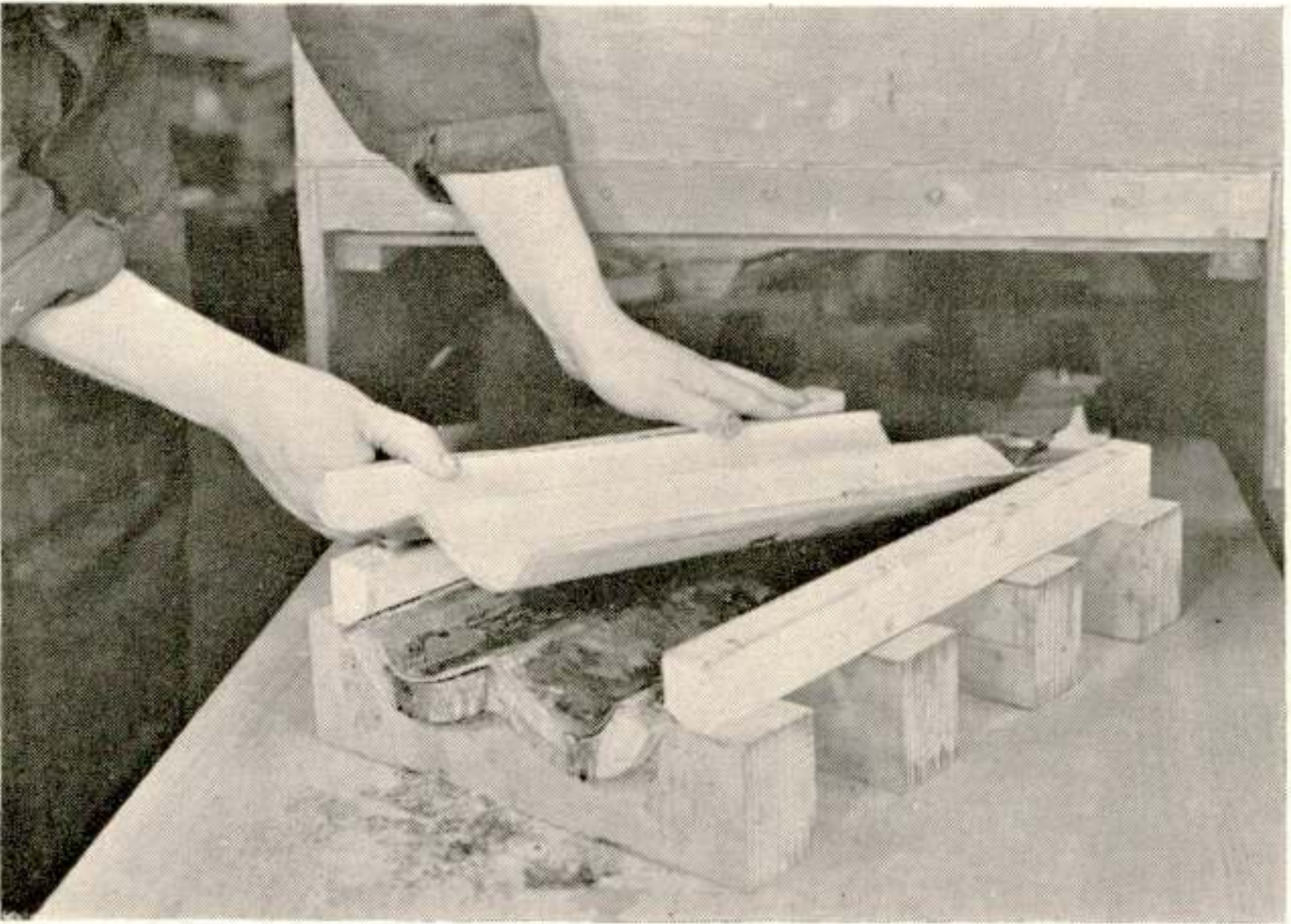


Fig. 10.



Hieruit zien we, dat in het materiaal met de grootste  $\varepsilon$  de kleinste veldsterkte optreedt. Deze waarden gesubstitueerd in (1) geven ons voor de verhouding van de verwarmingsnelheden voor beide materialen.

$$\frac{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 1}}{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 2}} = \frac{\varepsilon_2 \operatorname{tg} \delta_1}{\varepsilon_1 \operatorname{tg} \delta_2} \cdot \frac{sg_2 \cdot szw_2}{sg_1 \cdot szw_1} \quad (5)$$

Een voorbeeld van het optreden van de hier beschreven toestand vinden we bij het lijmen van multiplex. Het blijkt experimenteel, dat bij gebruik van beukenhout en ureumformaldehyde lijm de lijmnaad een iets hogere temperatuur verkrijgt dan het hout. Dit verschil is echter zo gering, dat we hier niet van een selectieve verhitting kunnen spreken.

In fig. 9 is te zien hoe de met lijm ingesmeerde lagen hout in de met koperplaat beklede mal gelegd worden en in fig. 10 hoe na 3 min. het gelijmde product de mal weer verlaat. Juist voor dergelijke gebogen producten biedt H.F. verhitting grote voordelen en vindt dan ook steeds meer ingang.

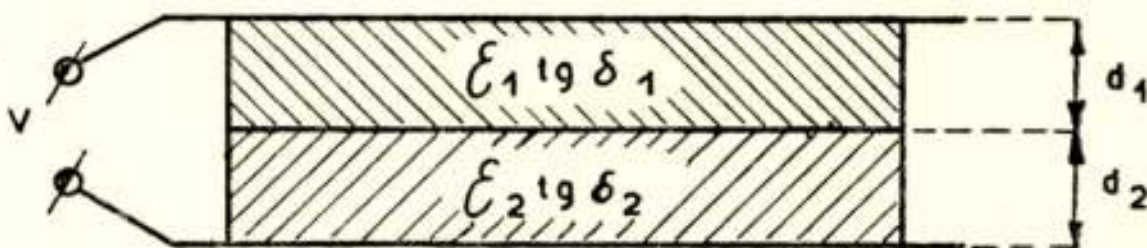


Fig. 8

De vergelijkingen (4) en (5) geven ons de mogelijkheid om de  $\varepsilon$  en  $\operatorname{tg} \delta$  van één van de materialen te vinden als die van het andere materiaal bekend zijn.

Wanneer we stellen bij parallel verwarming

$$\frac{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 1}}{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 2}} = \alpha$$

en bij serieverwarming

$$\frac{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 1}}{(\Delta T/\Delta t) \text{ mat. 2}} = \beta$$

dan kunnen we afleiden, dat

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{sg_1 \cdot szw_1}{sg_2 \cdot szw_2} \cdot \sqrt{\alpha \beta} \cdot \operatorname{tg} \delta_2 \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \cdot \varepsilon_2$$

Voor ureumformaldehydelijm is bij een bepaald monster gevonden  $sg_1 = 1,3$  en  $sw_1 = 0,74$  en voor beukenhout met 15% vochtgehalte  $sg_2 = 0,73$ ;  $sw_2 = 0,4$  en bij 20 MHz  $tg \delta_2 = 5,5 \cdot 10^{-2}$  en  $\epsilon_2 = 3$ , waaruit voor de lijm volgt bij 20 MHz

$$tg \delta_1 = 37 \cdot 10^{-2}$$

$$\epsilon_1 = 8,4$$

### C. Combinatie van parallel en serie verwarming van verschillende homogene dielectrica.

Dit geval doet zich b.v. voor in de in fig. 11 aangegeven situatie, waar een dunne laag hout tegen een dikke laag gelijmd moet worden en we niet het gehele werkstuk willen verhitten, maar integendeel de verwarming zoveel mogelijk tot de lijmnaad willen beperken, hetgeen te realiseren is door het

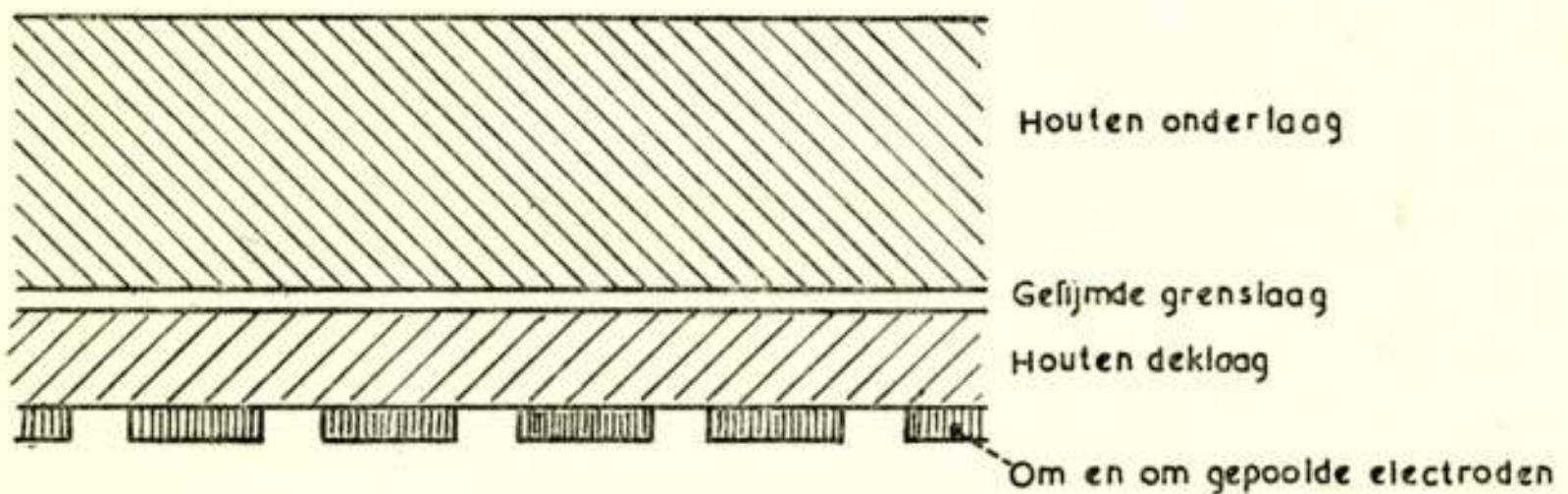


Fig. 11.

werkstuk niet tussen twee electrodes te klemmen, maar aan de te lijmen zijde een rooster van electrodes aan te brengen, waarbij de electrodes om en om gepoold zijn. Wanneer de op te lijmen laag b.v. 0,5 cm dik is, treedt op 3 cm diepte nagenoeg geen verwarming meer op.

### V. Temperatuurmeting.

Het betrouwbaar meten van de temperatuur ter controle van het bereikte resultaat van de H.F. verhitting van een homogeen materiaal met een zeer slechte warmtegeleidingscoëfficiënt is geen eenvoudige zaak. Nog moeilijker wordt het wanneer in een niet homogeen materiaal de temperatuurverdeling moet worden gemeten.

Bij de vele experimenten hebben wij gebruik gemaakt van een thermo element waarvan de afmetingen en daarmee de

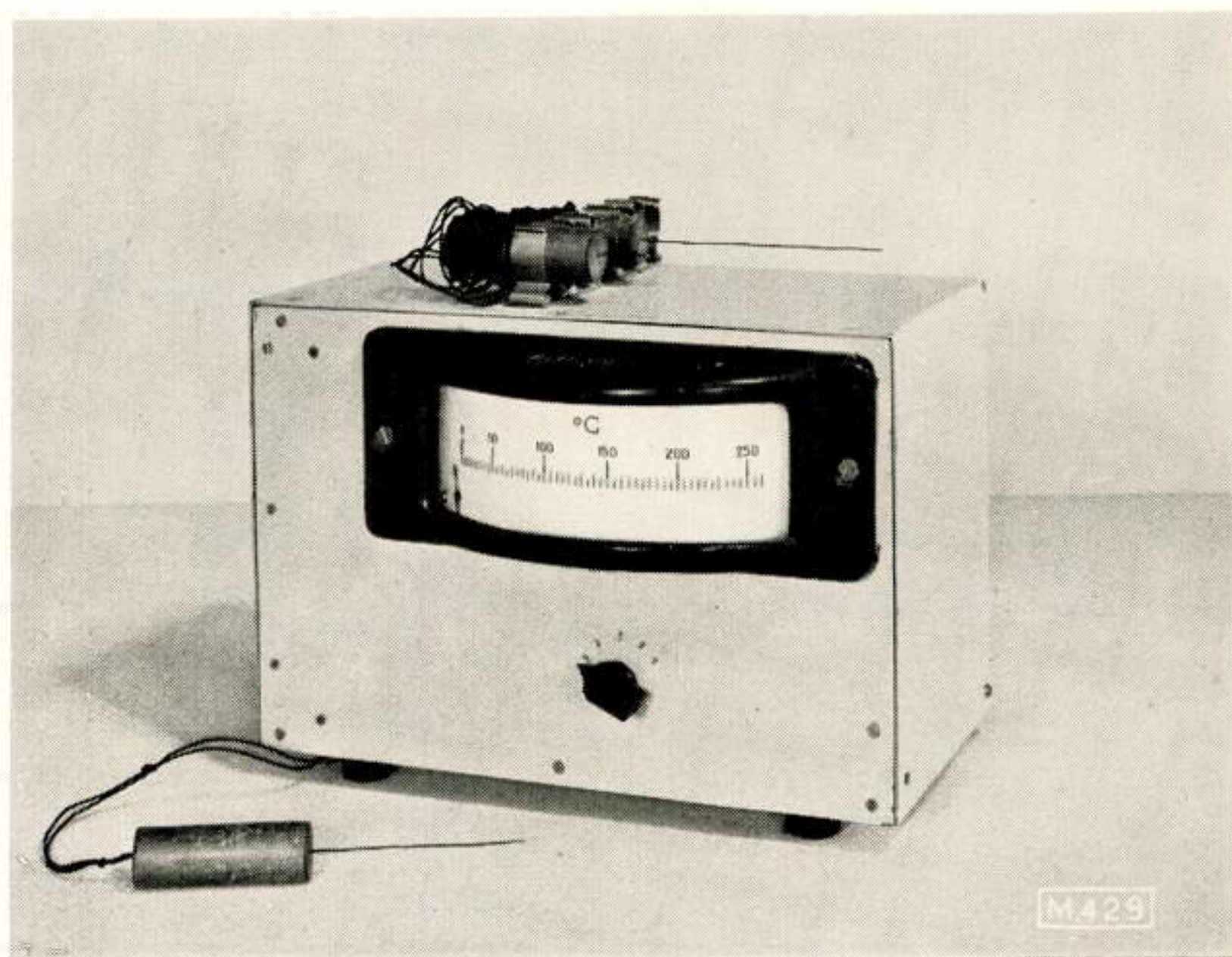


Fig. 12.



warmte inhoud zeer klein zijn gekozen. Uiterlijk gezien bestaat het element uit een injectienaald van 1 mm dikte. Deze naald bestaat echter uit een buisje van koper nikkel en een geïsoleerde kern van chroom-nikkel, welke aan het uiteinde met het buisje is verbonden. Wanneer het te meten materiaal zacht is kan de naald er eenvoudig ingeprikt worden en neemt dan zeer snel de temperatuur van het materiaal aan. Bij het meten van hout wordt gebruik gemaakt van tevoren geboorde gaatjes. Door van meerdere naalden gebruik te maken kan een temperatuur verdeling betrouwbaar gemeten worden.

In fig. 12 is de gebruikte meter met enkele elementen afgebeeld.

### VI. *Spanningsverdeling op het werkstuk.*

Het verband tussen frequentie  $f$  en golflengte  $\lambda$  is gegeven door  $\lambda = \frac{v}{f}$  waarin  $v$  de voortplantingssnelheid voorstelt. Deze

voortplantingssnelheid is weergegeven door  $v = \frac{v}{\sqrt{\epsilon}}$ , waarin  $v$  de lichtsnelheid en  $\epsilon$  de dielectrische constante van het medium voorstelt. De golflengte in hout is dus  $\sqrt{\epsilon} = \sqrt{3}$  maal kleiner dan de golflengte in lucht.

Wanneer we een spanningsverschil van 5% toelaten, hetgeen een temperatuur verschil van 10% tussen de uiterste waarden en  $\pm 5\%$  om het gemiddelde betekent, mag de afstand van het aansluitpunt tot het einde van het werkstuk nergens meer bedragen dan  $18^\circ$  elektrische graden, daar  $\cos 18^\circ = 0,95$ . Dit betekent, dat voor hout met  $\epsilon = 3$  deze maximale afstand be-

$$\text{draagt: } d_{max} = \frac{900}{f} \text{ cm.} \quad (8)$$

waarin  $f$  in MHz genomen moet worden. Bij een frequentie van 15 MHz, zoals in de praktijk voorkomt voor een kleine generator van 2 kW wordt deze afstand 60 cm. Een stoelzitting van 45 cm in het vierkant is dus bij deze frequentie binnen de temperatuurtolerantie van  $\pm 5\%$  te lijmen. Wanneer de afmetingen groter worden b.v. bij een balk kunnen we een onderverdeling van het werkstuk maken door in het midden van de lengte of op meerdere plaatsen over de lengte verdeeld aan te sluiten.

Er is nog een andere methode, die we bij lange balken kunnen toepassen om de spanningsverschillen te verkleinen en

wel door de elektroden in de lengterichting denkbeeldig in secties (korter dan  $\lambda/4$ ) te verdelen en iedere sectie met een parallel zelfinductie af te stemmen zoals dit in fig. 13 is aangegeven.

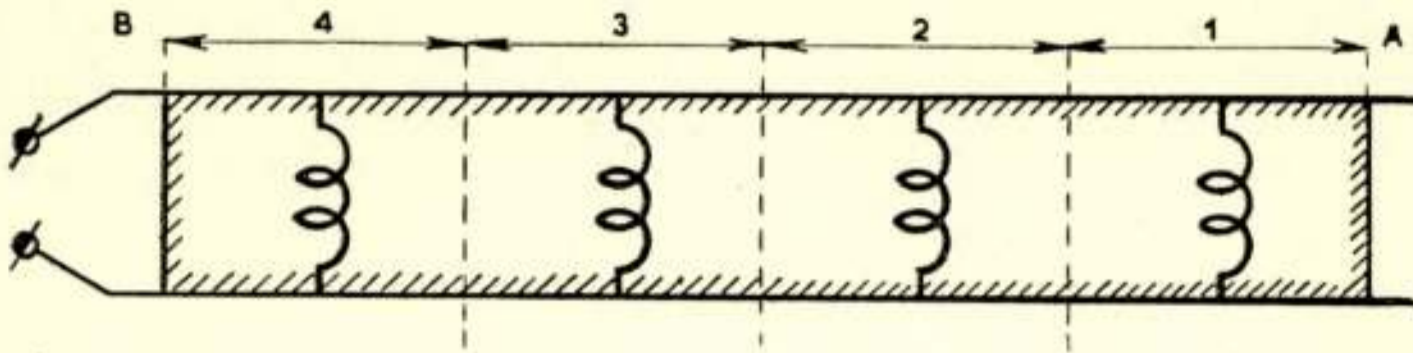


Fig. 13.

Hierin stelt  $A$  het (open)uiteinde en  $B$  het op de generator aangesloten einde voor, terwijl de gehele lengte hier in 4 secties is verdeeld. Dit aantal is willekeurig gekozen.

Sectie 1 beschouwen we te zijn onderverdeeld als in fig. 14 is aangegeven.

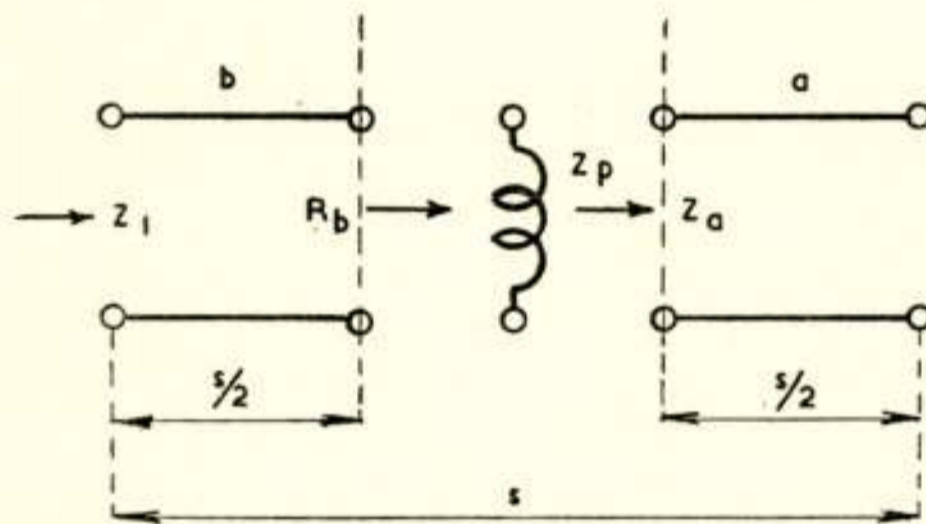


Fig. 14.

De algemene formule voor de ingangsimpedantie van een lange leiding, die we hier zullen toepassen luidt:

$$Z_i = Z \frac{Z \operatorname{tg} h \gamma l + R_l}{Z + R_l \operatorname{tg} h \gamma l}$$

waarin  $Z$  de karakteristieke impedantie,  $\gamma$  de complexe voortplantingsfactor,  $l$  de lengte en  $R_l$  de afsluiting aan het einde voorstellen. We nemen een verwaarloosbare demping aan, waardoor we het reële gedeelte van  $\gamma$  kunnen verwaarlozen en de boven gegeven formule overgaat in:

$$Z_i = Z \frac{j Z \operatorname{tg} \beta l + R_l}{Z + j R_l \operatorname{tg} \beta l}$$

waarin  $\beta$  nu de fasedraaiing per cm voorstelt. Wanneer we nu de ingangsimpedantie van sectie 1 nagaan zoals deze in fig. 14 is onderverdeeld, vinden we hiervoor:

$$Z_1 = Z \frac{jZ \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2} (Z + j \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2} Z_p) + Z Z_p}{Z(Z + j \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2} Z_p) + j \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2} Z Z_p}$$

Deze formule kunnen we afleiden door aan te nemen, dat de sectiehelft  $b$  afgesloten is met de parallelschakeling van  $Z_p$  met de ingangsimpedantie van sectiehelft  $a$ , die aan het einde open is.

We stellen nu als eis, dat  $Z_1 = \infty$ , zodat de voorgaande sectie 2 op dezelfde wijze afgesloten is als sectie 1 en ook de spanning op de overgang tussen sectie 1 en 2 dezelfde zal zijn als aan het einde.  $Z_1$  wordt oneindig als de noemer ervan nul is, dus als

$$Z_p = j \cdot \frac{Z}{2 \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2}}$$

De impedantie van één sectie, gezien vanuit  $Z_p$  naar beide zijden is

$$Z_s = -j \frac{Z}{2 \operatorname{tg} \beta \frac{s}{2}}$$

We hebben aangenomen, dat een sectiehelft  $\frac{s}{2}$  kleiner is dan  $\lambda/4$  en  $\operatorname{tg} \beta \frac{s}{2}$  is dus pos., zodat  $Z_s$  capacitief wordt,  $Z_p$  moet dus inductief zijn en  $\frac{(Z_p)}{(Z_s)} = 1$  zodat de zelfinductie, die in het midden van een sectie aangebracht wordt in afstemming moet zijn met de schijnbare capaciteit ervan, gemeten vanuit het midden.

Aannemend, dat er geen demping is zouden we op deze wijze dus willekeurig lange electrodes door een voldoende groot aantal parallel zelfinducties op iedere gewenste spanningsvariatie kunnen instellen. Door  $\frac{s}{2} \leq \frac{900}{f}$  te kiezen krijgen we even als

boven een temperatuurschommeling van hoogstens  $\pm 5\%$ . Bij een practisch uitvoering moeten we evenwel bedenken, dat tijdens de verhitting de  $\epsilon$  verandert en dat ook tussen de op-

volgende werkstukken onderlinge verschillen in de  $\varepsilon$  kunnen voorkomen, waardoor grotere temperatuurverschillen zullen ontstaan dan in de hier gegeven beschouwing.

De voor een bepaald geval bereikbare egalisatie is aan een balk van 450 cm lengte bij 24,8 MHz experimenteel bepaald. Fig. 15 geeft de gemeten spanningsverdeling zonder egalisatie.

De frequentie is met opzet zeer hoog gekozen, veel hoger dan voor een dergelijk geval gebruikt zou worden, teneinde het effect des te sprekender te doen uitkomen. In de praktijk zouden we een frequentie van 6 tot 12 MHz kiezen, zodat de gegeven

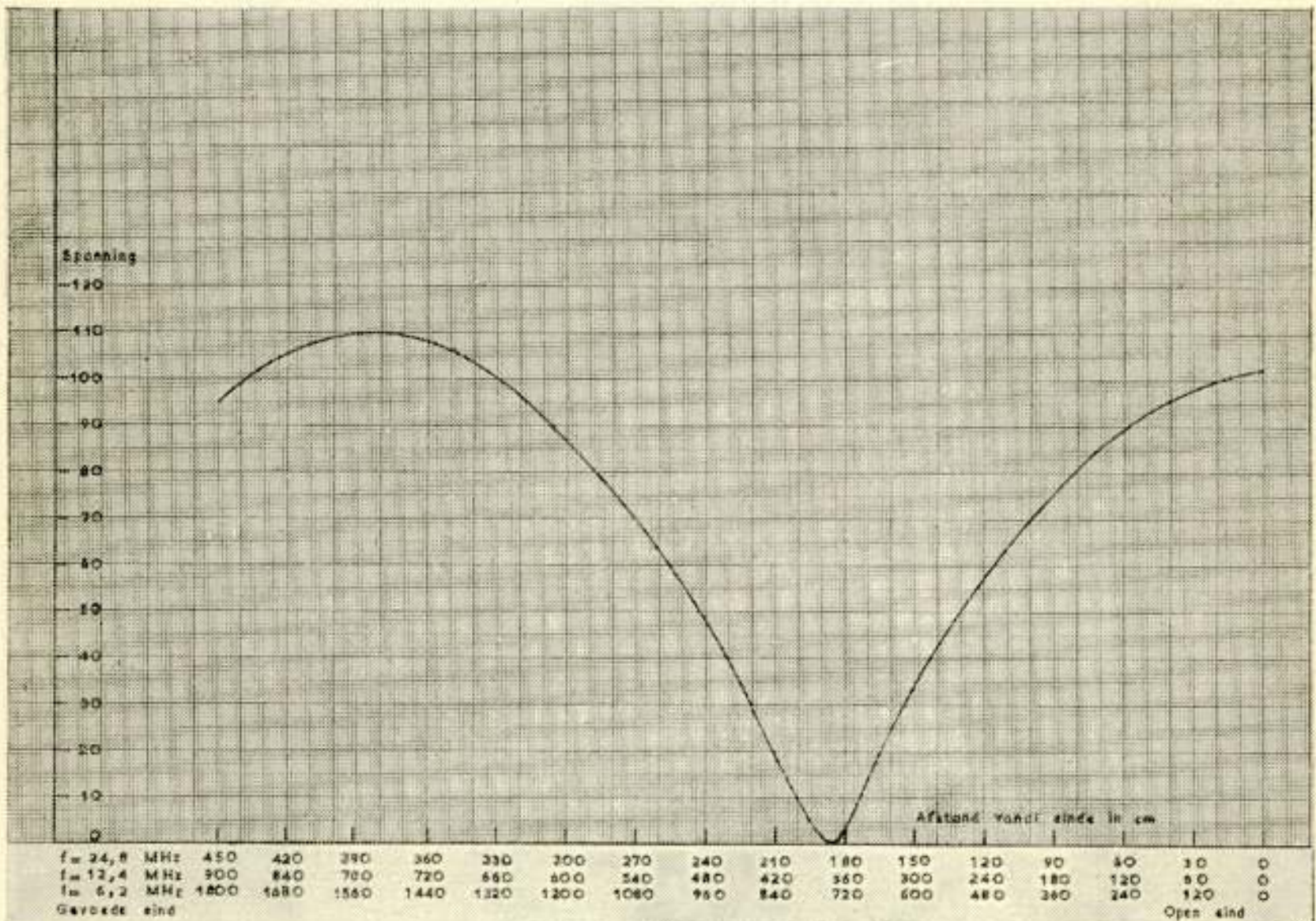


Fig. 15.

spanningsverdeling dan zou gelden voor balklengtes van 18 tot 9 meter(!) zoals ook in de figuur is aangegeven.

Fig. 16 geeft het frappante resultaat van de egalisatie.

We zien hier de gemeten spanning bij een onderverdeling in 6 secties met een halve sectielengte van 39 cm waardoor volgens bovenstaande berekening een variatie van 6% in de spanning verwacht kan worden.

#### VII. Aanpassing van het werkstuk aan de generatorbuis.

We hebben boven gezien hoe het werkstuk met de electro-



des voorgesteld kan worden als een verliesvrije condensator met een parallelweerstand. Uit de afmetingen van het werkstuk en de plaatsing van de aansluiting kunnen we de maximale freq. bepalen, die met het oog op spanningsvariaties toelaatbaar is. Uit de waarden van  $\epsilon$  en  $tg \delta$  bij deze freq. en de afmetingen volgen de groottes van de capaciteit en de parallel weerstand. Deze weerstand kan nu groter of kleiner zijn dan de gunstigste anode belastingsweerstand en we hebben dus een impedantie transformatie nodig tussen de charge en de buis. In fig. 17 is een circuit aangegeven, waarin de charge weerstand  $R$  paral-

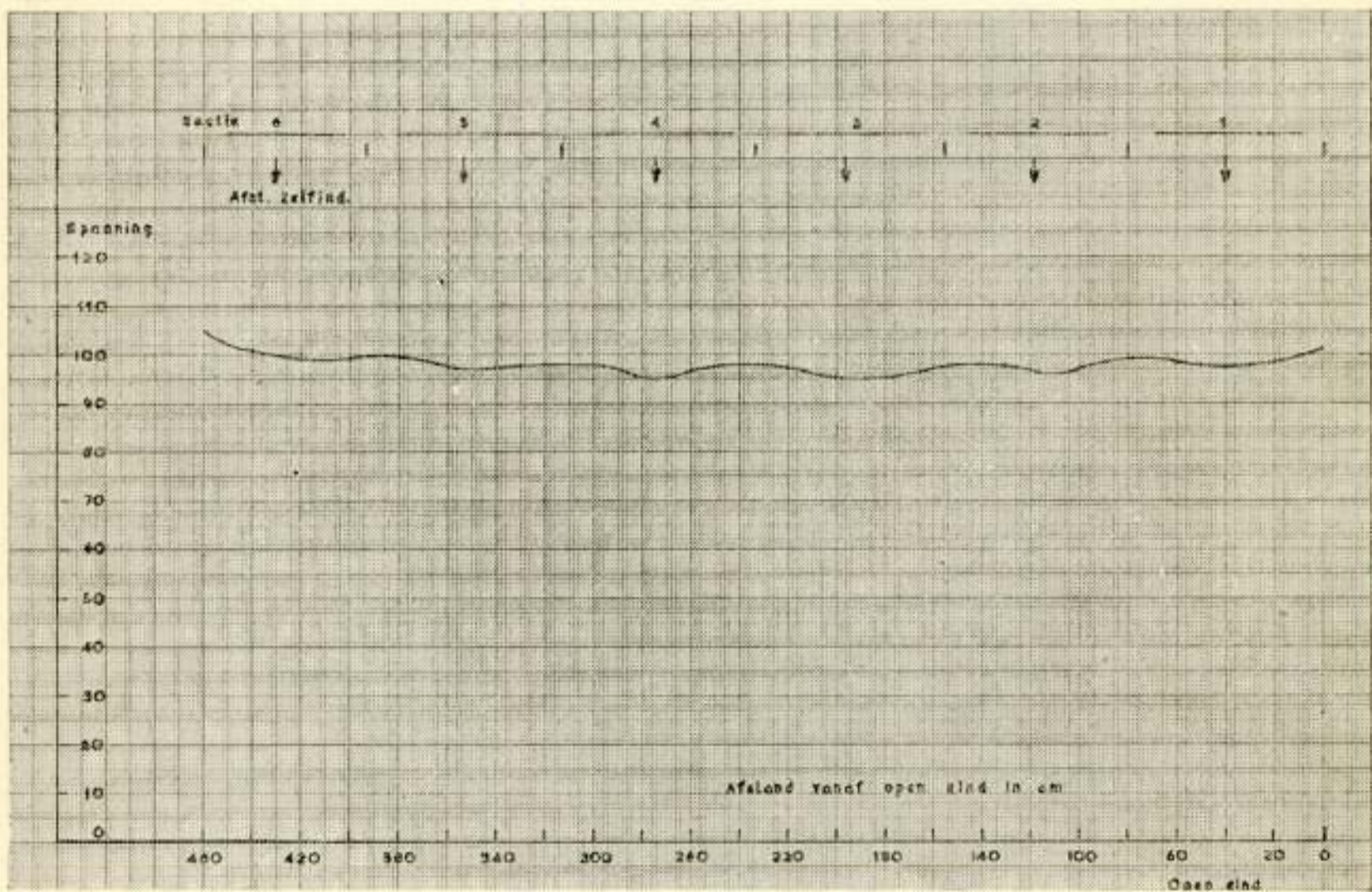


Fig. 16.

lel aan de charge capaciteit  $C_2$  naar de punten  $A$  en  $K$ , zowel door invloed van de serie capaciteit  $C_1$  op – als door de serie-zelfinductie  $L_2$  neergetransformeerd kan worden.

We kunnen afleiden, dat de gegeven transformatieverhouding, gedefinieerd als:

$$n^2 = \frac{R_{AK}}{R} \text{ wordt:}$$

$$n^2 = \frac{L_1^2}{(L_1 + L_2)^2} \frac{(C_1 + C_2)^2}{C_1^2}$$

Als we verhoudingsgetallen  $p$  en  $q$  invoeren, waarbij  $p = \frac{L_2}{L_1}$  en  $q = \frac{C_1}{C_2}$  wordt deze betrekking:

$$n^2 = \frac{1}{1 + p^2} \frac{(1 + q)^2}{q^2} \quad (9)$$

Het in deze formule gegeven verband is in fig. 18 grafisch voorgesteld.

Verder kunnen we afleiden, dat

$$L_1 = \frac{n}{\omega^2 C_2} \quad (10)$$

zodat  $L_1$  onafhankelijk is van de wijze waarop de transformatie tot stand komt.

Wanneer we voor  $L_2$  alleen de zelfinductie van het circuit

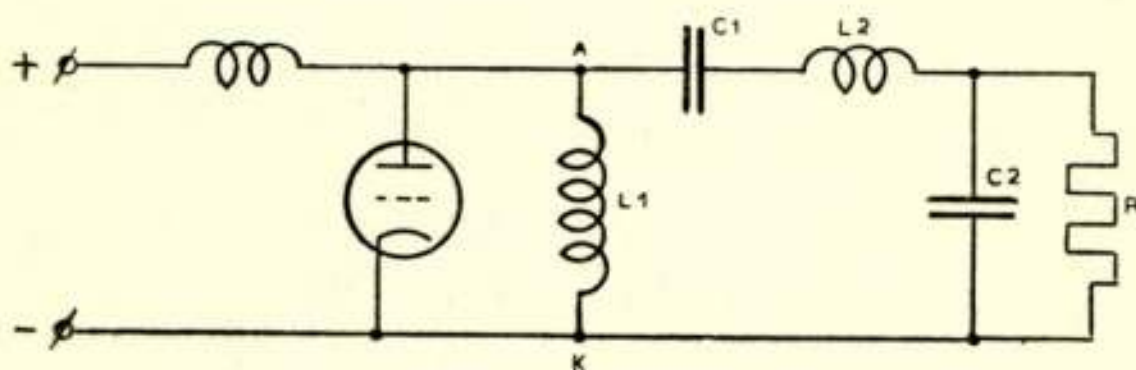


Fig. 17.

vanaf het punt  $A$  naar de charge en terug naar  $K$  nemen, kunnen we deze zelfinductie bepalen, zodat met de reeds bekende  $L_1$  ook de verhouding  $p$  vastligt. Uit (9) volgt dan ook met de gegeven  $n^2$  de  $q$ , zodat alle elementen bepaald zijn.

Bij een grote capaciteit van de charge, zoals die b.v. kan optreden bij het lijmen van multiplex in platen van  $2,5 \times 1,5$  m kan het bij de aangenomen maximale frequentie voorkomen, dat het circuit b.v. met het oog op een onnodig groot aantal kVA's en dus onnodig grote verliezen ongunstig wordt. We zullen dan de frequentie lager kiezen, echter weer niet zóveel, dat daardoor de veldsterkte in het materiaal te groot zou worden. Teneinde de generator voor charges van verschillende grootte geschikt te maken kunnen we  $C_1$  variabel uitvoeren. We zien, dat in het in fig. 17 gegeven circuit de charge deel uitmaakt van de frequentie bepalende kring. Dit is van belang met het oog op het verloop van de  $\varepsilon$  tijdens de verhitting. Wanneer we zoals in fig. 19 is aangegeven de charge met een zelfinductie afstemmen

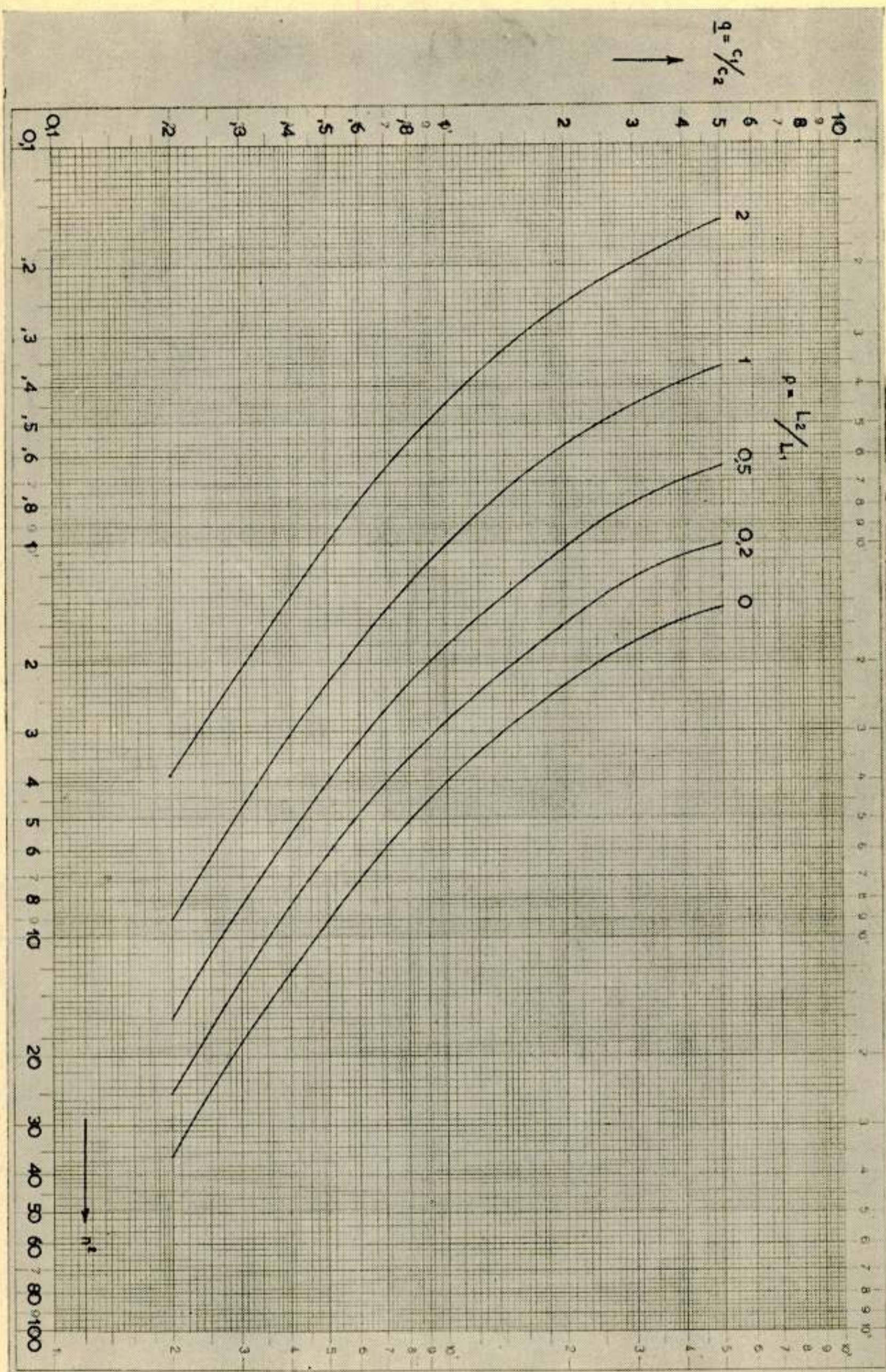


Fig. 18.

zijn we gedwongen de chargekring op de generatorfrequentie af te stemmen. We moeten dus tijdens de verhitting met de hand of automatisch bijregelen ofwel een sterke afname van het afgegeven vermogen accepteren.

Ook bij toepassing van het circuit volgens fig. 17 verloopt het afgegeven vermogen nog iets door de temperatuursvariatie van de  $\operatorname{tg} \delta$ . Bij gebruik van kleine generatoren is dit onbelangrijk, maar bij grote van b.v. 50 kW heeft het zin de aanpassing tijdens de cyclus automatisch constant te houden.

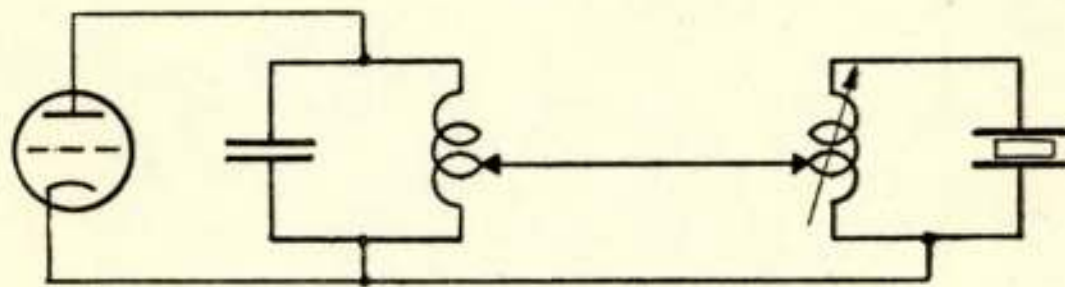


Fig. 19.

De H.F. diëlectrische verhitting staat nog aan het begin van haar ontwikkeling. Reeds hebben zich enkele toepassingen zoals bovengenoemd afgetekend. Nieuwe toepassingen als vulcanisatie van rubber, het aan elkaar smelten van plastics voor kleding, zijn in ontwikkeling. Vele andere toepassingen zijn in beginsel mogelijk en op laboratoriumschaal uitgevoerd.

## Verslag van de secretaris over 1947

Dit jaar kwam het Genootschap vier maal in een zitting bijeen.

De 78e zitting, tevens Algemene Vergadering, moest in verband met verwarmingsmoeilijkheden, ontstaan door de ongewoon strenge winter, worden uitgesteld tot 28 Maart. Als sprekers traden daarbij op *Ir J. L. van Soest* met het onderwerp: „Grensgevoeligheid” en *Ir H. J. Lindenhovius* met het onderwerp: „Recente ontwikkeling van Meetapparatuur voor zeer hoge frequenties.” Aanwezig waren 36 leden en 7 genodigden.

De 79e zitting, gehouden op 16 Mei, hield in een voordracht van *Jhr Dr Ir C. Th. F. van der Wijck* over: „Moderne één-zijband-apparatuur der P.T.T.”, in de middag gevolgd door een bezoek aan het Radiolaboratorium der P.T.T., waarbij o.m. de nieuwe één-zijband-apparatuur getoond werd. De voordracht werd bijgewoond door 34 leden en 13 genodigden; een ongeveer gelijk aantal nam deel aan de bezichtiging.

De 80e zitting, gehouden op 15 October, had als sprekers de res.-officier-vlieger der M.L.D. *J. van der Schaaff* over: „Ervaringen met luchtnavigatie- en -landingssystemen, en *Ir M. Staal* over: „Ervaringen met marine-radarinstallaties; toelichting op antennesystemen”. Hierbij waren aanwezig 48 leden en 22 genodigden.

Op de 81e zitting tenslotte, gehouden op 28 November, traden als sprekers op achtereenvolgens *Dr Ir L. Kosten* met een voordracht: „Over de oplossing van een bepaald waarschijnlijkheidsprobleem met behulp van een electrisch analogie-model” en ons erelid *Prof. Jhr Dr G. J. Elias* met een voordracht over: „Verschijnselen in ketens met niet-lineaire karakteristiek”. 29 leden en 9 genodigden bezochten deze zitting.

In de Algemene Vergadering werden de aftredende bestuursleden *Dr B. D. H. Tellegen* en *H. Wesselius Oncken* herkozen; in de plaats van de secretaris, *Dr J. L. van Soest*, die zich niet herkiesbaar stelde, werd, op voordracht van het Bestuur, *Ir J. Piket* gekozen. Op een spontaan voorstel van de vergadering, meer in het bijzonder van de heren *Bloemsma* en *Slikkerveer*, werd daarna de heer van Soest als blijk van erkentelijkheid der leden voor het vele succesrijke werk, dat hij in dit Bestuur in de voorafgaande 7 jaren had verricht, met algemene stemmen tot erelid gekozen.

Het Bestuur vergaderde dit jaar drie maal.

De omvang van de door het Genootschap georganiseerde examens voor radiotechnicus en radiomonteur en van de taak van de Examencommissie is dit jaar, door het steeds groeiend getal candidaten, weer groter geworden. In de voor- en najaarsexamens werden in totaal 551 candidaten geëxamineerd, waarvan er 80 (of 34%) slaagden voor radiotechnicus en 137 (of 43%) voor radiomonteur. Dit ongunstige resultaat was voor de examencommissie aanleiding aan het verslag van de najaarsexamens (dat in vele vakbladen wordt opgenomen) een beschouwing te verbinden over de oorzaken ervan. De veranderde omstandigheden hebben het noodzakelijk gemaakt, dat de verschillende reglementen en exameneisen

na de oorlog werden herzien. Als resultaat daarvan werden door het Bestuur dit jaar de nieuwe Reglementen voor de examens, voor de Examencommissie, en voor de Commissie van Toezicht op de examens vastgesteld. De herziening der exameneisen is nog in voorbereiding. Voor de Commissie van Toezicht zijn als nieuwe leden bereid gevonden Prof. Dr C. J. Bakker uit Amsterdam en Ir W. A. J. Liebert, van Radio-Holland. Daar het bestuurslid Prof. Huydts en de heer van Anrooy zijn uitgetreden bestaat deze commissie in 1948 uit de heren Bakker, Bouman en Liebert.

Als onderdeel van de herziening van de reglementaire grondslagen van het Genootschap is dit jaar ook een poging gedaan door het indienen van voorstellen tot wijziging van in hoofdzaak verouderde artikelen in de Statuten en het Reglement van Orde ook deze aan de veranderde omstandigheden aan te passen. Daar de voorgestelde veranderingen sommige leden echter niet ver genoeg gingen, en de procedure die hierbij reglementair gevolgd moet worden tijdrovend is, hebben zij dit jaar echter nog niet tot een resultaat geleid.

Het tijdschrift kon dit jaar voor het eerst na de oorlog weer in normale omvang (6 nummers) en op gezette tijden verschijnen. Behalve verslagen van gehouden voordrachten verschenen er artikelen van de hand van de Heren Vormer, Miedema, Mol en Witsenburg.

De Union Radioscientifique Internationale hield dit jaar geen congres. Niettemin ontplooidde zij activiteit als gevolg van een suggestie, die op het VIIe congres in Parijs in 1946 is gedaan, nl. om in internationaal verband te trachten waarnemingen van radio-amateurs voor wetenschappelijk onderzoek te gebruiken. Daartoe beval het U.R.S.I.-bestuur aan, om landelijke commissies van deskundigen voor dit doel uit de vertegenwoordigende comité's en genootschappen te vormen, dienende voor het tot stand brengen van het contact met de amateurs en voor het verwerken van hun waarnemingsmateriaal. Tegelijkertijd werden door de verschillende sub-commissies der U.R.S.I. mogelijke onderwerpen aanbevolen, vallende op het gebied van voortplanting van golven, storingen in en buiten onze atmosfeer. Met volledige erkenning van het nut dat het verzamelen van dergelijke waarnemingen, mits goed georganiseerd, voor de radiowetenschap en de meteorologie kan hebben, heeft het Bestuur in December ook voor het Genootschap een dergelijke contactcommissie geïnstalleerd, waarin de Heren van Dijk, Groenewold (K.N.M.I. te de Bilt), Polak en Roorda bereid waren zitting te nemen.

Een toenemende levendigheid in het internationaal contact blijkt ook uit het maandelijks orgaan van de U.R.S.I. Dit tijdschrift, waarvan het Genootschap 10 exemplaren krijgt toegewezen wordt door de secretaris thans regelmatig doorgezonden aan de afgevaardigden en verschillende belanghebbende instituten en bibliotheken.

De gezonde belangstelling, die het Genootschap geniet in de kringen van wetenschappelijke werkers in de radiotechniek, die in het vorig jaarverslag reeds werd onderstreept, is dit jaar onverzwakt blijven bestaan. De verdubbeling der contributie, tot f 10.— (behalve voor leden met inkomens beneden f 3500.—) schijnt voor belangstellenden geen hinderlijke rem te zijn.

Het ledental, dat aan het einde van het vorig jaar 167 bedroeg steeg in de loop van het jaar tot 200.

De secretaris,  
Ir J. PIKET

## Octrooien

*Openbaar gemaakt 15 December 1947:*

Octrooiaanvraag 93036 kl. 95b1h1, Marconi's Wireless T. Co., Anodespanningsmodulator met hoog rendement, met modulatorbuizen parallel aan en in serie met de hoogfrequent-versterkerbuizen en waarbij de hoogspanningsbron niet van een aftakking voorzien behoeft te zijn.

*Openbaar gemaakt 15 Januari 1948:*

O. A. 102592 kl. 95b2, Radio Corp., Schakeling voor frequentie-, faze- of amplitudemodulatie met behulp van een piëzo-electrisch kristal dat voorzien is van een stel hoofdelectroden en één of meer hulpelectroden, aan welke hulpelectroden een afgestemde kring is verbonden, waarvan de eigenfrequentie of de demping in afhankelijkheid van de modulatie wordt gevarieerd.

O. A. 96614 kl. 95c2, Radio Corp. Superheterodyne ontvangerinrichting voor fazegemoduleerde trillingen met een verbetering aan de frequentie-tegenkoppeling op de locale oscillator.

O. A. 105029 kl. 95h3, Philips. Inrichting voor het variëren van de demping van een afgestemde trillingskring zonder de afstemming te beïnvloeden, door middel van een verschuifbare kern in de zelf-inductiespoel, welke kern bestaat uit delen met onderling verschillende verlieshoek.

O. A. 99061 kl. 21c4a, P.T.T. Werkwijze voor het balanceren van een draaggolfkabel, ten doel hebbend het nog waarneembare verafoverspreken tussen de aderen van een zelfde stergroep te vermijden door compensatie van het spiraalkoppeleffect.

O. A. 98420 kl. 21a471c. Western Electric Co., Verbeteringen aan een frequentiemeter voor ultrakorte golven, bestaande uit een coaxiaal geleiderstelsel.

O. A. 108652 kl. 95n4m. Radio Corp. Kruisantennesysteem met verbetering aan het voedingssysteem, waarbij de elementen van dit laatste van tevoren nauwkeurig kunnen worden ingesteld.

## Boekbespreking

Toepassingen van de electronenbuis in ontvangtoestellen en versterkers. Boek I. H.F. en M.F. versterking, menging en detectie; door Dr B. G. Dammers, J. Haantjes, J. Otte en Ir H. van Suchtelen. 445 blz., 256 fig. Uitg. N.V. Meulenhoff & Co. Prijs f 13.80.

Dit boek is deel IV van de Philips' Technische Bibliotheek. Het zal worden gevolgd door Boek II en Boek III, resp. deel V en VI van genoemde bibliotheek. Boek II behandelt het L.F. gedeelte van ontvangers en versterkers en de voeding. Boek III gaat over storende nevenverschijnselen en het ontwerpen van ontvangers en versterkers.

De inhoud van dit boek beperkt zich tot de electronenbuis en haar onmiddellijke omgeving in het ontvangtoestel. De schrijvers behandelen wél kringen, bandfilters en transformatoren, doch niet antennes, spoelen, condensatoren en luidsprekers. Desondanks is de stof zo uitgebreid, dat zij in drie delen moest worden ondergebracht. Hieruit blijkt wel, dat de behandeling vrij grondig is. Men vraagt zich af, of het juist gezien is een klein deel van het ontvangtoestel niet te behandelen. Moet over de kleine rest dan een apart boek geschreven worden? Een boek, dat het gehele ontvangtoestel omvat, heeft toch ook wel reden van bestaan. In drie dikke delen hadden de schrijvers o.i. het nu weggelaten deel ook wel kunnen behandelen, waardoor een meer afgerond geheel zou zijn ontstaan. Een apart boek over het weggelaten gedeelte is noodzakelijkerwijze on-samenhangend. Een compleet boek zou noodzakelijk in herhaling van de in deze drie delen behandelde stof vervallen en dus nauwelijks economisch kunnen zijn.

Men moet respect hebben voor wat de schrijvers hier in gezamenlijken arbeid gepresteerd hebben. Wij staan hier voor een in Nederland eerste poging om grote delen van de ontvangtechniek zeer degelijk te behandelen. Het niveau ligt zo hoog, dat alleen ter dege geschoolde radiotechnici, of lieden met meer technische en mathematische vóórontwikkeling het geheel zullen kunnen appreciëren. Overigens doen de schrijvers hun best alles volledig uit te leggen, zodat wie de moeite er voor over heeft het boek grondig door te nemen, zelf niet veel hoeft uit te vinden. Er is natuurlijk gebruik gemaakt van veel materiaal, dat in diverse tijdschriftartikelen verspreid was. De samenvatting in een boek maakt deze materie gemakkelijk bereikbaar voor de jongere technici.

Van een beoordelaar wordt gewoonlijk verwacht, dat hij ook zijn critiek geeft. Wij willen ons in hoofdzaak beperken tot enige opmerkingen van meer algemeen belang. Zij betreffen zaken, waar helaas door verschillende schrijvers tegen gezondigd wordt. Zo hebben wij tot onze spijt moeten vaststellen, dat hier en daar nog afgeweken wordt van de genormaliseerde symbolen voor verschillende grootheden. Zo wordt b.v.  $P$  gebruikt voor energie (arbeid), terwijl dit symbool voor vermogen gereserveerd is (N 1269).  $W$  wordt gebruikt voor vermogen, terwijl  $W$  gereserveerd is voor arbeid.  $P$  komt van power, puissance.  $W$  komt van work, werk. (zie blz. 020 en 021).

De schrijvers hebben het aangedurfd te spreken van versterkbuizen, voor welk woord wij zeer veel voelen. Men vraagt zich af, waarom ook niet allerlei andere woorden, die onnodig lang zijn, werden verkort. Wij denken aan versterkfactor,



verzwakfactor, trilkring, vervangschema, enz. Deze woorden voldoen o.i. zeer in het gebruik.

Zeer gevaarlijk en in een boek als het onderhavige in het geheel niet te billijken, komt het ons voor, dat niet steeds de eenheden vermeld zijn na getalwaarden van benoemde grootheden. Hoewel op blz. 14 staat, dat bij de vermelde getalwaarden van  $r/L$  de weerstand in ohm en de zelfinductie in henry moet worden gemeten, wordt dit in de rest van het boek vrijwel nergens herhaald. Juister lijkt ons elke getalwaarde van  $r/L$  te laten volgen door  $\Omega$  H.

Ook van de cirkelfrequentie  $\omega$  wordt de eenheid (rad./sec) niet vermeld in menig geval. (zie b.v. blz. 27, r. 9 v. b.).

De behandeling van afgestemde en gekoppelde kringen neemt uiteraard tamelijk veel ruimte in. Door de gehele afleiding heen worden  $\delta$  en  $\beta$  naast elkaar aangehouden als het reële en het imaginaire deel van een complexen factor. Aan het einde wordt dan echter toch  $\beta/\delta$  ingevoerd omdat dit gelegenheid geeft tot genormaliseerde voorstelling van de gehele theorie der gekoppelde e.a. kringen. Men vraagt zich af, of de behandeling niet wat eenvoudiger en meer in overeenstemming met internationale gebruiken zou worden, als reeds in den aanvang  $\beta/\delta$  en  $K/\delta$  als de wezenlijke veranderlijken van het probleem waren ingevoerd. Het praktisch nut van het aanhouden van  $\delta$  en  $r/L$  in plaats van de verwante grootheid  $Q$  is ons niet duidelijk kunnen worden. (zie de noot onder aan blz. 13). Als wij in Nederland een methode willen volgen, die afwijkt van wat in andere landen gebruikelijk is, moet dit minstens op degelijke gronden berusten, die dan ook naar voren moeten komen.

Bij de behandeling van cascadeschakelingen van verscheidene kringen (§ 6) komt niet tot uiting, dat het hier een unilaterale koppeling betreft. In ieder geval moet de terugwerking zeer gering zijn.

Een enkele „slip of the pen” is ons opgevallen. Op blz. 14 r. 15 v. b. staat n.l. cijfers, waar getallen bedoeld wordt en getalswaarden wellicht juister zou zijn. Op blz. 26, r. 3 v. b. staat verlieshoek, i.p.v. verlieshoeken. Slordig wordt omgesprongen met de betekenis van het woord: gemiddelde. Soms wordt hieronder verstaan het rekenkundig gemiddelde en op andere plaatsen het meetkundig gemiddelde.

De gemaakte opmerkingen betreffen slechts kleine details en het is niet de bedoeling dat zij den indruk wekken, dat het hier belangrijke tekortkomingen geldt. Met belangstelling zien wij uit naar het verschijnen van de volgende delen. Zij zullen de Nederlandse radioliteratuur zeker zeer belangrijk verrijken. De uitvoering, zowel papier als band, is gelukkig weer beter dan wij dat in de jaren van de bezetting wel gezien hebben bij andere delen van het werk.

Bl.

J. Roorda Jr, *Radiotechniek*. Handboek voor de studie van radio zend- en ontvangtechniek. 5e geheel bijgewerkte en verbeterde druk. N.V. Uitg. Mij. „Kosmos”, Amsterdam-Antwerpen. 1947. 488 blz. 249 fig. Prijs geb. f 10.50.

In dit werk worden de fundamentele problemen van vrijwel het gehele gebied der radiotechniek behandeld. In deze 5e druk zijn enkele onderwerpen, die de laatste jaren groter betekenis hebben gekregen, opgenomen of uitgebreid, zoals trillingen met zeer hoge frequentie, de nieuwe methoden van opwekken, versterken en voortgeleiden van deze trillingen en frequentiemodulatie.

Na een korte historische inleiding worden behandeld: electromagnetische stra-

ling, het opwekken van elektrische trillingen, trillingsketens, radio-buizen en hun toepassingen, gemoduleerde trillingen, detectie, antennes, ontvangtoestellen, zendinrichtingen en het ontwerpen van onderdelen en toestellen.

De stof is op eenvoudige wijze voorgedragen. Vanzelfsprekend wordt wel gewerkt met complexe getallen, doch overigens wordt slechts zeer weinig elementaire wiskunde kennis ondersteld. Daardoor was het in vele gevallen niet mogelijk, afleidingen en berekeningen te geven, doch moest worden volstaan met het mededelen van de resultaten of een omschrijving en verklaring der optredende verschijnselen, die het fysische gebeuren aannemelijk maken. Door de enigszins populaire behandeling van verschillende onderwerpen, waarbij berekeningen achterwege moesten blijven, zijn niet alle beschouwingen volkomen verantwoord. Waar staat: „het is gemakkelijk in te zien” of „het kan gemakkelijk worden aangetoond” zal de lezer dit wel eens niet gemakkelijk vinden. Waar wel afleidingen, berekeningen en formules worden gegeven, kunnen deze in vele gevallen beknopter en daardoor duidelijker en overzichtelijker worden geformuleerd.

Zo komt b.v. nadat  $\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$  is ingevoerd, nog herhaaldelijk  $\omega L - \frac{1}{\omega C}$  voor, waar de formules veel compacter zouden worden door van  $\beta$  gebruik te maken. Hier en daar zou, ook zonder te vervallen in lastige berekeningen, de verklaring uitvoeriger en duidelijker kunnen zijn, zoals b.v. bij diode-detectie.

Aan het slot van het boek zijn, als aanhangsel, enkele bladzijden gewijd aan: „inleiding tot de symbolische rekenwijze voor de oplossing van wisselstroomvraagstukken”. Deze beschouwingen zijn wel erg summier; enkele bladzijden meer zouden evenwel voldoende geweest zijn om een geheel verantwoorde verhandeling over deze materie te geven, zo, dat men na bestudering ook in staat is, behoorlijk met complexe getallen te kunnen werken. Deze rekenwijze wordt hier „de symbolische rekenwijze” genoemd; doch als men een stroom of een spanning voorstelt door een reëel getal of door een willekeurige letter, is dat even goed symboliek als wanneer men deze grootheden voorstelt door complexe getallen. De wijze, waarop hier de voorstelling van wisselstroomgrootheden door complexe getallen wordt voorgedragen, suggereert inderdaad een geheimzinnige symboliek, doch in werkelijkheid schuilt er niets geheimzinnigs in.

Bij verschillende andere detailpunten zou men ook nog wel opmerkingen kunnen maken, doch ook deze nieuwe druk van dit bekende werk, dat de fundamentele problemen van de radio-techniek op eenvoudige wijze behandelt, verstaanbaar voor ieder, die de radiotechniek beoefent, zal weder velen van dienst kunnen zijn bij de bestudering van deze omvangrijke en soms lastige stof.

W.

## Ontvangen Tijdschriften enz.

*Journal of the Franklin Institute*, Januari, Februari 1948.

*Wireless Engineer*, Februari, Maart 1948.

*Smithsonian Institution, from the reports*, Visible patterns of sound,  
by Ralph K. Potter.

*Proceedings of the General Assembly in Paris*, 1946, U.R.S.I.

*Bulletin Mensuel U.R.S.I.* Februari 1948.

*Radio Revue*, Maart 1948.

*De Ingenieur*, Jrg. 60, Nrs 6-12.

*Radio Expres*, Jrg. 25, Nrs 3-5.

*Het P.T.T. bedrijf*, Jrg. 1, 1947-48, Nr 3.