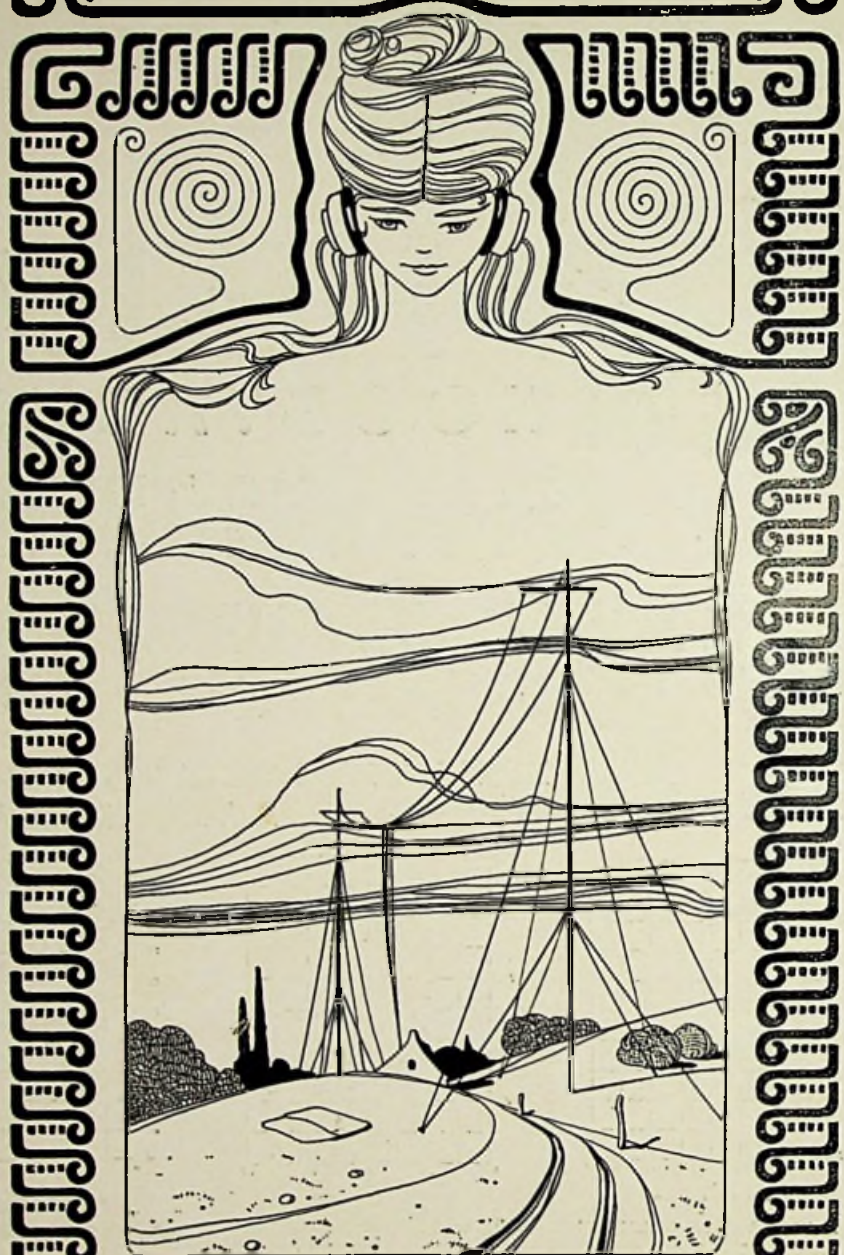


# RADIO-NIEUWS



ORGAAN van de  
NED. VER. voor RADIOTELEGRAFIE.



# PHILIPS

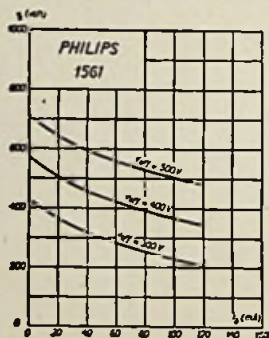
## HOOGVACUUM

### GELIJKRICHTBUIZEN

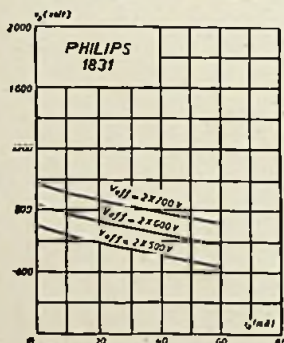


VOOR DUBBELFASIGE  
GELIJKRICHTING,

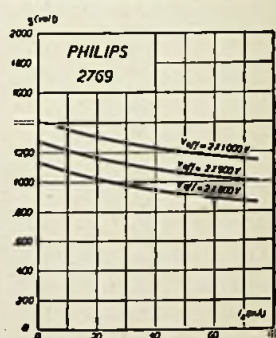
ZIJN IN HET BIJZONDER GESCHIKT VOOR  
VOEDING VAN VERSTERKERLAMPEN



**1561 VOOR**  
12 WATT VERSTERKERLAMPEN  
ZOOALS E 443 N, E 408 N.



**1831 VOOR**  
25 WATT VERSTERKERLAMPEN  
ZOOALS F 410, F 443



**2769 VOOR**  
GROOTERE VERSTERKERLAMPEN  
ZOOALS M C 1/50

# N.V. PHILIPS' RADIO



# Radio-Nieuws.

ORGAAN VAN DE NED. VER.

Onder Redactie van J. CORVER,  
BURNIERSTRAAT 38,  
DEN HAAG.



VOOR RADIO-TELEGRAFIE.

Uitgever: N. VEENSTRA,  
LAAN VAN MEERDERVOORT 30,  
DEN HAAG, Tel. 332112.

Abonnementsprijs voor niet-leden f 9.— per jaargang van 12 nummers. Buitenland f 10.—  
Leden der Vereeniging (contributie f 8.— per jaar) ontvangen het maandblad gratis.  
Secretaris-Penningmeester: B. Slikkerveer, Obrechtstraat 104/6, den Haag.

INHOUD: Een eenvoudig vervangingsschema voor een inductief teruggekoppelde lamp en eenige toepassingen. — De afstemkromme van het Vreelandfilter. — Het neutrodyniseren van schermrooster-hoogfrequentlampen. — Radioloodsballonnetjes. — Kabelnetten voor Radio Centrales. — Financieel verslag der N. V. V. R. over 1930. — Openbaar gemaakte octrooiaanvragen.

## Een eenvoudig vervangingsschema voor een inductief teruggekoppelde lamp en eenige toepassingen.

Door Ir. J. M. OP DEN ORTH.

Omtrent den invloed van een teruggekoppelde lamp, bv. een teruggekoppelden detector, op den gedempten trillingskring tusschen rooster en kathode van die lamp, bestaat niet overal een helder inzicht. Veelal schijnt men te meenen, dat, indien de demping bv. gevormd wordt door een weerstand in serie met de afstemspoel, dat dan een geleidelijke toeneming der terugkoppeling eigenlijk precies hetzelfde effect heeft als een geleidelijke uitschakeling van dien weerstand. Corver sprak er echter in „Radio Nieuws” van Jan. 1931, blz. 25 e.v. reeds zijn twijfel over uit, of deze opvatting wel houdbaar was. We zullen trachten in het volgende de inzichten in deze kwesties te verduidelijken.

In fig. 1 hebben we de schakeling van een inductief teruggekoppelde lamp aangegeven, waarbij alle niet direct ter zake doende elementen weggelaten zijn. We nemen aan, dat het rooster zooveel negatieve voorspanning heeft, dat er normaal geen roosterstroom optreedt en verder denken we ons de anodespanning zoodanig ingesteld, dat wij op het rechte deel der karakteristiek werken. Onze beschouwingen gelden dus alleen streng, zoolang we aan

deze voorwaarden blijven voldoen. Voor een teruggekoppelden detector gelden zij dus slechts in eerste benadering, daar dan of roosterstroom vloeit, of de anodestroomkarakteristiek gebogen is. Indien we echter een afzonderlijke lamp nemen voor de terugkop-

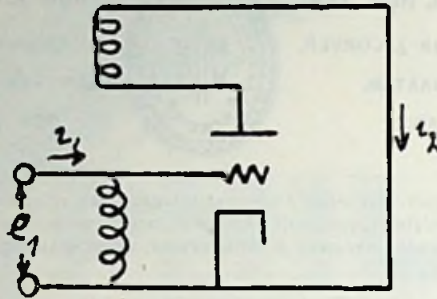


Fig. 1

peling, kunnen we de schakeling wel zoodanig inrichten, dat aan de genoemde voorwaarden geheel voldaan wordt, ten minste zoolang de toegevoerde wisselspanningen onder een bepaalde grens blijven en er geen genereeren optreedt.

Stellen we de spanning tusschen rooster en kathode  $e_1$ , de impedantie tusschen die twee punten  $r_1 + j \omega L_1$ , den stroom door die impedantie  $i_1$ ; verder de totale impedantie van de plaatketen  $r_2 + j \omega L_2$ , den anodewisselstroom  $i_2$ , de wederzijdsche zelf-inductie tusschen de beide spoelen  $M$  en den versterkingsfactor van de lamp  $k$ .

Dan is gemakkelijk in te zien, dat voor den roosterkring geldt:

$$e_1 = i_1 (r_1 + j \omega L_1) + j \omega M i_2. \quad . \quad . \quad (1)$$

terwijl voor den plaatkring geldt:

$$k e_1 = i_2 (r_2 + j \omega L_2) + j \omega M i_1. \quad . \quad . \quad (2)$$

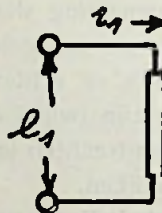


Fig. 2

Door substitutie van  $i_2$  leiden we hieruit af:

$$\frac{e_1}{i_1} = \frac{(r_1 + j \omega L_1) (r_2 + j \omega L_2) - \omega^2 M}{r_2 + j \omega L_2 - j \omega k M}$$

Precies ditzelfde verband bestaat ook in fig. 2 tusschen  $e_1$  en  $i_1$ , indien daarin de impedantie  $Z$  slechts gelijk is aan

$$Z = \frac{(r_1 + j \omega L_1)(r_2 + j \omega L_2) - \omega^2 M}{r_2 + j \omega L_2 - j \omega k M} \quad (3)$$

D.w.z., we kunnen de schakeling volgens fig. 1 vervangen denken door de schakeling volgens fig. 2, mits we aan  $Z$  de door vergelijking (3) bepaalde waarde geven. Met deze vervangingsimpedantie kunnen we verder op de gewone wijze rekenen; principiele moeilijkheden doen zich daarbij niet voor.

Indien we een vaste koppeling tusschen  $L_1$  en  $L_2$  onderstellen, zoodanig dat  $L_1 L_2$  bij benadering gelijk is aan  $M^2$ , dan vereenvoudigt verg. (3) zich tot:

$$Z = \frac{j \omega L_2 r_1 + j \omega L_1 r_2}{r_2 + j \omega L_2 - j \omega k M} \quad (4)$$

Aan deze onderstelling zal bij detectorterugkoppeling vaak niet voldaan worden. Waar het ons hier echter in dat geval niet in de eerste plaats om kwantitatieve resultaten, maar om inzichten te doen is, schijnt die onderstelling alleszins gerechtvaardigd, omdat in het geval van een vaste koppeling de karakteristieke eigenschappen van de terugkoppeling het duidelijkste en het eenvoudigste naar voren treden.

Nemen we verder nog aan, dat de spoel  $L_1$  verliesvrij is en noemen we de transformatieverhouding van den door  $L_1$  en  $L_2$  gevormden transformator  $u$  (dus  $L_2 = u^2 L_1$  en  $M = u L_1$ ), dan kunnen we verg. (4) herleiden tot:

$$Z = \frac{j \omega L_1 r_2}{r_2 + j \omega u L_1 (u - k)} \quad (5)$$

of:

$$\frac{1}{Z} = \frac{r_2 + j \omega u L_1 (u - k)}{j \omega L_1 r_2} = \frac{1}{j \omega L_1} + \frac{u(u - k)}{r_2} \quad (6)$$

Noemen we  $\frac{r_2}{u(u - k)} = R$ , dan vinden we

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{j \omega L_1} + \frac{1}{R} \quad (7)$$

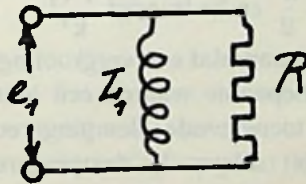


Fig. 3

d.w.z.  $Z$  bestaat uit de parallelschakeling van de spoel  $L_1$  en een weerstand  $R$ . De terugkoppeling komt er dus op neer, dat parallel



aan de spoel  $L_1$  een weerstand  $R$  wordt geschakeld, waarvan de waarde bepaald wordt door

$$R = \frac{r_2}{u(u - k)} \quad (\text{zie fig. 3})$$

Het verloop van  $R$  als functie van  $u$  wordt aangegeven in fig. 4.

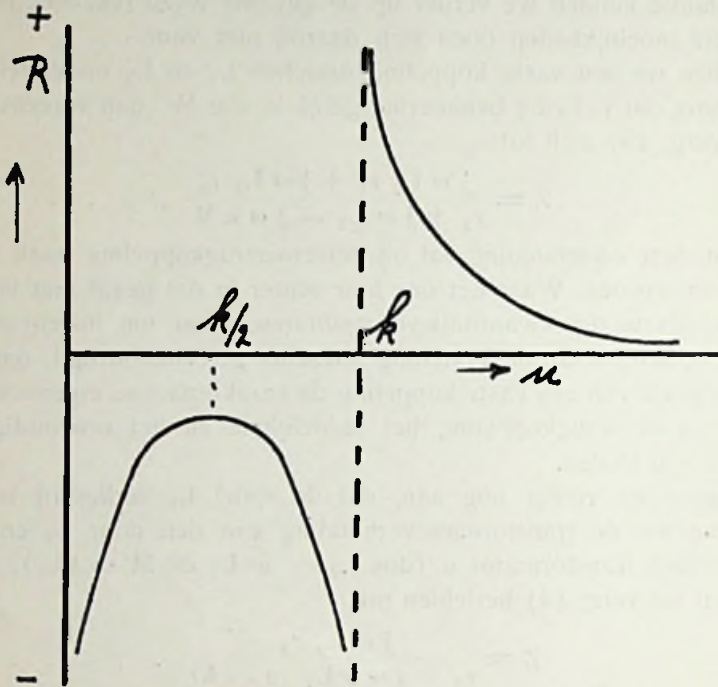


Fig. 4

Voor  $u = 0$  nadert deze waarde van  $R$  tot min oneindig.  $R$  blijft negatief voor alle waarden van  $u$  kleiner dan  $k$ . Voor  $u = k$  wordt  $R$  weer oneindig en voor deze waarde oefent de teruggekoppelde lamp dus geen enkelen invloed op den trillingskring uit. Voor  $u$  grooter dan  $k$  wordt  $R$  positief. De kleinste negatieve waarde van  $R$  wordt bereikt bij  $u = \frac{k}{2}$  en bedraagt  $\frac{4 r_2}{k^2}$ .

Het doet ons vreemd aan, dat een vergrooting van de terugkoppelspoel slechts tot een bepaalde waarde een toenemenden negatieven weerstand, dus een toenemende dempingsreductie geeft, en dat boven die waarde niet alleen de dempingsreducerende werking afneemt, maar dat bij een nog verdere vergrooting der terugkoppelspoel de teruggekoppelde lamp zelfs een positieve demping gaat uitoefenen. Een blik op fig. 5, waarin we de teruggekoppelde lamp als een generator met een E. M. K. gelijk aan  $k e$ , geteekend hebben,

heldert de situatie echter volkomen op. Uit deze figuur volgt onmiddellijk, dat de generator energie in het net terugvoedt, indien  $k e_1$  grootter is dan  $u e_1$ . Maken we echter  $u e_1 = k e_1$ , dan vloeit door

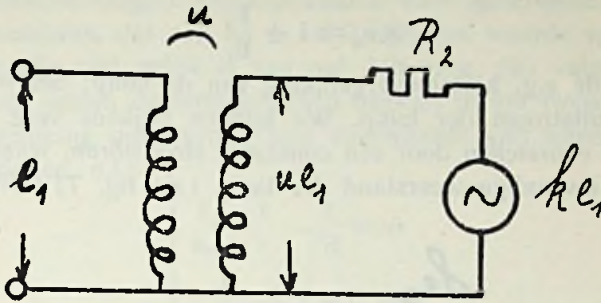


Fig. 5

$R_2$  geen stroom en de transformator werkt onbelast. Voor  $u e_1$  grootter dan  $k e_1$  keert de stroom van richting om en de generator neemt energie uit het net op.

We zullen nu in eenige gevallen den invloed van een inductief teruggekoppelde lamp op den voorafgaanden hoogfrequentversterkingstrap nagaan en kiezen daartoe in de eerste plaats het geval, dat  $L_1$  en  $C$  (zie fig. 6) verliesvrij zijn en dat de demping te weeg-

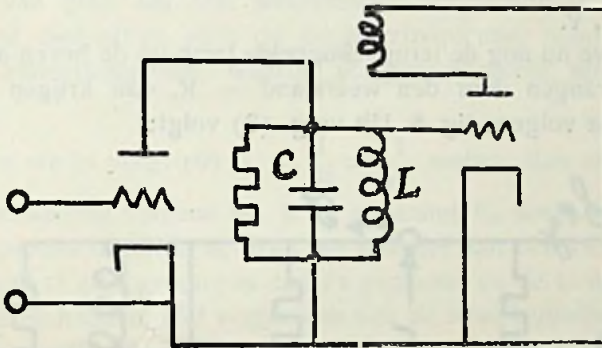


Fig. 6

gebracht wordt door een Ohmschen weerstand parrallel aan de LC keten. Dit zou zich b.v. kunnen voordoen bij parallelvoeding over een weerstand, waarbij een zeer groote blokkeeringscondensator, die dus als een kortsluiting opgevat kan worden, gebruikt wordt.

De berekening wordt iets eenvoudiger, indien we de hoogfrequentlamp niet, zooals gebruikelijk, opvatten als een generator met een *constante spanning*  $k e_1$ , waarmee *in serie* de inwendige

weerstand  $R_i$ , waarvoor dan, zooals bekend, geldt  $ke_x = E_u + R_i I$ , de z.g. nullastvergelijking, maar gebruik maken van de hieruit met behulp van een deeling door  $R_i$  af te leiden vergelijking

$$S e_x = I + \frac{E_u}{R_i} \dots \dots \dots (8)$$

Dit is de z.g. kortsluitvergelijking van de lamp;  $Se_x$  is immers de kortsluitstroom der lamp. We kunnen blijkens verg. (8) de lamp ook voorstellen door een constante *stroombron*, waaraan *parallel* de inwendige weerstand der lamp (zie fig. 7). Uitvoeriger

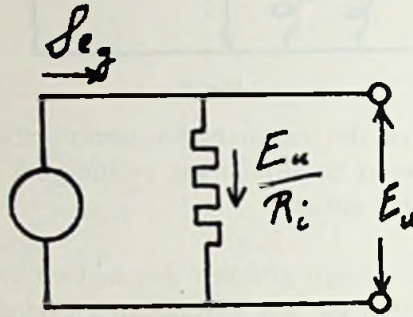


Fig. 7

is dit te vinden in Barkhausen: Elektronenröhren, Band I, 4e druk, blz. 144 e. v.

Indien we nu nog de teruggekoppelde lamp op de boven afgeleide wijze vervangen door den weerstand —  $R$ , dan krijgen we dus het schema volgens fig. 8. Uit verg. (8) volgt:

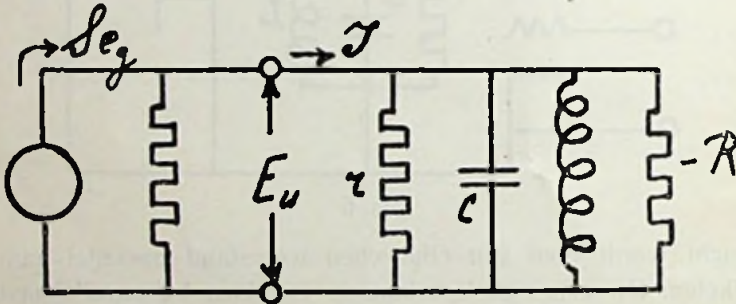


Fig. 8

$$S e_x = \frac{E_u}{Z} + \frac{E_u}{R_i}$$

waarin  $Z$  de totale uitwendige impedantie voorstelt en hieruit is af te leiden:



$$S e_g = E_a \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{r} - \frac{1}{R} + \frac{1}{j \omega L} + j \omega C \right) \dots (9)$$

Laten we eerst nagaan, hoever we kunnen terugkoppelen voor we genereeren krijgen. De voorwaarde voor genereeren kan men zoo formuleeren, dat ook bij  $e_g = 0$  toch een waarde van  $E_a$  kan optreden, die niet gelijk is aan nul. Uit verg. (9) volgt, dat dit alleen kan, indien de term tusschen haakjes in het tweede lid van die vergelijking nul wordt. Deze voorwaarde valt uiteen in twee vergelijkingen, n.l.:

$$\begin{cases} \frac{1}{R_1} + \frac{1}{r} - \frac{1}{R} = 0 \\ \frac{1}{j \omega L} + j \omega C = 0 \end{cases}$$

Uit de eerste vergelijking leiden we af, hoe sterk we terug moeten koppelen, n.l. zoover, tot de negatieve weerstand gelijk is, op het teeken na, aan de parallelschakeling van den weerstand  $r$  en den inwendigen weerstand der hoogfrequentlamp. De tweede vergelijking geeft ons de frequentie waarin het systeem gaat trillen. Dit blijkt de resonantiefrequentie van de LC keten te zijn. Men kan aantoonen, dat we zodoende ook de eenige mogelijkheid voor genereeren gevonden hebben.

Op te merken valt, dat de frequentie, waarin het systeem gaat trillen, van geen der drie weerstanden afhankelijk is. Dat geldt overigens niet alleen voor de genereerfrequentie, maar ook voor iedere afstemfrequentie, waarbij de genereergrens nog niet bereikt is.

Indien we in verg. (9)  $\frac{1}{r} - \frac{1}{R} = \frac{1}{r^1}$  stellen, dan zien we, dat in de schakeling volgens fig. 8 de spanning  $E_a$  voor alle waarden van  $\omega$  precies dezelfde is, alsof we parallel aan den LC kring den weerstand  $r^1$  (die grooter is dan  $r$ ) geplaatst en de terugkoppeling weggelaten hadden. *Het vergrooten van de terugkoppeling in fig. 8 komt dus volkomen overeen met een vergroting van den parallelweerstand  $r$ .* Een practisch resultaat leiden we hieruit onmiddellijk af: bij parallelvoeding als boven uiteengezet, kunnen we  $r$  gerust zeer klein nemen (echter op fig. 4 letten!), mits we slechts een teruggekoppelde lamp er op laten volgen. Voor wisselstroom hebben we dan toch met een zeer hoogen weerstand te doen, terwijl voor gelijkstroom de voordeelen van den lagen weerstand behouden blijven.

In fig. 9 zijn twee resonantiekrommen geteekend voor de schakeling volgens fig. 8, de eene met, en de andere zonder terugkoppeling.

Het merkwaardige is, dat de afstemfrequentie in beide gevallen geheel dezelfde is.

Voor  $r = R$  wordt de uitwendige impedantie oneindig groot voor de afstemfrequentie en dus levert de hoogfrequentversterker dan geen stroom meer.

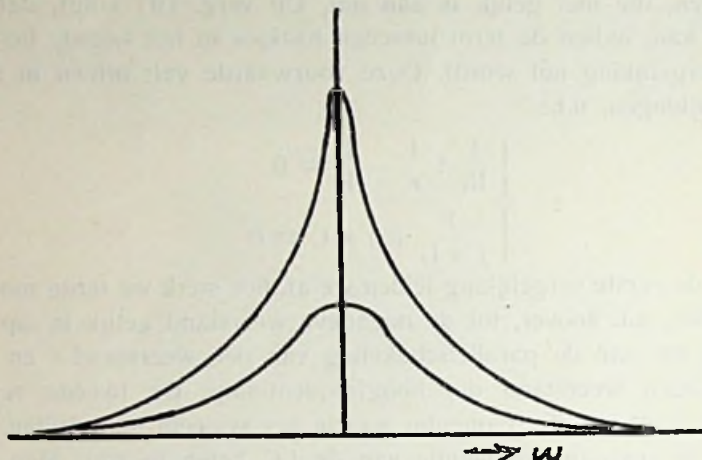


Fig. 9

Hij werkt derhalve als *ideaal relais*: de trillingen in den trillingskring worden immers door de hoogfrequentlamp bestuurd, zonder dat de lamp energie aan den kring behoeft over te dragen. De spanning over dien kring is dan  $E_u = S e_g$ .  $R_i = k e_g$ . Wordt  $R$  nog kleiner, dan keert de stroom  $I$  van richting om; de teruggekoppelde lamp gaat stroom sturen door de hoogfrequentlamp. Genereeren treedt eerst op, indien we  $R$  zoover verkleinen, dat zooals we boven hebben afgeleid,  $\frac{1}{R_i} + \frac{1}{r} = \frac{1}{R}$  wordt.

Een merkwaardig geval krijgen we, indien  $R = R_i$  wordt, waaruit volgt:

$$S e_g = E_u \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{j \omega L} + j \omega C \right).$$

De term in het tweede lid stelt niets anders voor dan de som van de stroomen door  $r$ ,  $L$  en  $C$ , dus den totalen stroom, welke aan de impedantie, bestaande uit de parallelschakeling van  $r$ ,  $L$  en  $C$  toegevoerd wordt. Deze totale stroom is dus gelijk aan  $S e_g$ , d.w.z. de kortsluitstroom van de hoogfrequentlamp. Deze stroom is dus *totaal onafhankelijk van de grootte van die impedantie, dus geheel frequentieonafhankelijk*.

Intusschen is dit verschijnsel op zich zelf zeer merkwaardig, maar voor hoogfrequentversterkers in de bovenaangegeven schakeling niet van veel belang. Wij kunnen echter aantoonen, dat we dien toestand niet alleen kunnen krijgen bij de bepaalde impedantie, die we in fig. 8 hadden, maar dat hij bij iedere willekeurige impedantie kan optreden. Immers in fig. 10 geldt:

$$S e_g = \frac{E_u}{R_i} + I_z - \frac{E_u}{R}$$

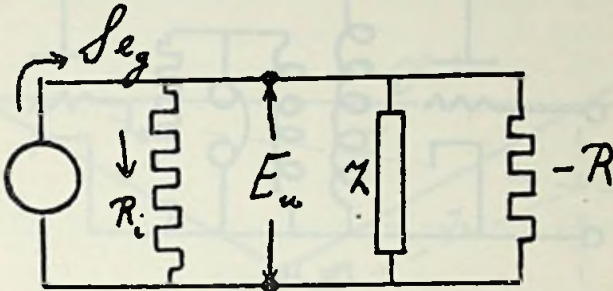


Fig. 10

In deze vergelijking valt voor  $R = R_i$  de eerste term in het tweede lid tegen den derden term weg en we vinden:

$$I_z = S e_g.$$

Door den negatieven weerstand wordt evenveel stroom aan de impedantie toegevoerd als door  $R_i$  aan  $S e_g$  wordt onttrokken, met het gevolg, dat de som van de door de hoogfrequentlamp en den negatieven weerstand aan  $Z$  geleverden stroom precies gelijk is aan  $S e_g$ .

Dit principe schijnt van veel belang voor de *eindversterking*, omdat het zoodoende mogelijk is een stroom door den luidspreker te sturen, welke volkomen onafhankelijk is van de impedantie van den luidspreker, d.w.z. men kan op deze manier een *volkomen frequentieonafhankelijke eindversterking bereiken*. Men behoeft daartoe slechts in fig. 6 den weerstand  $r$  en de capaciteit  $C$  te vervangen door den luidspreker. Voorwaarde voor een goede werking is dan nog, dat de spoel  $L$  een impedantie heeft, die groot is ten opzichte van de luidsprekerimpedantie.

Men is bij de toepassing van dit principe natuurlijk niet gebonden aan de schakeling volgens fig. 6. Zoo zal men er in het algemeen, met het oog op de beperkte roosterruimte van de terugkoppellamp, de voorkeur aan geven de terugkoppeling te regelen door de aan het rooster van die lamp toe te voeren trillingen te veranderen. Men kan dan de koppeling tusschen terugkoppelspoel en roosterspoel



onveranderlijk maken. Een aantrekkelijke schakeling levert fig. 11, waar van den vaak toch aanwezigen uitgangstransformator zoodanig gebruik gemaakt wordt, dat een afzonderlijke terugkoppeltransformator niet noodig is. Over den luidspreker is een potentiometer geschakeld, waarmee men een instelbare spanning aan het rooster der terugkoppellamp toevoert. De plaat van deze lamp is direct met de plaat der eigenlijke eindlamp verbonden.

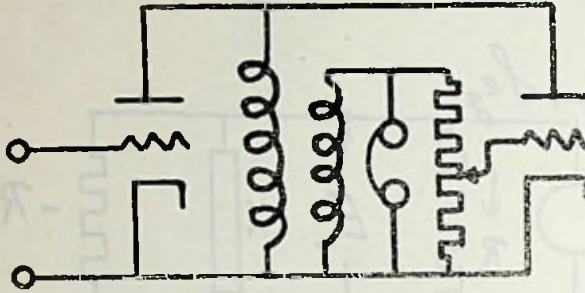


Fig. 11

Hoewel uit het voorgaande de werking van deze schakeling wel duidelijk zal zijn, is het misschien toch niet ongewenscht, om hier nog een andere afleiding, los van het bovenstaande, te geven. We stellen ons in fig. 11 de beide lampen als generator voor en krijgen zoo fig. 12, waarin  $Z$  de luidsprekerimpedantie, aan den primairen

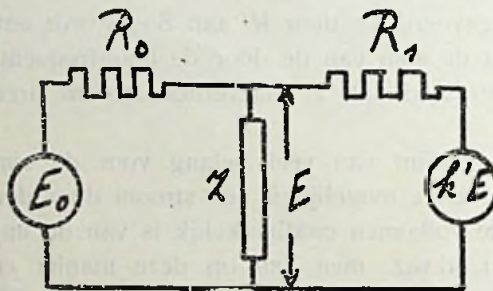


Fig. 12

kant van den transformator gemeten, voorstelt. De rechtsche generator levert dan de spanning  $k^1 E$ , waarin  $k^1$  een evenredigheidsfactor is, waarin de transformatieverhouding van den uitgangstransformator, de aftakking van den potentiometer en de versterkingsfactor van de lamp verdisconteerd zijn.  $E_0$  levert dan een stroom

$$I_0 = \frac{E_0 - E}{R_0} \text{ en } k^1 E \text{ levert een stroom } I = \frac{(k^1 - 1) E}{R_1}.$$

$$\text{De som van beide is } I = I_0 + I_1 = \frac{E_0}{R_0} - \frac{E}{R_0} + (k^1 - 1) \frac{E}{R_1}$$

$I$  wordt constant, indien  $\frac{1}{R_0} = \frac{k^1 - 1}{R_1}$ .

De constante waarde bedraagt  $\frac{E_0}{R_0}$ , d.w.z. de korstluitstroom van de eigenlijke eindlamp. Daar de stroom door  $Z$  constant is, zal ook de stroom door den eigenlijken luidspreker constant zijn, indien we een goeden uitgangstransformator gebruiken.

Een en ander wordt nog nader toegelicht aan de hand van fig. 13,

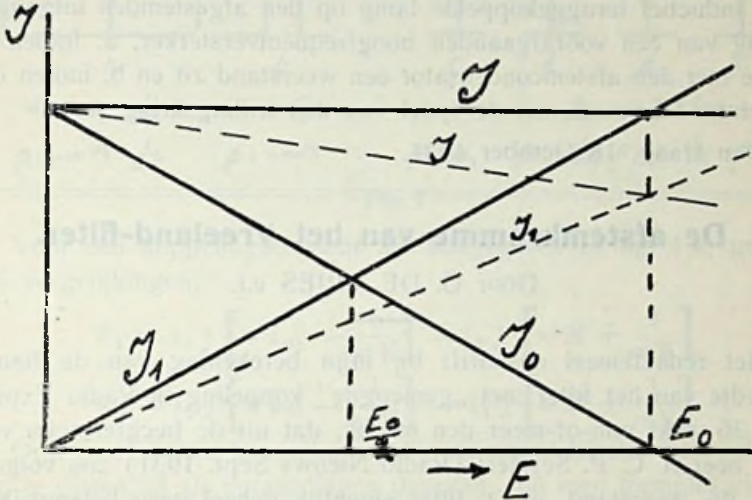


Fig. 13

waarin de in fig. 12 optredende stroomen als functie van  $E$  uitgezet zijn. Beide generatoren leveren gelijke stroomen voor  $E = \frac{E_0}{2}$  hetgeen neerkomt op een getransformeerde luidsprekerimpedantie van  $\frac{R_0}{2}$ . Voor frequenties waarbij deze impedantie groter is dan  $\frac{R_0}{2}$  wordt de meeste stroom aan de terugkoppellamp ontleend; voor de andere frequenties levert de eigenlijke eindlamp de meeste energie. Door de transformatieverhouding van den uitgangstransformator geschikt te kiezen, kan men de belastingsverdeling over de beide lampen, onder behoud van constante luidsprekerstroomen, naar believen instellen.

We hebben dus hiermee, naast de gewone parrallelschakeling en de balansschakeling, een derden vorm van samenwerking van twee lampen voor de energielevering gevonden met zeer bijzondere eigenschappen.



Tot slot vestigen we er nog de aandacht op, dat, indien we niet aan de instelling op constanten stroom vasthouden, we door de regeling van de terugkoppeling een andere verhouding in de versterking der lage en hoge tonen, en daarmee een ander timbre der weergave kunnen bereiken. De gestippelde lijnen in fig. 13 geven een geval, waar door de keuze van  $k^1$ , de versterking voor de hoge frequenties afneemt.

In een volgend artikel hopen we te behandelen den invloed van een inductief teruggekoppelde lamp op den afgestemden uitgangskring van een voorafgaanden hoogfrequentversterker, a. indien in serie met den afstemcondensator een weerstand zit en b. indien die weerstand in serie met de spoel van den trillingskring staat.

Den Haag, 18 October 1931.

---

## De afstemkromme van het Vreeland-filter.

Door G. DE VRIES e.i.

---

Het redactioneel naschrift bij mijn berekening van de bandbreedte van het filter met „gemengde” koppeling in Radio Express no. 36 wekt min-of-meer den indruk, dat uit de becijferingen van den heer A. C. P. Seyffert (Radio Nieuws Sept. 1931) zou volgen, dat de weerstand in 't filter eigenlijk geheel geen belangrijken invloed zou hebben. Dit bracht mij er toe, de heele geschiedenis nog eens door te rekenen met inachtnaam van den weerstand. De argwaan, die me in R. E. 36, 1931 deed opmerken, dat het verschil van de eigenfrequenties niet identiek hoefde te zijn met de bandbreedte werd hierdoor gerechtvaardigd. Ook volgde er uit, dat het zeer wel zin heeft, het grooter worden van den weerstand in aanmerking te nemen bij het dimensioneeren van de koppeling. Tevens ontmoette ik weer de formule van Uehling, die blijkt te gelden voor den *topafstand*, niet voor het verschil van de eigenfrequenties. Het „mathematisch-verdachte” ervan blijkt dan ook te verdwijnen; tegen het imaginair worden van den topafstand bestaat geen bezwaar.

Feitelijk staat alles in de redactioneele artikelen in R. E. 43, 44, 45 1930 precies juist, en er zou dan ook geen aanleiding zijn om op deze kwesties terug te komen, ware het niet, dat de discussie van den laatsten tijd twijfel had gewekt aan de juistheid ervan. Ondanks het feit, dat het eenigermate neerkomt op het herkauwen van de theorie der gekoppelde ketens, meen ik dan ook, dat onder de gegeven omstandigheden publicatie van deze berekeningen nog



wel nut kan hebben. We gaan dan trachten door berekening Fig. 5 R. E. 44 1930 terug te vinden, en formules te geven voor de belangrijke punten ervan.

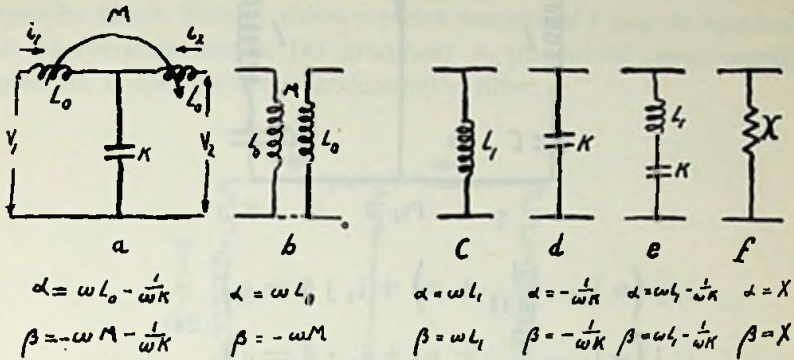


Fig. 1

Voor een koppelingselement als aangegeven in fig. 1 a, gelden de vergelijkingen:

$$V_1 = i_1 j \left[ \omega L_0 - \frac{1}{\omega K} \right] - i_2 j \left[ \omega M + \frac{1}{\omega K} \right]$$

$$V_2 = i_2 j \left[ \omega L_0 - \frac{1}{\omega K} \right] - i_1 j \left[ \omega M + \frac{1}{\omega K} \right]$$

Ook voor andere koppelingen, die als symmetrische driepool zijn op te vatten, of als ontaarding daarvan, zou men formules vinden van den vorm:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= j \alpha i_1 + j \beta i_2 \\ V_2 &= j \alpha i_2 + j \beta i_1 \end{aligned} \right\} (1) \quad \dots \quad \text{Fig. 1}$$

De weerstanden in het koppellement worden verwaarloosd, in het algemeen echter niet die van de eigenlijke afstemspoel. We nemen nu aan, dat voor frequentieveranderingen van de grootteorde van de bandbreedte,  $\alpha$  en  $\beta$  (met een voor de volgende beschouwingen voldoende benadering) constant en gelijk aan  $\alpha_0$  en  $\beta_0$  gesteld kunnen worden. De frequentie midden in den band noemen we  $\omega_0$  en stellen uitdrukkelijk vast, dat  $\alpha_0$  en  $\beta_0$  wel van  $\omega_0$  afhangen, dus wel telkens voor eenige bandbreedten, maar niet voor het geheele meetbereik, nagenoeg constant zijn. Overigens is het wel mogelijk, door reeksontwikkeling bijvoorbeeld, de verandering van  $\alpha$  en  $\beta$  binnen de bandbreedte in aanmerking te nemen, maar de formules worden er dan niet eenvoudiger op, en om groote numerieke nauwkeurigheid is het ons hier toch niet te doen. We berekenen eerst nog eens de eigenfrequenties in het weerstandloze geval met deze notatie, daar die in het vervolg geregeld optreden. Fig. 2.

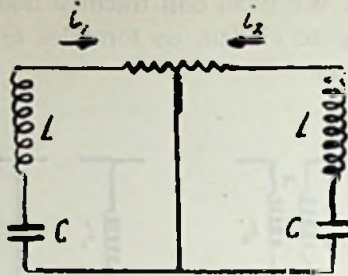


Fig. 2

$$\left. \begin{aligned} i_1 j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha \right) + i_2 j \beta &= 0 \\ i_2 j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha \right) + i_1 j \beta &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

$$\left( \omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha \right)^2 = \beta^2$$

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha = \pm \beta \quad \dots \dots \dots (2)$$

De eigenfrequenties zullen zijn  $\omega_1$  en  $\omega_2$ , 't gemiddelde  $\omega_0$ ;  
 $\omega_1 = \omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_2 = \omega_0 + \Delta$ .

De grootheid  $\Delta$  is dan het halve verschil van de eigenfrequenties.

$$\left. \begin{aligned} \omega_2 L - \frac{1}{\omega_2 C} + \alpha_0 &= \beta_0 \dots \text{benaderd:} \\ \omega_0 L + \Delta L - \frac{1}{\omega_0 C} + \frac{\Delta}{\omega_0^2 C} + \alpha_0 &= \beta_0 \\ \omega_1 L - \frac{1}{\omega_1 C} + \alpha_0 &= -\beta_0 \dots \text{benaderd:} \\ \omega_0 L - \Delta L - \frac{1}{\omega_0 C} - \frac{\Delta}{\omega_0^2 C} + \alpha_0 &= -\beta_0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 3 \\ \text{op- en af} \end{array}$$


---


$$\left. \begin{aligned} \Delta L + \frac{\Delta}{\omega_0^2 C} &= \beta_0 \\ \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} + \alpha_0 &= 0 \end{aligned} \right\} 4$$

Nemen we nog aan, dat  $\alpha_0$  vrij klein is, dan wordt  $\omega_0 L \approx \frac{1}{\omega_0 C}$  en  $\Delta = \frac{\beta_0}{L + \frac{1}{\omega_0^2 C}}$

Dus volgt als tamelijk algemeen geldende formule voor filters van dit type en de ontaarding en ervan, die de eigenlijke Vreeland-filters vormen,

$$\Delta \approx \frac{\beta_0}{2L} \dots \dots \dots (5)$$

We gaan nu over tot de berekening van de afstemkromme van dergelijke filters. Hierbij zullen we den weerstand  $r$  van de spoelen  $L$  in aanmerking nemen. De grootheid  $\Delta$  die hierbij weer wordt ingevoerd, is die van het *weerstandlooze* filter.

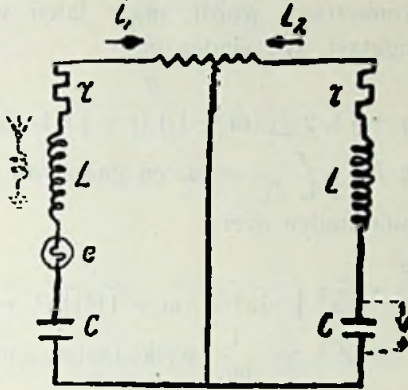


Fig. 3

Fig. 3. De door de antenne geïnduceerde E.M.K. zullen we als gegeven beschouwen (zeer losse antennekoppeling)

$$\begin{aligned} e &= i_1 \left( r + j L \omega - \frac{j}{\omega C} + j \alpha \right) + i_2 j \beta \\ 0 &= i_2 \left( r + j L \omega - \frac{j}{\omega C} + j \alpha \right) + i_1 j \beta \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} i_2 = -j \omega C V \\ V = \frac{e}{\omega C [r + j L \omega - j/\omega C + j \alpha + j \beta] [r + j L \omega - j/\omega C + j \alpha - j \beta]} \end{array} \right. \quad (7)$$

Als eenheid van verstemming kiezen we het halve frequentiever-  
schil  $\Delta$ . De verstemming zal bedragen  $m\Delta$ ; de frequentie van het  
stoorstation, of, al naar den aard van het probleem, van den zijband  
van het te ontvangen station, wordt  $\omega_0 + m\Delta$ , terwijl we alleen de  
afstemkromme op betrekkelijk geringen afstand van  $\omega_0$  zullen be-  
rekenen, dus zal gelden:  $m\Delta \ll \omega_0$ . Voorts voeren we in:

$$\Delta = \frac{\beta_0}{2L} \text{ en } \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} + \alpha_0 = 0.$$

Dan wordt benaderd:

$$\begin{aligned} \omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha + \beta &= \omega_0 L + m L \Delta - \frac{1}{\omega_0 C} + \frac{m \Delta}{\omega_0^2 C} + \\ &+ \alpha_0 + 2 L \Delta = \Delta \left[ m L + \frac{m}{\omega_0^2 C} + 2 L \right] \\ \omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha - \beta &= \Delta \left[ m L + \frac{m}{\omega_0^2 C} - 2 L \right] \end{aligned}$$



Aannemend, dat  $\alpha_0$  niet al te groot is, volgt:

$$\frac{1}{\omega_0^2 C} \approx L \quad \text{dus:}$$

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} + \alpha \pm \beta = 2 \Delta L (m \pm 1) \quad \dots (8)$$

De verschillende verwaarloozingen hebben ten gevolge, dat onze afstemkromme symmetrisch wordt, maar laten waarschijnlijk de hoofdzaken onaangetast. We vinden nu:

$$V = \frac{e}{\omega C} \frac{\beta}{[r + j L 2 \Delta (m + 1)] [r + j 2 L \Delta (m - 1)]}$$

We voeren nog in:  $\frac{r}{2 L \Delta} = a$ , en gaan van complexe grootheden op reële amplituden over:

$$V = \frac{e}{4 \omega C L^2 \Delta^2} \frac{\beta}{\sqrt{[a^2 + (m + 1)^2] [a^2 + (m - 1)^2]}}$$

Met  $\beta = 2 L \Delta$  en  $\omega C L = \frac{1}{\omega_0}$ , welke laatste aanname slechts een globale benadering is, maar hier niet sterk stoort, vinden we:

$$V = \frac{e \omega_0}{2 \Delta (a^2 + 1)} \frac{a^2 + 1}{\sqrt{[a^2 + (m + 1)^2] [a^2 + (m - 1)^2]}} \quad (9)$$

De tweede breuk wordt  $= 1$  voor  $m = 0$ ; we zullen ze beschouwen als de door diverse verwaarloozingen eenigszins gestyleerde vergelijking van de afstemkromme van het filter. De eigenschappen van de koppeling zijn volledig geresumeerd in de grootheden  $a$  en  $\Delta$ . De kromme geldt dus voor alle filters, die tot het beschouwde type zijn te herleiden.

$$V_0 = \frac{e \omega_0}{2 \Delta (a^2 + 1)} \quad \dots \quad (10)$$

$$\frac{V}{V_0} = \frac{a^2 + 1}{\sqrt{[a^2 + (m + 1)^2] [a^2 + (m - 1)^2]}} \quad \dots \quad (11)$$

Fig. 4. We moeten nu onderzoeken de formule (11).

De toppen zullen volgen uit:

$$\frac{d}{d m} [a^2 + (m + 1)^2] [a^2 + (m - 1)^2] = 0$$

Dit geeft:

$$2 (m + 1) [a^2 + (m - 1)^2] + 2 (m - 1) [a^2 + (m + 1)^2] = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} m = 0 \\ m = \pm \sqrt{1 - a^2} \end{array} \right\} \quad \dots \quad (12)$$

De formule  $m = \pm \sqrt{1 - a^2}$  is equivalent met de formule van Uehling, die dus geldt voor den topafstand. Immers:

$$\omega = \omega_0 + 2\pi f \cdot m = \frac{2\pi f}{\Delta}$$

$$f = \frac{\Delta}{2\pi} \sqrt{1 - \frac{r^2}{4L^2\Delta^2}} = \frac{\sqrt{4L^2\Delta^2 - r^2}}{4\pi L}$$

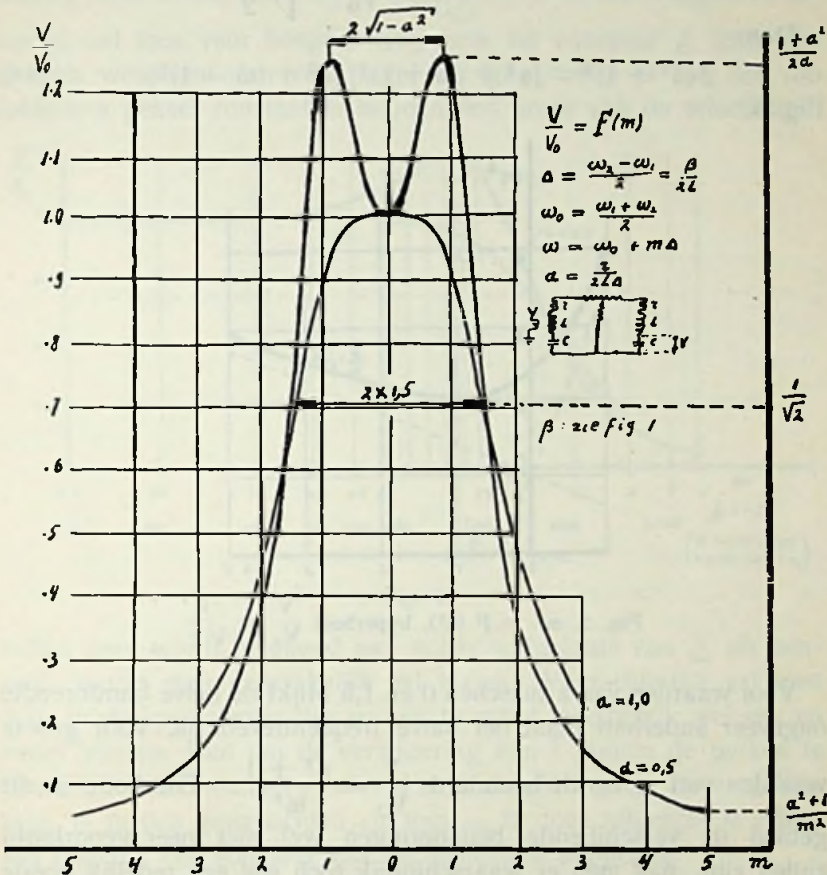


Fig. 4

Voor koppeling met een enkele reactantie X is

$$\beta = X, \text{ dus } \Delta = \frac{X}{2L} \text{ en } f = \frac{\sqrt{X^2 - r^2}}{4\pi L} \quad (13)$$

Bedenkt men nog, dat f slechts den halven topafstand geeft, dan is hiermee de formule van Uehling teruggevonden. Voor  $a > 1$  blijft slechts een top voor  $m = 0$ , die voor  $a \leq 1$  minimum tusschen twee toppen was.

Er is geen bezwaar tegen, dat de formule een imaginairen afstand tusschen de twee verdwenen toppen oplevert. Intusschen is het óók

duidelijk, dat de topafstand geen juiste maat is voor de bandbreedte. Het is waarschijnlijk praktischer, te rekenen, dat die zich uitstrekt tot waar  $\frac{V}{V_0}$  nog zekere waarde heeft, gemakshalve zullen

we royaal zijn, en hiervoor kiezen:  $\frac{V}{V_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$

Dan:

$$2(a^2 + 1)^2 = [a^2 + (m + 1)^2][a^2 + (m - 1)^2] \quad . \quad . \quad (14)$$

Fig. 5.

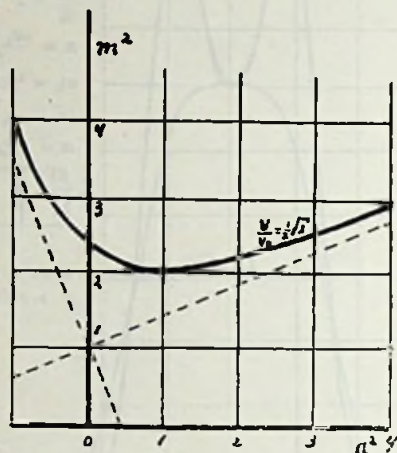


Fig. 5.  $m^2 = F(a^2)$ , hyperbool  $\frac{V}{V_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$

Voor waarden van  $a$  tusschen 0 en 1,5 blijkt de halve bandbreedte ongeveer anderhalf maal het halve frequentieverschil. Voor groote waarden van  $m$  wordt benaderd:  $\frac{V}{V_0} = \frac{a^2 + 1}{m^2}$ . Ofschoon in dit gebied de verschillende benaderingen wel niet meer geoorloofd zullen zijn, mag men er waarschijnlijk toch wel een redelijk goede maat voor de selectiviteit voor sterke, in golflengte tamelijk veel verschillende stoorders in zien.

Terwille van de selectiviteit moet dus  $a$  klein worden gehouden.

Dit heeft echter grenzen. Wanneer  $a^2 \ll 1$  helpt verder verkleinen van  $a$  niet veel meer. Bovendien dreigen de toppen te hoog, en dus de weergavekwaliteit te slecht te worden. Fig. 6.

De tophoogte wordt gevonden, door  $m = \sqrt{1 - a^2}$  te substitueeren in de uitdrukking voor  $\frac{V}{V_0}$ . Dan vindt men:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{a^2 + 1}{2a} \quad (15)$$



Voor  $a = \frac{1}{2}$  wordt  $\left(\frac{V}{V_0}\right)_{\text{top}} = 1.25$ . Dit zal wel zoowat het alleruiterst toelaatbare zijn. We willen dus niet slechts de bandbreedte, en in verband daarmee  $\Delta$  constant houden in het geheele meetbereik, maar ook  $a$ . Daar nu  $a = \frac{r}{2L\Delta}$  en  $r$  van de frequentie afhangt, zal men voor hogere frequentie bij voorkeur  $\Delta$  toch wat grooter wenschen dan voor lage. Dit gaat, zelfs al zou het zoo lukken,  $a$  geheel constant te houden, ten koste van de selectiviteit,

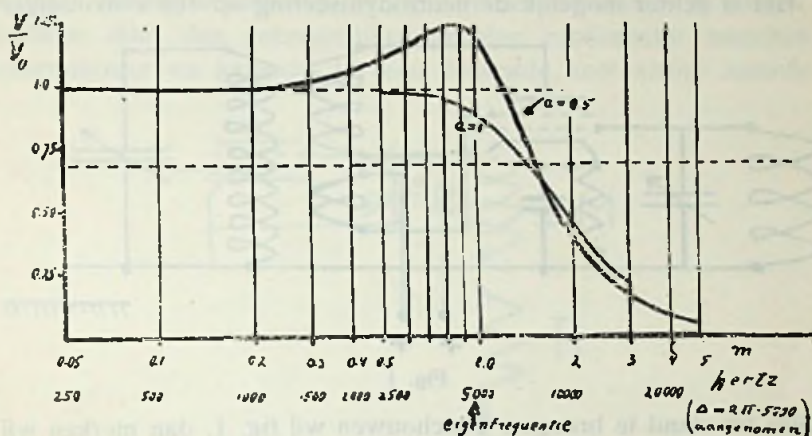


Fig. 6

indien deze wordt berekend met kilohertz inplaats van  $\Delta$  als eenheid, zooals men gemakkelijk zal inzien. Waarschijnlijk zal men door juiste spoelconstructie en niet te groot meetbereik wel een en ander kunnen doen om de verandering van  $r$  binnen de perken te houden, zoodat men met  $\Delta$  niet al te ver hoeft te gaan. De mogelijkheid,  $\Delta$  in den gewenschten zin van  $\omega_0$  te doen afhangen is echter wel degelijk een voordeel van de gemengde koppeling. „Maashoeve” Rossum (Geld.).

19 October 1931.

G. DE VRIES e.i.

## Het neutrodyniseeren van schermrooster-hoogfrequentlampen.

Door L. H. v. HARREVELT en H. STOET.

Ofschoon de anode-stuurroostercapaciteit der moderne schermroosterlampen reeds uiterst klein is, treedt toch steeds een sterke genereerneiging op, wanneer men gebruik maakt van kringen met

hoogen blokkeeringsweerstand, terwijl de lamp is ingesteld op maximale energie-afgifte.

Het is dus gewenscht neutrodyniseering toe te passen. Nu is het neutrodyniseeren van een schermroosterlamp op de gebruikelijke wijze vrij bezwaarlijk, omdat de neutrodyncondensator een zeer kleine waarde moet hebben (gelijk aan de anode-stuurrooster-capaciteit d.i.  $\pm 0.05 \mu\mu F$ ). De geringste afwijking van deze moeilijk in te stellen waarde kan een aanzienlijke demping in den roosterkring veroorzaken.

Het is echter mogelijk de neutrodyniseering op een eenvoudiger

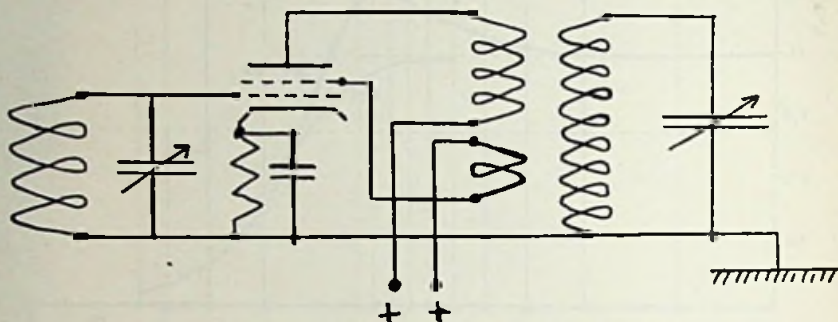


Fig. 1

wijze tot stand te brengen. Beschouwen wij fig. 1, dan merken wij op, dat in serie met de schermroosterleiding een spoel is opgenomen, welke met de primaire van een h.f. transformator is gekoppeld.

*Het doel hiervan is, aan het schermrooster een kleine wisselspanning toe te voeren welke in tegenfase met de plaatwisselspanning is en juist groot genoeg om den invloed van de plaatwisselspanning op het stuurrooster te compenseeren.*

Beschouwen wij de wisselspanningen, welke optreden tusschen anode en stuurrooster en tusschen schermrooster en stuurrooster, dan blijkt, dat deze zich moeten verhouden omgekeerd evenredig met de capaciteiten tusschen genoemde electroden, (dit kan ongeveer zijn als 1 : 100).

Wil de neutrodyniseering constant zijn over het geheele golfbereik, dan moet de verhouding van genoemde spanningen onveranderd blijven. Dit kan men nagenoeg bereiken door de koppeling tusschen plaat- en schermroosterspoel zoo vast mogelijk te maken; dan kan de laatste klein zijn en is de wisselspanning op het spoeltje welke ontstaat door den schermroosterwisselstroom, te verwaarloozen t.o.v. de geïnduceerde spanning. (Wanneer het neutrodynspoeltje b.v. honderd maal minder windingen heeft dan de plaat-

spoel, is  $\omega L$  10.000  $\times$  zoo klein). Is nu de koppelingsfactor tusschen neutrodynespoel en primaire nagenoeg 1, dan is het niet moeilijk de koppelingsfactoren van plaatspoel met secundaire en van neutrodynespoel met secundaire gelijk te maken. We hebben dan over het geheele golfbereik een vrijwel constante spanning-verhouding tusschen de electroden. Hierbij valt echter op te merken dat alle *capacitieve* koppelingen vermeden dienen te worden.

Hoewel het vreemd klinkt, is het mogelijk gebleken, om bij een normale schermroosterlamp het genereeren volkomen te onderdrukken, door den gebruikelijken grooten condensator tusschen schermrooster en kathode, tot een *bepaalde zeer kleine waarde*

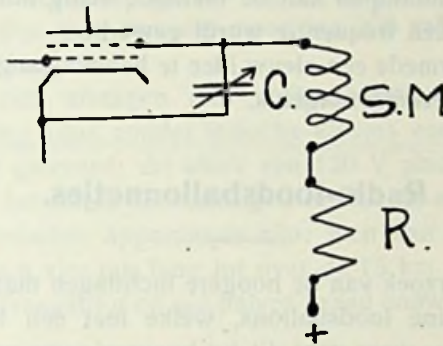


Fig. 2

terug te brengen. Tengevolge van den capaciteven weerstand treedt er een schermroosterwisselspanning op, in tegenfaze met de plaatspanning. Bij een zekere waarde van den schermroostercondensator is de invloed van de plaatwisselspanning op het stuur-

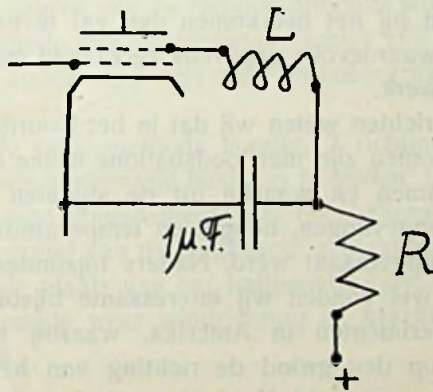


Fig. 3



rooster, voor één bepaalde frequentie juist gecompenseerd. Ten overvloed zal fig. 2 een en ander nog verduidelijken.

Bij lampen waarbij de schermroosterstroom tegen de schermroosterspanning invloet (b.v. Fotos T4150) wordt de zaak eenigszins anders. (Hierover schreven wij uitvoerig in R.N. No. 8, 1931).

Wij kunnen dan in serie met de schermroosterleiding een zelf-inductie opnemen, teneinde de lamp voor een bepaalde frequentie te neutrodyniseeren (fig. 3).

De beide laatst beschreven methoden hebben echter weinig of geen practisch nut, daar voor iedere andere golflengte de waarde van het condensatortje, resp. spoeltje nauwkeurig zou moeten worden ingesteld. Alleen voor middelfrequentversterkers of voor schermroosterzendlampen kan de methode eenig nut hebben, daar hier steeds met één frequentie wordt gewerkt.

Wij hopen hiermede een nieuw idee te hebben aangegeven inzake het neutrodyniseeringsvraagstuk.

## Radio-loodsballonnetjes.

Voor het onderzoek van de hogere luchtlagen maakt men veelal gebruik van kleine loodsballons, welke met een kijker gevolgd worden. Bij helder weer gaat dit tot hoogten soms wel van 30 km; ons Meteorologisch Instituut heeft op dit gebied veel werk gedaan en o.a. ook een instrument, een soort theodoliet gemaakt, waarmee het mogelijk is op eenvoudige wijze de plaats van het ballonnetje telkens te registreeren en daarmee windrichting en snelheid op diverse hoogten te vinden. De loodsballonnetjes nemen dikwijls ook zelf-registreerende instrumenten mede, beschermd door hoepels om bij het neerkomen den val te breken. Op deze wijze zijn reeds waardevolle gegevens verzameld maar het is nogal een omslachtig werk.

Uit dagbladberichten weten wij dat in het Noorden van Rusland ook proeven genomen zijn met loodsballons welke een radio-zend-inrichting meenamen en waarbij uit de signalen welke op den bodem werden opgevangen, hoogte en temperatuur van de plaats van den ballon opgemaakt werd. Nadere bijzonderheden hierover ontbreken nog; wel vonden wij interessante bijzonderheden over soortgelijke experimenten in Amerika, waarbij met een radio-richting-zoeker op den grond de richting van het wegdrijvende ballonnetje werd vastgesteld. Het ballonnetje nam daarbij een kleine zend-inrichting mee, welke ongeveer  $\frac{1}{2}$  kg woog! Deze onder-

zoekingen kunnen ook bij bewolkte lucht en 's nachts geschieden en kunnen dus een meer intensieve bijdrage voor het meteorologisch onderzoek van de hogere luchtlagen geven.

Het zendertje gebruikt een zakbatterijtje voor een gloeidraad van een triode en tevens voor de primaire van een zoemer-inductieklosje. De secundaire wikkeling levert de plaatspanning, onderbroken in de toonhoogte van den zoemer. Een plaat-batterij is dus overbodig. De plaatkring is teruggekoppeld met den antenne-rooster-kring en de lamp genereert dus intermitterend. De golflengte is 125 m; de antenne en tegen-antenne (het is dus een ideale dipool-zender, hoog in de lucht!) zijn elk circa 12 m lang. Het zendertje is uiterst compact gebouwd; met een „dummy“-antenne wordt het even „getest“ op circa 30 mA in de antenne. Het zakbatterijtje mag dan niet meer dan 200 mA leveren en doet dit 3 à 4 uur lang.

Men kan zich afvragen met welke plaatbatterij en normale lamp-schakeling (dus zonder inductie-klosje) een zelfde antennestroom wordt geleverd; dit bleek een 120 V plaatbatterij te zijn! Men ziet, dat het effect heel aardig is en dat de zendertjes op zich zelf aardig bedachte apparaatjes zijn; men kan er met één zakbatterijtje drie à vier uur lang tot over de 15 km mee seinen.

Gerichte ontvangst tot op een halven graad nauwkeurig is mogelijk tot op 8 km.

De richtingzoeker-ontvanger was een aperiodische raam-ontvanger in een koperen buis electrostatisch afgeschermd. De buis is niet geheel rond maar heeft van boven flenzen met isolatie er tusschen. Toevoerdraden en ontvanger, benevens telefoon-snoeren en telefoon zijn zorgvuldig afgeschermd om de fout van het toestel zoo klein mogelijk te maken.

De nauwkeurigheid van de radio-methode is wat minder dan van de visuele methode met theodolieten; echter zijn wolken e.a. geen bezwaar meer, zoodat men veel meer en belangrijker waarnemingen kan doen.

Het is bij de radio-methode noodig, 2 richting-zoekers op een in lengte bekende horizontale basis op te stellen. In verband met de bekende constante stijgsnelheid van het ballonnetje (deze is na meting op den grond van de stijgkracht gemakkelijk uit te rekenen) kan men dan de plaats van het ballonnetje bijv. elke minuut vaststellen en daarmee weer windrichting en kracht op verschillende hoogten vinden.

A. H. de V.

## Kabelnetten voor Radio Centrales.

---

In het artikel van Jhr. W. Six in R. N. van October brenge men de volgende verbeteringen aan:

*Blz. 303 regel 9 van beneden:*

Dempingscoëfficiënt B, moet zijn dempingscoëfficiënt  $\beta$ .

*Blz. 305 regel 4 van beneden:*

$229_{36^{\circ}50'}$ , moet zijn  $229_{-36^{\circ}50'}$

*Blz. 306 regel 7 van boven:*

$232_{29^{\circ}54'}$ , moet zijn  $232_{-29^{\circ}54'}$

*Blz. 306 regel 8 van boven:*

$$Z = 229_{36^{\circ}50'} \cdot \frac{221,3_{221'}}{232_{29^{\circ}54'}} = 218,4_{1032'}$$

moet zijn:

$$Z = 229_{-36^{\circ}50'} \cdot \frac{221,3_{221'}}{232_{-29^{\circ}54'}} = 218,4_{-4032'}$$

*Blz. 306 regel 14 van boven:*

$Z = 275_{17^{\circ}15'}$ , moet zijn  $Z = 275_{-17^{\circ}15'}$

*Blz. 308 regel 2 van onderen:*

Capaciteit van de lamp, moet zijn capaciteit van de kabel.

*Blz. 312 regel 5 van beneden vervalt.*

## Financieel verslag der N.V.V.R. over 1930.

---

De Rekening over 1930 wijst een voordeelig saldo aan van f 1133.39.

De i n k o m s t e n hebben bedragen:

aan contributie van donateurs en leden . . . . .	f 26.002.10
aan gekweekte rente . . . . .	- 636.54
winst verkoop sounder-handleidingen . . . . .	- 74.05
winst verkoop insignes . . . . .	- 31.37
Werafonds . . . . .	- 330.—
	f 27.074.06



De uitgaven hebben bedragen:

tijdschrift . . . . .	f 18.176.86
bibliotheek . . . . .	- 546.05
drukwerken enz. . . . .	- 231.24
tegemoetkoming administratiekosten Secr.-Penningm. . . . .	- 1.400.—
honorarium redacteur . . . . .	- 720.—
Instrumentarium . . . . .	- 826.20
Subsidies afdeelingen . . . . .	- 912.50
onkosten propaganda-dienst . . . . .	- 295.05
bureau behoeften . . . . .	- 54.94
porti, telegrammen, telefoon-abonnement en gesprekken, zaalhuur . . . . .	- 740.93
onvoorzienne uitgaven, demonstraties, lezingen, reisen en verblijfkosten, inventaris . . . . .	- 1.452.95
insignes . . . . .	- 583.95
	<hr/>
	f 25.940.67

zoodat het voordeelig saldo bedraagt 1133.39.

Het effecten bezit bestaat uit:

f 5000.— Nederland 1911  $3\frac{1}{2}$  %.

f 1500.— N. W. S. 1917  $4\frac{1}{2}$  %.

f 500.— Ned. Indie 1926  $4\frac{1}{2}$  %.

f 4000.— Indië 1929  $4\frac{1}{2}$  %.

f 1500.— Ned. Indië 1916 5 %.

en paraisseert op de debetzijde der balans met de aankoopwaarde ad. f 11796.07.

Gaan wij de debetzijde der balans na, dan zien wij daarop als verdere bezittingen der Vereeniging vermeld, een saldo bij A. van Hoboken & Co's Bank ad f 2965.91 alsmede een kas-saldo ad f 593.83, zoodat het kapitaal van de Vereeniging bedraagt f 15.355.81.

## Openbaar gemaakte Octrooiaanvragen op het gebied der Hoogfrequentietechniek.

**No. 50589 Ned.** Aanvraag ingediend 5 Maart 1930. Openbaar gemaakt 15 Sept. 1931. Voorrang van 8 Maart 1929 af (Duitschl.).

Audionwerk D. S. Loewe G.m.b.H., Berlijn-Steglitz en Ing. Bruno Wienecke, Berlijn-Mahlsdorf.

*Meervoudige lamp.*

*Conclusie:* Meervoudige lamp, met het kenmerk, dat de materialen waarvan de anoden vervaardigd zijn, in verband met de opstelling en de afmetingen der electroden, zoodanig zijn gekozen, dat de anoden tegelijkertijd op dezelfde temperatuur kunnen worden gebracht door wervelstroomverhitting met behulp van een enkele om de lamp te plaatsen cylindervormige spoel.

2 blz. beschrijving, 1 conclusie, 3 fig.

**No. 49425 Ned.** Aanvraag ingediend 14 Dec. 1929. Openbaar gemaakt 15 Sept. 1931. Voorrang van 15 Dec. 1928 af (Ver. Staten van Amerika).

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Electrische ontladingsbuis bevattende meerdere electroden, waaronder een gloeikathode met ondersteuningsorgaan, dat ongewenscht trillen van de kathode verhindert.*

*Conclusie:* Electrische ontladingsbuis bevattende meerdere electroden, waaronder een gloeikathode, met het kenmerk, dat één of meer ondersteuningsorganen van de kathode geheel of gedeeltelijk bestaan uit tot een bundel vereenigde en over een aanzienlijk gedeelte van hun lengte tegen elkaar liggende draden.

2 blz. beschrijving, 2 conclusies, 3 fig.

**No. 46477 Ned.** Aanvraag ingediend 25 Mei 1929. Openbaar gemaakt 15 October 1931. Voorrang van 19 November 1928 af (Ver. Staten van Amerika).

N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Radio-ontvangtoestel met volumeregeling.*

Doel is de volumeregeling zoo uit te voeren, dat de afstemming van het toestel onveranderd blijft.

*Conclusie:* Radio-ontvangtoestel met volumeregeling, met het kenmerk, dat de volumeregeling geschiedt met behulp van een afstembaren tusschenkring, die als koppelingselement dienst doet en een vasten weerstand bevat, waarvan een variabel gedeelte geschunt is met een vaste koppelspoel, terwijl het overige gedeelte van den weerstand in serie is geschakeld in den tusschenkring.

2 blz. beschrijving, 1 conclusie, 1 fig.

**No. 45275 Ned.** Aanvraag ingediend 6 Maart 1929. Openbaar gemaakt 15 October 1931. Voorrang van 26 Maart 1928 af (Ver. Staten van Amerika).

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Inrichting voor het aftasten van langs electrischen weg over te brengen beelden.*

*Conclusie:* Inrichting voor het aftasten van langs electrischen weg over te brengen beelden, waarbij de beelden plaatselijk, volgens een cirkelboog zijn gebogen, doordat zij in asrichting over een cylinder worden gevoerd langs een spleetvormige opening, die volgens een cirkelboog in den cylinder verloopt, terwijl een optisch stelsel wordt toegepast, dat draaibaar is om een as die samenvalt met de as van den cylinder, met het kenmerk, dat het optisch stelsel bestaat uit een aantal afzonderlijke stelsels, die afwisselend het licht van een overeenkomstig aantal, van een vaststaande lichtbron afkomstige lichtbundels over het achter de spleet liggende gedeelte van het beeld voeren en het teruggekaatste licht naar een vaststaande foto-electrische cel.

2 blz. beschrijving, 2 conclusies, 1 fig.

No. 41835 Ned. Aanvraag ingediend 27 April 1928. Openbaar gemaakt 15 October 1931. Voorrang van 2 Mei 1929 af (Ver. Staten van Amerika).

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Inrichting voor het demoduleeren van gemoduleerde draaggolven met behulp van een piezo-electrisch lichaam, waarop een constante lichtbundel geworpen wordt.*

Doel is om onafhankelijk van de karakteristiek van het overige gedeelte van denn ontvanger een selectieve detectie te verkrijgen.

*Conclusie:* Inrichting voor het demoduleeren van gemoduleerde golven, waarbij een constante lichtbundel wordt geworpen op een piëzo-electrisch lichaam, voorzien van elektroden, waaraan de gemoduleerde golven worden toegevoerd, met het kenmerk, dat de lichtbundel zoodanig door het trillende piëzo-electrische lichaam wordt beïnvloed, dat een lichtgevoelige cel, welke in den roosterkring van een versterker geschakeld is, in overeenstemming met de polariteitswisselingen der gemoduleerde golf afwisselend al of niet door den lichtbundel getroffen wordt.

2 blz. beschrijving, 1 conclusie, 4 fig.

No. 40570 Ned. Aanvraag ingediend 23 Maart 1928. Openbaar gemaakt 15 October 1931. Voorrang van 23 April 1927 af (Duitschland).

C. Lorenz Aktiengesellschaft te Berlijn-Tempelhof.

*Inrichting voor het met de juiste fasen inkoppelen van de ontvangerwals bij het begin der overdracht in beeldoverdracht systemen, waarbij gedurende de overdracht de zend- en ontvangzijde voortdurend worden gesynchroniseerd.*

*Conclusie:* Inrichting voor het met de juiste fase in gang zetten



der ontvangwals bij den aanvang der overdracht voor beeldoverdrachtsystemen, in welke gedurende de overdracht zender en ontvanger voortdurend worden gesynchroniseerd, met het kenmerk, dat met behulp van een isochroon en continu met de zendwals roteerenden onderbreker stroomstooten naar den ontvanger worden gezonden, welke stroomstooten van de voorgenomen overdracht kennisgeven en daarna gebruikt worden om over een tweede gelijke contactinrichting aan de ontvangzijde een koppeling te doen bekrachtigen, welke koppeling zich bevindt tusschen den reeds draaienden motor en de nog stilstaande ontvangerwals, en na eenmaal bekrachtigd te zijn, gedurende de geheele overdracht gesloten blijft.

3 blz. beschrijving, 4 conclusies, 2 fig.

**No. 39757 Ned.** Aanvraag ingediend 19 Januari 1928. Openbaar gemaakt 15 October 1931. Voorrang van 28 Januari 1927 af (Ver. Staten van Amerika).

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Hoogfrequentversterker, welke alle draaggolven van een bepaald gebied evenveel versterkt met gelijkblijvende selectiviteit.*

Doel is een koppeling te verkrijgen, die b.v. met voordeel kan worden toegepast bij het koppelen van thermionische versterkers en die dan over een betrekkelijk groot frequentiegebied een gelijkmatige versterking geeft met gelijkblijvende selectiviteit.

*Conclusie:* Hoogfrequentversterkerschakeling, waarbij de opeenvolgende trappen verbonden zijn met behulp van een selectieve koppeling, welke afgestemd kan worden op elke draaggolf van het te ontvangen gebied en die uit een dusdanige combinatie van inductieve en capacitieve koppeling bestaat, dat de versterkingsgraad bij afstemming op elk dezer draaggolven eenzelfde waarde heeft en waarbij het koppellement bestaat uit twee over een condensator met elkaar verbonden afstembare trillingskringen, welke inductief zoodanig gekoppeld zijn, dat capacitieve en inductieve koppeling elkaar tegenwerken.

2 blz. beschrijving, 1 conclusie, 4 fig.

---

# GECO LAMPEN

**De lampen, die ook INDERDAAD datgene presteeren, wat men, op grond van de karakteristieken, ervan mag verwachten!**

**De Heer CORVER schreef in Radio-Express:**

... „Wat dat betreft, zou er veel voor te zeggen zijn als algemeen de methode werd toegepast van den fabrikant der **GECO-lampen**, die niet de uiterste waarden opgeeft maar gemeten waarden bij een veel lagere anodespanning dan de maximale en bij nul roosterspanning. Maxima zou men alleen oscillographisch kunnen bepalen wilde men niet reeds bij de meting de lamp bederven.

Opgaven als die der **GECO-lampen** daarentegen kan men zelf nameten; en dan blijken ze ook te kloppen!”

**VRAAGT UITVOERIGE PROSPECTUS MET KARAKTERISTIEKEN BIJ:**



**N. V. Algemeene Radio  
Import Maatschappij**

**Nassau-Ouwerkerkstraat 3  
DEN HAAG.**

## ≡ Televisie voor den Amateur ≡

**door J. CORVER en G. J. ESCHAUZIER**

**Prijs in driekleurendrukomslag f 1.25**

## Het Zendend Amateurisme in Nederland

**door W. KEEMAN - Prijs f 1.50**

**Uitgaven van N. VEENSTRA te 's-Gravenhage**



**Beide boeken zijn verkrijgbaar  
bij den boekhandel en tegen  
inzending van het bedrag, plus  
f0.15 voor porto, bij den Uitgever**

# VARTA

## GLOEI- EN PLAATSTROOM-ACCU'S

VOOR

## ONTVANG- EN ZEND-INSTALLATIES

## HET MERK!

### Fa. Ch. VELTHUISEN

TELEFOON 116227

**DEN HAAG**

OUDE MOLSTRAAT 18

GIRO 28376

**PYREX isolatoren zijn met succes in gebruik te**

Kootwijk Radio  
Noordwijk Radio  
Scheveningen Radio  
Schiphol vliegveld  
Waalhaven vliegveld  
en Indische stations

PYREX No. I (88 m.m.) f 0.65  
PYREX No. II (184 m.m.) f 2.40  
PYREX No. III (318 m.m.) f 5.20

**Voorziet Uw antenne thans van  
PYREX isolatoren!**

**PYREX is niet poreus, daarom geschikt voor  
weer en wind.**



NIEUWE geheel herziene derde druk

## KORTEGOLF-ONTVANGST

door Ir. J. J. NUMANS.

PRIJS INGENAAID f 4.—, GEBONDEN f 5.50.

Alom bij den Boekhandel verkrijgbaar, en tegen inzending van  
het bedrag, plus f 0.20 voor porto, bij den Uitgever

**N. Veenstra** Laan v. Meerdervoort 30  
**DEN HAAG**