

# 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. 32112.

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: Kortegolf ontvangst zonder fading. — Het veelbesproken h. f. schema. — De tweede grondwet der triode. — Openbaar gemaakte octrooi-aanvragen. — Vereenigingsnieuws.

## Kortegolf ontvangst zonder fading.

Door A. DE HAAS.

Er is in het begin van het kortegolf tijdperk meer dan ééns beweerd, dat op de ultra korte golven géén fading bestond, zulks in tegenstelling met het golfgebied 200 Meter en hooger.

Een ieder die eenige practische ervaring in kortegolf ontvangst heeft, kan dit echter uit ondervinding tegenspreken.

Het is zelfs niet overdreven te beweren, dat de ontwikkeling der korte golf voor het bereiken van groote seinsnelheden, voor commercieele radiotelefonie en beeldtelegrafie, nauw samenhangt met de mogelijkheid om het fading-verschijnsel geheel of gedeeltelijk te ondervangen.

Waar fading ook voor het gewone telegraafbedrijf soms zeer hinderlijk kan zijn, blijkt het echter voor behoorlijke telefonieontvangst in vele gevallen een onoverkomelijk bezwaar.

Fading maakt Mengelbergconcerten tot een aanfluiting. Schrijver dezes herinnert zich nog hoe bv. gedurende een Philips uitzending van een Beethoven concert de fading met toevallige regelmaat eenige *diminuendo's* en *crescendos* „nam” in hetzelfde tempo als door den grooten meester voorgeschreven, doch . . . in omgekeerde volgorde. Resultaat: de sterke passages nauwelijks hoorbaar, de zwakke gedeelten daverend.

Niet alleen dat muzikaal genieten door fading onmogelijk wordt, de verstaanbaarheid van het gesproken woord lijdt er eveneens

sterk onder. Vandaar dat vanaf het begin der Philipsuitzendingen pogingen zijn aangewend om op het ontvangstation Rantja-Ekek een inrichting te construeeren om fading geheel of gedeeltelijk te elimineeren. Vele en langdurige observaties te Rantja-Ekek gaven reeds een aanwijzing in welke richting een oplossing moest worden gezocht.

De fading verschijnselen laten zich in enkele algemeene hoofdtrekken als volgt kenschetsen.

1e. Er zijn twee typen fading, de langzame, geleidelijk verloopende fading, en de snelle, men zou kunnen zeggen vallende fading.

Langzame fading heeft als regel een vrij regelmatige periode en treedt op in verschillende graden van hevigheid met „onhoorbaar” gedurende de inzinkingen als maximum.

Langzame fading is relatief gesproken voor muziek het minst hinderlijk, hoe dwaas het ook is als de forsche inzet van een marsch uitgaat als een nachtpitje.

De gedachte dringt zich op, of het niet mogelijk zou zijn een compensatie inrichting te construeeren, werkende op de amplitude der aankomende trilling, waarmede de versterking automatisch zou worden opgevoerd als de geluidsterkte zou gaan dalen.

Dit heeft echter alleen zin als de geluidsterkte boven een zeker punt blijft, n.l. het eigen geruisch van het ontvangtoestel, dat de drempel van iedere ontvangst genoemd kan worden. De praktische betekenis van die drempelwaarde moet vooral niet onderschat worden, omdat bij ontvangst over groote afstanden het geluid in den regel juist *onder* dezen drempel daalt gedurende de inzinkingen.

Snelle fading is echter voor behoorlijke ontvangst bepaald noodlottig. Wordt er gesproken, dan lijkt het soms alsof de spreker niet recht bij zijn positieven is. De eene lettergreep van een woord schreeuwt hij het uit, de volgende fluistert hij ons in het oor.

Van muziekontvangst is eenvoudig geen sprake; bekende melodiën zijn nauwelijks te volgen.

Bijzonder sprekend is wel het volgende geval.

De Philipszender gaf tusschen de programma-nummers zoo nu en dan een constanten toon van frequentie 500.

Op zekeren nacht trad snelle fading in die mate op, dat een bezoeker die het Morseschrift zelf niet machtig was, veronderstelde dat er telegrafie-teekens werden geseind, zóó snel en plotseling viel het geluid onophoudelijk weg.

Indien de snelle fading zoo hevig is als in het bovenaangehaalde geval, freedt tevens veelal nog een ander verschijnsel op, aangeduid als bandfading. Zooals hieronder wordt vermeld, treedt n.l. fading

voor slechts weinig verschillende frequenties niet gelijktijdig op, en bij snelle, vallende fading, kan men soms vrij duidelijk waarnemen dat het hooge deel van den telefoniezijband eerder verdwijnt (en terugkomt) dan het lage deel. Zeer karakteristiek is dat waar te nemen op den genoemden 500 perioden toon van den Philipszender, welke bij bandfading dan enkele momenten in zijn 2e harmonische hoorbaar is, n.l. toon 1000. Deze harmonische is uiteraard steeds aanwezig, doch door de bandfading wordt de grondtrilling eerder verzwakt dan de 2e harmonische, welke immers als een afzonderlijke frequentie op den zender is gemoduleerd, met het gevolg dat het klinkt alsof de toon een octaaf hooger wordt.

In de snelle fading is door schrijver nooit eenige regelmaat opgemerkt, maar de onderzoekingen zijn ook niet uitgebreid genoeg om hierover een definitief oordeel uit te spreken.

Het ligt min of meer voor de hand, om de langzame, periodieke fading aan veranderingen in de Heaviside-laag toe te schrijven, terwijl snelle fading waarschijnlijk terug te voeren zal zijn tot interferentie van in tegenphase aankomende golven uit meer dan één richting.

Of deze aanname echter juist is, valt af te wachten.

In het bovenstaande zijn enkele markante gevallen van één van beide typen fading gegeven. In den regel echter komen ze beide tegelijk voor, de één meer of minder gesuperponeerd op de andere.

2e. Fading is afhankelijk van de frequentie.

Voor golven met slechts enkele kiloperioden verschil treedt reeds een belangrijk faseverschil in de fading op.

Een eigenaardig voorbeeld hiervan leveren de kortegolfzenders van Kootwijk welke voor seingeving met verstemming der frequentie werken, in den regel eenige kiloperioden. Ofschoon dan de snelle fading voor beide golven geheel verschillend is, blijkt ook bij de langzame fading, zelfs als de periode vrij lang b.v. 10 seconden is, voor de twee golven een goed waarneembaar faseverschil te bestaan.

Nu is de periode zelf gedurig aan verandering onderhevig, kan bv. in de loop van een uur van een paar seconden tot 10 of 20 seconden ooplopen.

En bij een bepaalde fading periode krijgt men dan, dat maximum en minimum voor rust en werkgolf precies samenvallen.

Is de verstemming nu gering, dan wordt het opnemen voor de telegrafisten dientengevolge zeer moeilijk. Het wegzinken van het eigenlijke teeken, en het tegelijk aanzwellen van de contrateekens maakt het seinschrift welhaast onneembaar. Men krijgt den indruk,

alsof de zenderfrequentie varieert en de telegrafisten geven dit karakteristiek weer als „De rustgolf loopt door de werkgolf heen”. In werkelijkheid is het phaseverschil in de fading voor de twee golven de oorzaak der moeilijkheden. Neemt men de verstemming der rustgolf zóó groot, dat de interferentietoon buiten het hoorbare gebied komt, dan coupeert men daarmee deze moeilijkheid onmiddellijk.

Over het verband tusschen fading en frequentie valt verder nog op te merken, dat in het algemeen de langste golven de traagste fading hebben. De 64 meter van KDKA heeft veelal fading met een zeer langzame periode van 15 seconden of meer.

Voor 25 meter is vaak een periode van eenige seconden, voor golf 15 meter nog veel korter waar te nemen.

Het spreekt vanzelf, dat hiermede slechts enkele globale indrukken worden bedoeld te geven, daar zooals opgemerkt, voor iedere golf de periode door de atmosferische veranderingen zelve, weer wordt gewijzigd.

In het algemeen gaat echter op: dat de periode der langzame fading voor langere golven steeds trager wordt.

3e. Fading is afhankelijk van den toestand der atmosfeer, of zoo men wil, van de situatie der voor de overbrenging werkzame lagen zoowel aan zend- als ontvangzijde.

Als bv. voor een Europa golf van 16 meter het tijdstip nadert dat deze golf in het geheel niet meer overkomt (in den Europa winter ongeveer te 1500 tot 1600 GMT) treedt langzame en zeer diepe fading op. Op dat zelfde oogenblik kan een andere golf van hetzelfde zendstation, bv. 26 meter, bijna zonder fading worden ontvangen.

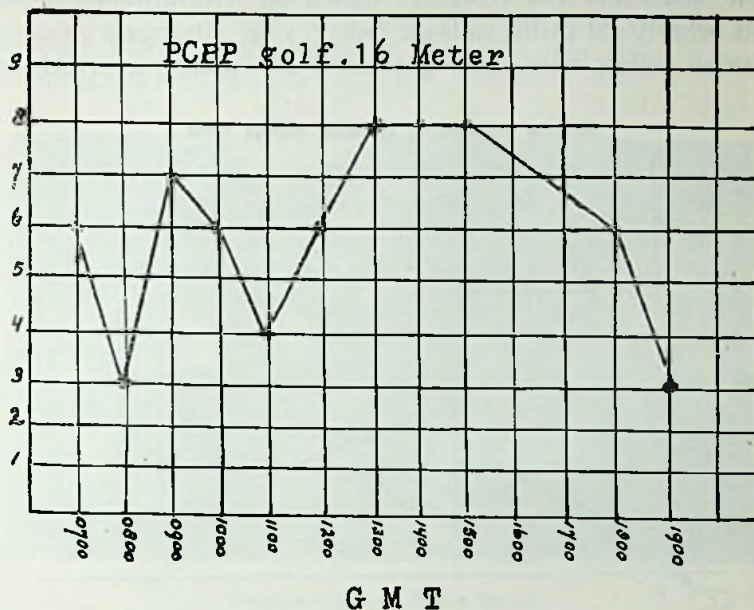
Om een ander voorbeeld te noemen, kan de gelijktijdige ontvangst van San Francisco op 29,3 meter zonder merkbare fading zijn, terwijl op dat zelfde oogenblik de ontvangst van Kootwijk op 29 meter zeer diepe langzame fading vertoont. Deze en andere observaties wijzen op verband tusschen den toestand van het overbrengend medium tusschen zender en ontvanger en de optredende fading.

Neemt men een groot aantal over vele dagen loopende observaties, dan blijkt een onmiskenbaar verband te bestaan tusschen golf-lengte, stand van de schaduwlijn en optredende fading.

4e. Fading is tot op zekere hoogte afhankelijk van de gebezigde zend- en ontvangantenne. In het bijzonder met betrekking tot het echo-effect en de straalbundelzenders zijn hier belangrijke observaties verkregen, doch deze zijn, evenals het vorige en het volgende

punt van relatieve en niet van principieele beteekenis voor ons doel, zoodat daarover niet verder zal worden uitgebreid.

5e. Fading is afhankelijk van de door den zender gebezigten frequentieband. Het is algemeen bekend, dat zuiver ongedempte



Dagverloop fading.

zenders in veel sterkere mate aan snelle fading onderhevig zijn dan breed afgestemde zenders. Hierin ligt m.i. een aanwijzing voor de juistheid van de veronderstelling, dat snelle fading een interferentie-verschijnsel is.

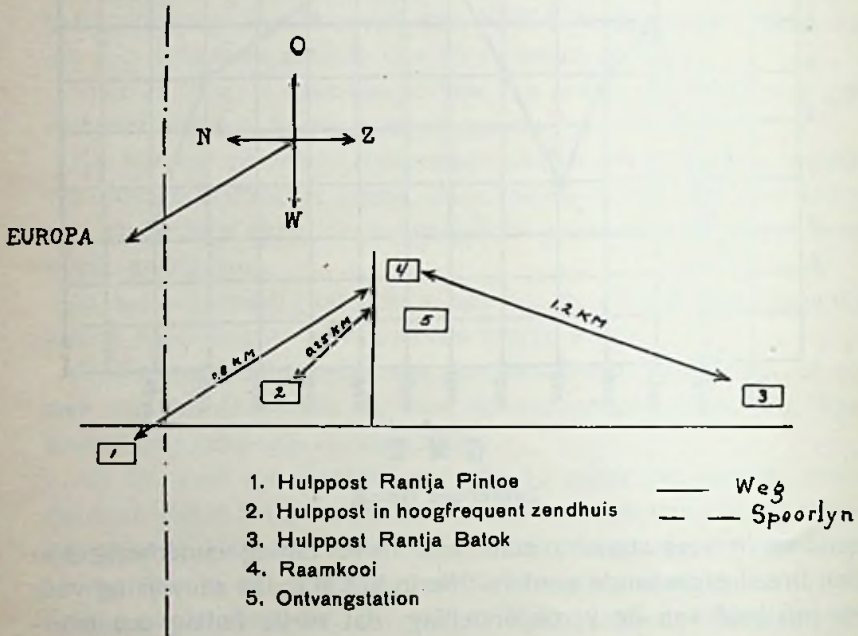
Het is wellicht van interesse hier mede te deelen, dat enkele Amerikaansche kortegolfzenders (o.a. Kel, San Francisco) volgens het master-oscillator systeem, in den stuurlampkring een snel draaiende capaciteit hebben, waarmede de frequentie b.v. 500 maal per secunde tusschen twee grenzen heen en weer zwalkt. De Amerikanen noemen dit een „frequency warbler”. Afgescheiden van andere voordeelen uit een bedrijfsoogpunt bereikt men daar inderdaad een vermindering van snelle fading mede, hetgeen in het bijzonder bij ontvangst met hooge woordsnelheid van groot practisch belang is.

Al kan men als amateur, luisterende op een willekeurigen nacht het geluk hebben dat er toevallig geringe fading is, voor commercieele ontvangst van radiotelefonie kan men het daar niet op aan laten komen. Juist in de slechte nachten gaat het erom, toch goede

ontvangst te behouden. Een amateur draait dan zijn lampen uit, maar een ontvangbedrijf moet dan kunnen doorwerken. Zoo is onmiddellijk na den inzet der telefonieproeven met Holland getracht deze onaangename gril der natuur te overwinnen.

Uit observaties van vroegeren datum op telegrafiestations was reeds bekend, dat snelle, vallende fading, voor ontvangers op eenige tientallen meters van elkaar geplaatst, de fading niet synchroon

Situatie anti-fading systeem Rantja Ekek.



optreedt. En hier zijn wij gekomen tot het principe van het anti-fading systeem zooals dat door schryver voor den gouvernements radiodienst te Rantja-Ekek is opgebouwd:

Fading treedt op verschillende plaatsen niet synchroon op.

Dit verschil is bij snelle fading reeds te constateeren indien men twee ontvangtoestellen plaatst op antennes welke slechts enkele tientallen meters van elkaar zijn verwijderd. Zet men op ieder toestel een luidspreker en gaat men op een plaats staan zoodat beide een even sterken gemiddelden geluidsindruk teweegbrengen, dan merkt men onmiddellijk op, dat het geluid a.h.w. tusschen beide luidsprekers heen en weer zwaait.

De eerste proef te Rantja-Ekek werd genomen met twee toestellen op ongeveer 250 meter afstand te plaatsen.

Het bleek dat de snelle inzinkingen geheel verschillend vielen, hogstens een enkele maal incidenteel samenvielen, terwijl voor de

langzame fading een aanmerkelijk phaseverschil werd geconstateerd, grooter, naarmate de periode korter werd. Een bepaalde regelmaat hiervoor werd echter tot nu toe niet gevonden.

Deze en verdere onderzoekingen waren voldoende aanleiding om een proef op meer uitgebreide schaal te nemen. In de nabijliggende kampongs Pintoe en Rantja-Batok werden huizen gehuurd en tot provisorisch ontvangstation ingericht.



Hulpontvangpost Rantja Batok.

Door kabels en bovengrondsche landlijn werden die stations met de zgn. Raamkooi, een experimenteergelegenheid in de onmiddellijke nabijheid van het ontvangstation, verbonden, en aldaar worden de laagfrequente geluiden gemengd. De wijze waarop zulks geschiedt zal in een volgend artikel worden behandeld.

Niettegenstaande de onvolledigheid van het systeem tengevolge van de provisorische inrichting, is de ontvangst die ermee verkregen wordt, practisch gesproken fading-vrij. Alleen het kennersoor weet zoo nu en dan nog een lichte onvastheid op te merken; van werkelijk belangrijke inzinkingen is echter geen sprake meer.

Gedurende eenige maanden zijn met dit systeem ervaringen opgedaan en naar aanleiding daarvan is besloten tot een ombouwing in definitieven vorm.

Het zal geen toelichting behoeven, dat bedrijfszekerheid van de gebezigde ontvangtoestellen van zeer overwegend belang is, evenals trouwens de constantheid van den zender.

Fadingcode:

1. Zware trage en snelle fading met onhoorbare momenten.
2. Zware trage en snelle fading tot bijna onhoorbaar.
3. Zware trage fading tot bijna onhoorbaar.
4. Zware snelle fading tot bijna onhoorbaar.
5. Matige trage en snelle fading met sterke afzwakkingen.
6. Matige trage fading met sterke afzwakkingen.
7. Matige snelle fading met sterke afzwakkingen.
8. Geringe fading doch niet hinderlijk.
9. Geen fading waarneembaar.

## Het veelbesproken h.f. schema.

Door Ir. H. MAK.

Iedereen zijn rechten van prioriteit gaarne gunnende, acht ik me hier echter niet voldoende van die personen-kwestie op de hoogte om in den titel of elders namen te bezigen. Te meer, waar een goed bedoelde vergissing in dezen een voorraad ontechnische correcties zou kunnen ontketenen.

Het schema waar het om gaat (fig. 1) is de koppeling tusschen

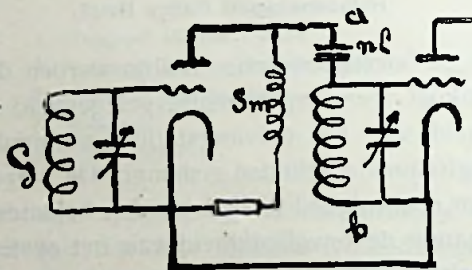


Fig. 1

twee h.f. lampen resp. tusschen een h.f. lamp en een detector, principieel bestaande uit een smoorspoel- of weerstand-voeding van de anode der h.f. lamp en een afstembare keten, door een zéér kleinen condensator gekoppeld met de anode der vóórgaande h.f. lamp. De koppeling met het volgende rooster geschiedt van af die keten direct of via een roostercondensator.

Noemen we de onderdeelen als volgt:

- $L_k$  de koppel smoorspoel;
- $C_k$  de koppel condensator;
- $L_a$  de afstem zelfinductie;
- $C_a$  de afstem capaciteit.



We kunnen nu nagaan welke eigenaardigheden bij afstemming plaats vinden.

Ten eerste is een afstemming mogelijk waarbij  $L_a$  en  $C_a$  tezamen op de ontvangfrequentie zijn afgestemd. De  $L_a C_a$  keten heeft dan den hoogst mogelijken weerstand, zoodat in dezen vorm een zeer groote kans aanwezig is op genereeren door rooster-plaat capaciteit der voorgaande lamp. Daar juist dit schema zich practisch als zéér stabiel gedraagt, ligt het voor de hand, deze afstemming niet als normaal te accepteeeren.

In deze zelfde richting wijst ook de overweging dat in dit geval slechts een *deel* van de totale, uitwendige anode wisselspanning der h.f. lamp op de  $L_a C_a$  keten als klemspanning verschijnt, en, waar deze klemspanning de roosterwisselspanning der volgende lamp is, dus van een maximum geen sprake kan zijn.

De werkelijke afstemming van het geheel, uitgezonderd  $L_k$  ligt niet in dit punt. Ze ligt dáár waar de  $L_a C_a$  keten een resulterende zelfinductie vormen, welke met  $C_k$  in serie een keten opleveren welke in *spannings*-resonantie komt. Hierdoor zal de klemspanning van de  $L_a C_a$  keten belangrijk hooger kunnen zijn, dan die welke de h.f.-lamp afgeeft.

Op dit punt gekomen, dient dus te worden nagegaan welke smoorspoel-eigenschappen een L C keten heeft, d.w.z. wát de resulterende zelfinductie-waarde van een L C keten is.

Hiertoe releveeren we eerst even, hoewel voor menigeen mogelijk overbodig, wat de afstemming van een L met een C daaraan parallel beteekent.

Zooals in de werken over wisselstroom-theorie ; b.v. dat van Dr. Koomans, wordt duidelijk gemaakt, verbruikt een ideale smoorspoel L, op een spanning E van de frequentie f aangesloten een stroom:

$$I_1 = \frac{E}{2 \pi f L}$$

of, daar men meestal  $2 \pi f = \omega$  noemt, is

$$I_1 = \frac{E}{\omega L},$$

waarbij deze  $I_1$  nàijlend is, d.w.z. het stroommaximum ontstaat  $\frac{1}{4}$  periode nà het spanningsmaximum.

Door een condensator C wordt een stroom opgenomen  $I_2 = E \omega C$ , welke vóórijlend is, dus waarvan het maximum  $\frac{1}{4}$  periode vóór dat van de spanning valt.  $I_1$  is dus steeds in *richting* tegengesteld aan  $I_2$ . Is dus  $I_1 = I_2$  dan wordt evenveel nà-ijlende als vóórijlende stroom gebruikt, door het samenstel L C. Dit nu geeft aanleiding tot de bekende resonantie-formule:

$$E \omega C = \frac{E}{\omega L} \text{ of } \omega^2 = \frac{1}{LC}$$

Is echter  $I_1$  *grooter* dan  $I_2$ , dus wanneer we den capaciteitsstroom te klein voor resonantie maken, dus bij te kleine capaciteit, dan is de vectorische som van  $I_1$  en  $I_2$  niet nul, doch er resulteert een nà-ijlende stroom  $I = I_1 - I_2$ .

Hoe dichter de afstemming benaderd is, des te meer zullen de waarden van  $I_1$  en  $I_2$  overeenkomen, dus des te kleiner zal de waarde van het verschil zijn.

Het opnemen van een zéér geringen stroom bij bepaalde spanning wijst op een zéér hoogen weerstand.

Het opnemen van een zeer geringen nà-ijlenden stroom wijst op een zéér hooge zelfinductie. Zouden we  $I_2$  een gering bedrag grooter dan  $I_1$  nemen, dan zou een zéér kleine vóór-ijlende stroom overschieten.

De LC keten, niet op, doch *naast* de ontvangfrequentie afgestemd, levert ons dus naar keuze een handig middel om het effect te verkrijgen van een zéér hooge zelfinductie resp. een zeer kleine capaciteit.

Kunnen we al de practische waarde van dit laatste niet groot achten, het maken van een zeer groote, goede zelfinductie is niet altijd even eenvoudig.

Komt de serieschakeling van  $C_k$  en de  $L_a C_a$  keten dus in resonantie op de frequentie  $f$ , dan is, als we de, uit  $L_a C_a$  resulterende zelfinductie  $L_r$  noemen:

$$(2\pi f)^2 = \omega^2 = \frac{1}{L_r C_k}$$

zoodat we de waarde van deze zelfinductie kunnen bepalen:

$$L_r = \frac{1}{\omega^2 C_k}$$

Daar  $L_r$  dus omgekeerd evenredig is met  $C_k$ , zal een kleine waarde van  $C_k$  dus *vanzelf*, indien we afstemmen, tot een hooge resulterende  $L_r$  aanleiding geven.

De condensator  $C_a$  moet op kleinere waarde ingesteld zijn, dan wanneer  $C_a$  zelf met  $L_a$  in resonantie zou worden gebracht. Het verschil tusschen deze waarde van  $C_a$  en die welke serie-resonantie met  $C_k$  oplevert, is juist *gelijk* aan  $C_k$ .

Zou dus voor afstemming van de keten  $L_a C_a$  zelf op de golf, een capaciteit  $C_{ra}$  noodig zijn dan zal, in deze schakeling, het maximum worden gevonden bij een capaciteit  $C_a = C_{ra} - C_k$ .

Is de koppelcondensator  $C_k$  dus zeer klein, dan zal het verschil van  $C_a$  en  $C_{ra}$  ook zéér klein zijn.

In mijn vorig artikel werd onder anderen de aandacht gevestigd op den *golfweerstand* of „*blokkeeringsweerstand*” van een keten.

Dit was de weerstand welke bij afstemming van een L C keten als resultante overschoot.

Deze golfweerstand  $R_g$  had de bekende waarde  $R_g = \frac{L}{RC}$  waarin R den werkelijken spoelweerstand voorstelt (bij idealen condensator).

Deze  $R_g$  had nu de reële beteekenis dat bij afstemming slechts de stroom  $I_w = \frac{E}{R_g}$  wordt opgenomen. Deze  $I_w$  is dan de door de spoel opgenomen *watt*-stroom, terwijl in afstemming de wattlooze stroomen elkaar compenseeren. Bij geringe frequentieverschillen is de spoelweerstand, dus ook de *watt*-stroom, als constant te achten. Daaruit volgt, dat van de  $L_a \cdot C_a$  keten de opgenomen wattstroom ook constant is bij onze kleine verstemming, dus dat het in faze zijnde deel van den stroom, door deze keten opgenomen, hetzelfde blijft.

Dan is ook de golfweerstand  $R_g$  te beschouwen als een energieverbruikende tak, parallel aan onze resulterende zelfinductie  $L_r$ .

Om dit te herleiden tot de eigenschappen van een enkele smoorpoel waar weerstand en zelfinductie geacht kunnen worden in serie te zijn geschakeld, is eenige omrekening gewenscht.

Voor we dit doen, is echter reeds een belangrijke conclusie te trekken. Is n.l.  $R_g$  groot, dan is de wattstroom klein, dus is de verhouding wattstroom : wattlooze stroom klein.

Bij *hoogen* golfweerstand, dus goede spoelqualiteit, zal dus de selectiviteit groot, de demping klein zijn.

Dit algemeene verschijnsel kon hier verwacht worden, maar achteraf zal men inzien dat een afleiding van deze eigenschap niet overbodig is.

Is  $L_r$  zéér groot, dan is de wattlooze stroom klein, dus klein t.o.v. den wattstroom, dus is dan het geheel juist *niet* selectief.

Nu ontstaat een zéér hooge waarde van  $L_r$ , indien we  $C_k$  zéér klein nemen.

*Kleine* koppelcondensator levert dus geen verhooging, doch *verlaging* van selectiviteit, en vergrooting van den dempingsfactor.

Terugkoppelen doet  $R_g$  toenemen, dus, zooals altijd, ook de afstemscherpte.

Ook bij kleinen koppelcondensator is dus de selectiviteit door terugkoppelen te herstellen.

Bij dit alles gaven we ons geen rekenschap van den anodeweer-

stand van de voorgaande lamp, terwijl we de voedingssmoorspoel evenmin in de beschouwingen opnemen.

Zoolang deze beschouwd worden kan als een hoge zelfinductie, parallel aan de afstemketen, zal bij een weerstand van de voorgaande lamp, belangrijk kleiner dan de waarde  $\omega L_k$  der voedingsspoel, de invloed der laatste gering zijn.

Voeden we met weerstanden dan zullen we hiermede, vooral bij dubbelroosterlampen, een vrij sterken invloed op het gedrag van de lamp uitoefenen, zoodat, waar een hoge weerstand weinig verlies geeft, ook de lamp minder actief is dan bij lageren weerstand.

Dit is wel een reden waardoor successen met zéér uiteenlopende en vrij lage waarden van koppel (voedings) weerstand zijn bereikt. Zien we dus van den invloed van de voedingsspoel af, dan volgt uit de gebruikelijke gegevens, dat de schakeling het meest actief is, wanneer de lampweerstand gelijk is aan den ketenweerstand.

Hier komt echter een zéér groot verschil met het „Koomans” schema of met h.f. transformatoren !

Indien we door terugkoppeling den golfweerstand opvoeren, verminderen we dus den wattstroom, opgenomen door  $L_a C_a$ . Dat wil zeggen dat de smoorspoel, welke het schijnbaar resultaat van deze keten is, kwalitatief *beter* wordt, dus **lageren** weerstand krijgt.

De anode-sluitketen van de lamp krijgt dus, 1e bij afstemming het verlies van capaciteef of inductieef karakter, en, wat het belangrijkste is, 2e, bij dempingsreductie wordt de schijnweerstand van die keten *kleiner*, zoodat de kans voor zelfgenereeren van de h.f. lamp *minder* wordt bij *hoogere dempings reductie*. De h.f. lamp wordt, indien de genereergrens juist benaderd is, dus tevens juist kortgesloten zoodat, naast de goede eigenschappen van de A 442 (C 142) ook dit *schema* bijdraagt tot storingsvermindering ! Voor dit laatste zal echter, waar de dempingsreductie niet *juist* op de ontvangen golf, doch even daarnaast plaats vindt, niet voor 100 % practische waarde mogen worden aangenomen. In alle geval echter is een sterke actie in deze richting werkzaam, waardoor deze schakeling evengoed of beter handelbaar is dan gewone neutrodyne systemen.

Wat betreft de selectiviteitsvermindering bij kleinere  $C_k$ , zoo is dit slechts van toepassing voor een generator (dus in casu de voorgaande lamp) van geringen weerstand.

Is de weerstand groot, dan zal naarmate het geheele afstem-systeem minder weerstand heeft, de klemspanning daarvan afnemen. Dit geeft aanleiding tot *vermindering* van selectiviteit, bij vermin-

dering van resulterenden weerstand van de keten  $C_k - L_a C_a$ . Hier zal dus een neveninvloed van dempingsreductie, waardoor genoemde weerstand vermindert, plaatsgrijpen, in tegengestelden zin, d.i. selectiviteit *verminderend*. De kleinere waarde van  $C_k$  zal in dit verband een overeenkomstigen neveninvloed uitoefenen: verhoogend op de selectiviteit werken.

Het gevolg is, dat de toestanden welke worden verkregen, sterk van den weerstand van de voorgaande lamp, zoowel als van de toegepaste dempingsreductie afhankelijk zijn.

Bij lampen met geringen weerstand en grooten qualiteitsfactor ( $g \times s$ ) is het dus gunstig voor selectiviteit en sterkte om  $C_k$  niet te klein te kiezen, en de demping van de  $L_a C_a$  keten vooral klein te maken.

Bij hoogen inw. weerstand mag de demping ook grooter zijn en is het van voordeel  $C_k$  klein te nemen.

Tevens zal dit van toepassing zijn op het schema, bekend als dat van den heer de Rop.

Is hier n.l. de primaire keten (antennekring) een serie schakeling, welke in resonantie een minimalen weerstand heeft, dan zullen met ultra kleine koppelcondensatoren niet de beste waarden worden verkregen. Is deze keten echter een parallel (vliegwiel) schakeling, of heeft men de antenne zelf niet afgestemd doch eenvoudig aan  $C_k$  verbonden, dan is de weerstand van dezen generator hoog te achten en zullen de kleinere waarden van  $C_k$  tot hoogere selectiviteit leiden.

Een getallen voorbeeld is ten slotte misschien gewenscht om enkele grootheden meer tot de verbeelding te doen spreken.

Hiertoe moet eerst het schema even in formule vorm worden bekeken.

De smoorspoel  $L_a$  heeft een geleidingsvermogen voor wattlozen stroom (susceptantie):

$B_1 = \frac{1}{\omega L_a}$ ; de condensator  $C_a$ :  $B_2 = -\omega C_a$ . Het resulterend geleidingsvermogen is  $B = \frac{1}{\omega L_a} - \omega C_a$ . Bij resonantie der geheele keten is dit geleidingsvermogen de susceptantie van de resulterende smoorspoel:  $-\frac{1}{\omega L_r} = \frac{1}{\omega L_a} - \omega C_a$  of, daar we de som der susceptanties dan nul mogen stellen  $0 = \frac{1}{\omega L_r} + \frac{1}{\omega L_a} - \omega C_a$ .

Nu is de resonantietoestand ingetreden doordat  $\frac{1}{\omega L_r} = -\omega C_k$  zoodat we ook kunnen zeggen:

$\frac{1}{\omega L_a} - \omega(C_a + C_k) = 0$ , waaruit volgt  $C_{ra} = C_a + C_k$  of  $C_a = C_{ra} - C_k$  hetgeen een nog onbewezen punt in het voorafgaande was. Het verband van de waarde van  $C_k$  met de waarde van den afstemcondensator is hiermede vastgelegd.

De susceptantie van de  $L_a C_a$  keten is dus  $B = \frac{1}{\omega L_r} = \omega C_k$ .

Hieraan ligt parallel het *wattstroom* verbruik van  $L_a$ , d.i. de golfweerstand van de  $L_a C_a$  keten, zoodat deze een conductantie  $G = \frac{1}{R_g} = \frac{RC}{L_a}$  vertoont.

Het totaal geleidingsvermogen van de  $L_a C_a$  keten is dus de admittantie:

$$Y = \sqrt{G^2 + B^2} = \sqrt{\frac{1}{R_g^2} + \frac{1}{\omega^2 L_r^2}}$$

terwijl de fase verschuiving is bepaald uit

$$\cos \varphi_1 = \frac{G}{\sqrt{G^2 + B^2}}$$

Noemen we nu ter verkorting de reactantie  $\omega L_r = X$ , dan is

$$\text{dus } Y = \sqrt{\frac{1}{R_g^2} + \frac{1}{X^2}}$$

De impedantie is dan:  $Z = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R_g^2} + \frac{1}{X^2}}}$

$$\text{en } \cos \varphi_1 = \frac{\frac{1}{R_g}}{\sqrt{\frac{1}{R_g^2} + \frac{1}{X^2}}}$$

Nu is op eenvoudige wijze te bepalen welke zelfinductie  $L$  en weerstand  $r$  in serie geschakeld een zelfde resultaat zouden opleveren.

$$r = z \cos \varphi_1 \qquad L = z \sin \varphi_1$$

waaruit na berekening volgt:

$$r = R_g \cdot \frac{x^2}{R_g^2 + x^2} \text{ en } L = \frac{x}{\omega} \frac{R_g^2}{R_g^2 + x^2} = L_r \cdot \frac{R_g^2}{R_g^2 + x^2}$$

De afstemming is erop gebaseerd dat de actieve zelfinductie  $L$  gelijk is aan  $L_r$ , de zelfinductie die de  $L_a C_a$  keten als resultante oplevert.

Hieraan wordt voldaan door den eisch:

$R_g \gg X$ , waardoor de breuk  $\frac{R_g^2}{R_g^2 + X^2} = 1$  wordt en dus  $L = L_r$ .

De waarde van  $\cos \varphi$  van de geheele keten is zeer belangrijk. De klemspanning  $e$  van de geheele keten verhoudt zich tot  $e_a$ , dat is de klemspanning van de  $L_a C_a$  keten, als  $1 : \frac{1}{\cos \varphi} = e : e_a$ . Hoe kleiner dus  $\cos \varphi$  is, des te sterker is de weergave.

Nu is  $\cos \varphi = \frac{r}{\sqrt{\omega^2 L^2 + r^2}}$  hetgeen we na het voorgaande kunnen gelijkstellen aan:

$$\cos \varphi = \frac{R_g X^2}{\sqrt{X^4 R_g^2 + X^2 R_g^4}} + ; \cos^2 \varphi = \frac{R_g^2 X^4}{X^4 R_g^2 + X^2 R_g^4} = \frac{X^2}{X^2 + R_g^2} \text{ of } \cos \varphi = \frac{X}{X + R_g}$$

Hieruit is nu wederom te concluderen: groote sterkte en selectiviteit indien  $\cos \varphi$  klein is, dus indien  $X \ll R_g$  waardoor  $\cos \varphi$  tot de waarde  $\frac{1}{R_g}$  nadert.

Dit beteekent dat sterkte en selectiviteit in *sterke* mate bevorderd worden door terugkoppeling. Bij een goed geconstrueerd apparaat zal de terugkoppeling in staat zijn;  $\cos \varphi$  van circa 1 tot c.a.  $\frac{1}{R_g}$  te varieeren.

Daardoor zal de sterkte in omgekeerden zin varieeren, en daar  $R_g = 100.000$  een gemiddelde waarde is, zal de terugkoppeling dus een grooten invloed *kunnen* hebben.

Deze invloed begint echter pas, indien  $X = \omega L_r = \frac{1}{\omega C_k}$  de waarde van  $R_g$  in neerwaartsche richting passeert.

De gunstige invloed van terugkoppeling op volume en afstemscherpte begint dus des te *eerder* naarmate  $\frac{1}{\omega C_k}$  kleiner is, dus bij *kortere* golven en grootere waarden van den koppelcondensator.

Daar echter een soepel geconstrueerd toestel een geleidelijken overgang tot genereeren heeft, en daarbij  $R_g$  de meest hooge waarden, tot aan  $\infty$  doorloopt, behoeft het niet te verwonderen dat ook kleine waarden van  $C_k$  succes gaven. Daar verder kleine waarden van  $C_k$  onmiskenbaar een hooge selectiviteit suggereeren, behoeft het ons niet te verwonderen, dat de experimenteele resultaten omtrent de meest gewenschte waarde van  $C_k$  vèr uiteen liepen.

Bovendien, zooals reeds opgemerkt, worden deze effecten door den weerstand van de generator (lamp) tegengewerkt.

Ook het soepele karakter, de weinige genereer-neiging der h.f. lamp, wordt ons duidelijk door den vorm van den uiteindelijk over-

schiendenden weerstand:  $r = R_g \frac{X^2}{R_g^2 + X^2}$  welke een waarde  $\frac{1}{R_g}$  krijgt indien  $R_g$  door terugkoppeling zeer groot wordt.

De h.f. lamp wordt, bij verhoogde terugkoppeling, meer en meer kortgesloten, in zeer reëlen zin, zoodat geen neigingen tot plaat-rooster reacties meer overblijven. Vanzelf is de gunstigste bedrijfs-toestand bij een lamp met inw. weerstand  $R_a$ :

$r = R_a$ , zoodat bij verder terugkoppelen waardoor  $r < R_a$  wordt, de winst, eenerzijds opgedaan door gunstige  $\cos \varphi$ , aan den anderen kant verloren gaat aan slechtere aanpassing.

De beste resultaten zullen dus iets vóór den uitersten stand der terugkoppeling, iets vóór den genereer-rand worden bereikt.

Hieruit laat zich nu de gunstigste waarde van  $C_k$  bepalen.

Bij een lampweerstand  $R_a$  is het grootste effect te verwachten van  $r = R_a$ .

We vervangen in de formule voor  $r$ , deze door  $R_a$  zoodat:

$$R_a = R_g \cdot \frac{X^2}{R_g^2 + X^2} \quad \text{of}$$

$$\frac{R_a}{R_g} = \frac{X^2}{R_g^2 + X^2}$$

Het is nu practisch slecht uitvoerbaar gebleken, een systeem door terugkoppelen op *soepele* wijze meer dan c.a. 20 à 100 voudigen golfweerstand te geven. Is dus de *natuurlijke* golfweerstand van een keten 10.000  $\Omega$  dan zal deze bij goede constructie niet hooger dan c.a. 200.000 te brengen zijn.

Was de natuurlijke golfweerstand echter 200.000  $\Omega$ , dan zou 4.000.000  $\Omega$  te bereiken zijn.

Een detector-keten is, door het positief „voorgespannen” rooster en lek, gebonden aan c.a. 100.000  $\Omega$  als gunstig gemiddelde, zoodat  $R_g = 2 \cdot 10^6 \Omega$  als norm zou te beschouwen zijn. Dan moet voldaan worden aan  $X \ll R_g$  terwijl, naarmate we een lamp met hooger en of

lageren weerstand toepassen,  $\frac{R_a}{R_g} = \frac{1}{500}$  à 0,2.

Substitueeren we direct  $R_g = 2 \cdot 10^6$  dan komt:

$$R_a = 2 \cdot 10^6 \cdot \frac{X^2}{4 \cdot 10^{12} + X^2}$$

$$X = \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{12} \cdot R_a}{2 \cdot 10^6 - R_a}}$$



Voor 2 waarden voor  $R_a$ , n.l.  $10.000 \Omega$  en  $100.000 \Omega$  wordt dan  $X$  resp.:

$$X_1 = 1,4 \cdot 10^5 \Omega$$

$$X_2 = 4,3 \cdot 10^5 \Omega.$$

Nemen we als gemiddelde golf in het langegolf gebied  $1500 M$ , dus  $f = 3 \cdot 10^5$  per. dus  $\omega$  ongeveer  $2 \cdot 10^6 = (2 \cdot \pi \cdot 3 \cdot 10^5)$ , dan wordt:

$$\frac{1}{\omega c_k} X_1 \text{ resp. } X_2. \quad \text{of}$$

$$c_k = \frac{1}{\omega X_1} \text{ resp. } \frac{1}{\omega X_2} \quad \text{of}$$

$$c_k = \frac{1}{2 \cdot 10^6 \cdot 1,4 \cdot 10^5} \text{ resp. } \frac{1}{2 \cdot 10^6 \cdot 4,3 \cdot 10^5}$$

$$c_k = \frac{10^{-12}}{0,2 \cdot 1,4} \text{ resp. } \frac{10^{-12}}{0,2 \cdot 4,3} \quad \text{d.w.z.}$$

$C_k$  varieert bij lampen van  $10.000$  tot  $100.000 \Omega$  anode weerstand in waarden van  $3,5$  tot  $1,1 \mu \mu F$ .

Voor het kortegolf gebied is  $\omega$  ongeveer  $5 \times$  groter, en liggen de gunstigste waarden dus bij c.a.  $5 \times$  kleinere condensatoren, d.i.  $0,7$  à  $0,22 \mu \mu F$ .

Het is dus zeer juist, (en ik hoop niet dat men dit nu geheel en al als mosterd na den maaltijd beschouwt) voor koppeling een geheel uitgedraaiden *neutrodon* te nemen.

Waar het overigens een aanpassingskwestie is, is binnen de gegeven grenzen de waarde niet kritisch.

Ook het schema de Rop zal met dergelijke waarden, indien de primaire een vliegwielschakeling is, het gunstigst werken. De stralings weerstand van de antenne zal de gunstigste waarde op  $10$  à  $20 \mu \mu F$  bepalen.

## De tweede grondwet der triode.

K. C. W. VENEMA.

### I.

Bij een triode is de anodestroom  $I_a$  (zie Barkhausen) voor te stellen door de formule:

$$I_a = S \cdot V_g + \frac{V_b}{R_i} + C$$

waarin  $S$  = steilheid,  $V_b$  = batterij spanning,  $C$  = een lampconstante; aangenomen, dat de triode niet belast zij met een uitwendigen weerstand.

Uit deze formule volgt:

$$S \times V_g = I_a - \frac{V_b}{R_i} - C$$

$$V_g = \frac{I_a - \frac{V_b}{R_i} - C}{S}$$

Ingeval  $V_g$  maximaal wordt, daalt  $I_a$  tot nul.

$$V_{g \max.} = - \left( \frac{V_b}{R_i} + C \right)$$

Echter is  $R_i = \frac{g}{S}$  waarin  $S$  uitgedrukt in ampères p. Volt in afwijking van de gebruikelijke schrijfwijze  $\frac{1000 g}{S}$  waarin  $S$  uitgedrukt in m.A. p. Volt.

Dus

$$V_{g \max.} = - \left( \frac{V_b}{g} + \frac{C}{S} \right)$$

In geval wij den vorm  $\frac{C}{S}$  verwaarloozen, wordt deze uitdrukking:

$$V_{g \max.} \approx - \frac{V_b}{g}$$

en waar bij de niet belaste triode de batterijspanning  $V_b$  is gelijk de anodespanning  $V_a$ , daar wordt dit:

$$V_{g \max.} \approx - \frac{V_a}{g}$$

*De roosterspanningsruimte is bij benadering gelijk aan de anodespanning, gedeeld door den versterkingsfactor.*

## II.

Wij vinden hier de formule terug, door den heer Corver reeds in Radio-Expres No. 39, jaargang 1926 pag. 679 gepubliceerd, met dit kleine verschil, dat het negatieve voorteecken in de formule voorkomt, hetgeen juister is, aangezien de roosterspanning negatief is t. o. v. de anodespanning.

## III.

Wij moeten goed acht geven op het feit, dat alleen bij de *niet* belaste triode de batterijspanning  $V_b$  gelijk is aan de anodespanning  $V_a$ . Is de triode belast met den uitwendigen weerstand  $R_u$ , dan wordt  $V_a < V_b$  en wel is:

$$V_a = V_b - I_a \times R_u.$$

Waar men bij meting onwillekeurig  $V_b$  en niet  $V_a$  meet, en bij berekening gemakkelijk beide waarden verwisselt, daar verdient het aanbeveling alle lampwetten uit te drukken in  $V_b$ , de batterijspanning, en niet in  $V_a$ , de anodespanning, of

$$V_{g \max} \approx -\frac{V_b}{g}.$$

Bij de onbelaste triode is de roosterruimte bij benadering gelijk aan de batterijspanning, gedeeld door den versterkingsfactor.

## IV.

Hoe groot is de invloed van den vorm  $\frac{C}{S}$ ?

Hiernaast de grafiek der onbelaste B 406 bij plaatspanning = 120 Volt.

$$V_{g \max} \approx -\frac{V_b}{g} \approx -\frac{V_a}{g} \approx -\frac{120}{6} \approx -20 \text{ V.}$$

O C is de figuur is eveneens — 20 Volt.

Toevalligerwijze geeft de benaderde formule de waarde der roosterspanningsruimte met de grafiek kromming mede gerekend, A C.

O B = 13 Volt, is de roosterspanningsruimte voor het rechte deel der grafiek A B.

Bij 800 Volt is  $I_{a0} = 6,5 \text{ m.A.}$  bij 0 roosterspanning.

$R_i = 6000 \text{ Ohm.}$

$$I_a = S \times V_g + \frac{V_b}{R_i} + C$$

$$C = I_a - S \cdot V_g - \frac{V_b}{R_i}$$

Bij 0 roosterspanning is  $S \cdot V_g = 0$ .

$$C = I_{a0} - \frac{V_b}{R_i} = \frac{6.5}{1000} - \frac{80}{6000} = -0,007$$

$$S = 1 \text{ m.A. p. V} = \frac{1}{1000} \text{ Amp. p. Volt.}$$

$$\frac{C}{S} = -\frac{0,007}{0,001} = -7.$$

$$V_{g \max. 120} = -\left(\frac{V_b}{g} + \frac{C}{S}\right) = -\left(\frac{120}{6} - 7\right) = -13 \text{ Volt,}$$

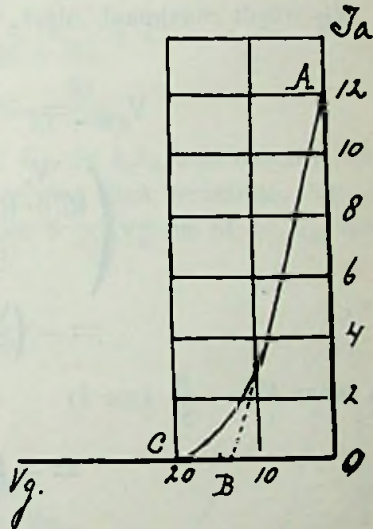


Fig. 1

hetgeen overeenkomt met O B der figuur. De juiste formule geeft de roosterspanningsruimte voor de rechte grafiek A B.

V.

Thans belasten we de triode met den uitwendigen weerstand  $R_u$ , doch houden de batterijspanning  $V_b$  gelijk aan sub I.

De anodestroom blijft niet  $I_a$ , maar daalt tot de waarde  $I_a^1$ .

$$I_a^1 = S \cdot V_g + \frac{V_b - I_a^1 \cdot R_u}{R_i} + C$$

$$= S \cdot V_g \frac{R_i}{R_i + R_u} + \frac{V_b}{R_i + R_u} + C \frac{R_i}{R_i + R_u}$$

$$I_a^1 = S' V_g + \frac{V_b}{R_i + R_u} + C'$$

$$V_g = \frac{I_a^1 - \frac{V_b}{R_i + R_u} - C'}{S'}$$

$V_g$  wordt maximaal, als  $I_a^1$  tot nul daalt.

$$V_{g \max} = - \frac{\frac{V_b}{R_i + R_u} + C'}{S'}$$

$$= - \left( \frac{\frac{V_b}{R_i + R_u} + C \frac{R_i}{R_i + R_u}}{S \frac{R_i}{R_i + R_u}} \right)$$

$$= - \left( \frac{V_b + C \cdot R_i}{S \cdot R_i} \right)$$

en waar  $R_i = \frac{g}{S}$  (zie I)

$$= - \left( \frac{V_b}{g} + \frac{C}{S} \right)$$

$$V_{g \max} \simeq - \frac{V_b}{g}$$

of in woorden:

*Bij de belaste triode is de maximale roosterspanningsruimte gelijk aan de batterijspanning gedeeld door den versterkingsfactor.*

Waar  $V_b$  thans  $> V_a$ , immers  $V_a = V_b - I_a^1 R_u$ , daar geldt niet meer de schrijfwijze van sub I, in ratio van  $V_a$ , en is de roosterspanningsruimte niet meer gelijk aan de anodespanning gedeeld door den versterkingsfactor.

VI.

Wij kunnen ook zeggen:

Bij de belaste triode blijft het maximaal roosterspanningsbereik gelijk aan dat der onbelaste triode, mits de batterijspanning ongewijzigd blijft.

## VII.

Thans gaan we bij de met  $R_u$  belaste triode de batterijspanning opvoeren tot de waarde  $V_b^1$  en wel zoodanig, dat de anodestroom  $I_a^1$  zich vergroot tot de waarde  $I_a$  sub I.

$$O D = I_{a0} \text{ (sub I en VII)}$$

$$O C = I'_{a0} \text{ (sub V)}$$

$$O B = V_{g \text{ max.}} \text{ (sub I en V)}$$

Dan stelt  $O E$  de maximale roosterspanningsruimte der verruimde karakteristiek voor  $= V'_{g \text{ max.}}$ .

$$D O = I_{a0} = \frac{V_b}{R_i} + C$$

$$C O = I'_{a0} = \frac{V_b}{R_i + R_u} + C'$$

$$= \frac{V_b}{R_i + R_u} + C \frac{R_i}{R_i + R_u}$$

De hier gebezigde formules voor  $I_{a0}$  en  $I_a^1$  zijn dezelfde als die voor  $I_a$  sub I en voor  $I_a^1$  sub V, met dien verstande, dat bij roosterspanning nul de waarden voor  $S \times V_g$  en  $S^1 \times V_g$  ook nul worden.

$$\frac{C O}{D O} = \frac{\frac{V_b}{R_i + R_u} + C \frac{R_i}{R_i + R_u}}{\frac{V_b}{R_i} + C}$$

$$= \frac{R_i}{R_i + R_u} \times \frac{\frac{V_b}{R_i} + C}{\frac{V_b}{R_i} + C} = \frac{R_i}{R_i + R_u}$$

$$\frac{C O}{D O} = \frac{O B}{O L} = \frac{V_{g \text{ max.}}}{V'_{g \text{ max.}}}$$

$$\frac{V'_{g \text{ max.}}}{V_{g \text{ max.}}} = \frac{R_i}{R_i + R_u}$$

$$V'_{g \text{ max.}} = \frac{R_i + R_u}{R_i} \times V_{g \text{ max.}}$$

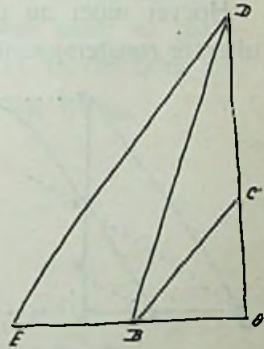


Fig. 2

of in woorden:

Het verruimde roosterspanningsbereik is gelijk aan het oude roosterspanningsbereik  $\times$  den factor  $\frac{R_i + R_u}{R_i}$ .

## VIII.

Tot welke waarde moet de batterijspanning worden opgevoerd, om den toestand sub VII te bereiken?

Onbelast was

$$I_{ao} = \frac{V_b}{R_i} + C$$

Belast met  $R_u$

$$I_{ao}'' = \frac{V_b'}{R_i + R_u} + C''$$

$$I_{ao} = I_{ao}''$$

$$\frac{V_b}{R_i} + C = \frac{V_b'}{R_i + R_u} + C''$$

$$= \frac{V_b'}{R_i + R_u} + C \frac{R_i}{R_i + R_u}$$

$$V_b' = V_b \frac{R_i + R_u}{R_i} + C \cdot R_u.$$

In tegenstelling met sub I is de vorm  $C \cdot R_u$  niet verwaarloosbaar.

## IX.

$E F$  = verzadigingsstroom  $I_s$ .

$O A$  = maximale ruststroom  $I_{ao \max.}$  optredende bij maximaal toelaatbare anodespanning  $V_{a \max.}$ .

$O C$  is het daarbij optredende roosterspanningsbereik  $V_{\max.}$ .

Hoever moet nu de anodespanning verhoogd worden, om het uiterste roosterspanningsbereik  $O D = V_g \text{ utterst}$  te bereiken?

Deze anodespanning zij  $V_{ax}$

$$I_{ao \max.} = \frac{V_{a \max.}}{R_i} + C$$

of

$$R_i = \frac{V_{a \max.}}{I_{ao \max.} - C}$$

$$I_s = \frac{V_{ax}}{R_i} + C \text{ of } V_{ax} = R_i (I_s - C).$$

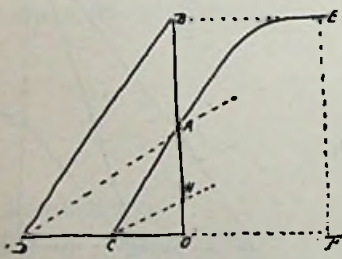


Fig. 3

Hierin de waarde van  $R_i$  gesubstitueerd:

$$V_{ax} = V_{a \max.} \frac{I_s - C}{I_{ao \max.} - C}$$

Waar  $C$  klein is t.o.v.  $I_s$  en van  $I_{ao \max.}$  zou dit geschreven mogen worden

$$V_{ax} \approx V_{a \max.} \frac{I_s}{I_{ao \max.}}$$

welke formule wij terug vinden op pag. 680 van R.-E. 1926.

Bij normale ontvanglampen is C niet goed verwaarloosbaar t.o.v.:

I en  $I_{ao \text{ max.}}$

Voorbeeld Philips B 406:

$$C = 0.007$$

$$V_a \text{ max.} = 120 \text{ V.}$$

$$I_s = 30 \text{ m. A.}$$

$$I_{ao \text{ max.}} = 12 \text{ m. A.}$$

$$V_{ax} = 120 \times \frac{\frac{30}{1000} + \frac{7}{1000}}{\frac{1}{1000} + \frac{1}{1000}} = 370 \text{ Volt.}$$

En berekend met de benaderende formule:

$$V_{ax} = 120 \times \frac{30}{12} = 300 \text{ Volt.}$$

X.

De toestand in IX berekend, is die der *niet* belaste lamp. In de praktijk zal de lamp steeds belast zijn. In dat geval is een veel lagere waarde van  $V_{ax}$  voldoende om  $V_{g \text{ uiterst}}$  te bereiken.

Immers is OD in fig. sub IX  $= V_{g \text{ uiterst}}$  niet alleen het rooster-spanningsbereik der grafiek ODB der *onbelaste* lamp, maar tevens dat van ODA der belaste lamp, door een juiste keuze van Ru, en de juiste verhooging der batterijspanning. OC is het rooster-spanningsbereik der grafiek OCA, dat is onbelaste lamp en plaatspanning  $= V_a \text{ max.}$  en tevens van de grafiek OCH, dat is de met Ru belaste lamp en onverhoogde batterijspanning  $V_a \text{ max.}$

Welke waarde moet Ru hebben?

Welke waarde de batterijspanning  $V_b$ ?

Uit de figuur sub IX volgt:

$$OC : OD = OH : OA$$

$$V_{g \text{ max.}} : V_{g \text{ uiterst}} = I_x : I_{ao \text{ max.}}$$

$$I_x = \frac{V_{g \text{ max.}}}{V_{g \text{ uiterst}}} \times I_{ao \text{ max.}}$$

Volgens VII is:

$$V_{g \text{ max.}} : V_{g \text{ uiterst}} = Ri : (Ri + Ru) = I_a : I_{ao \text{ max.}}$$

$$Ru = Ri \frac{I_{ao \text{ max.}} - I_x}{I_x}$$

Hierin is  $I_x = OH$ , dat is de plaatstroom bij de met Ru belaste lamp, met batterijspanning gelijk de maximaal toelaatbare anodespanning  $V_a \text{ max.}$

Nu verhoogen we de batterijspanning tot de waarde  $V_x$  zoodanig, dat CH zich naar DA verplaatst, waarbij de plaatstroom  $OA = I_{ao \text{ max.}}$  wordt.

Hiervoor is volgens VIII een batterijspanning  $V_x$  noodig welke gelijk is aan:

$$V_b \times \frac{R_i + R_u}{R_i} + C. R_u.$$

en waar in ons geval:

$$V_b = V_{a \text{ max.}}$$

daar wordt:

$$V_x = V_{a \text{ max.}} \frac{R_i + R_u}{R_i} + C. R_u.$$

Voorbeeld:

Gegeven de B 406 van Philips

$$V_{a \text{ max.}} = 120 \text{ V.}$$

$$I_x = 20 \text{ m. A.}$$

$$I_{ao \text{ max.}} = 12 \text{ m. A.}$$

$$C = -0,007$$

$$R_i = 6000 \text{ Ohm.}$$

$$g = 6.$$

$$V_{g \text{ max.}} \text{ wordt volgens I} = -\frac{V_{a \text{ max.}}}{g} = -\frac{120}{6} = -20 \text{ Volt.}$$

$$V_{g \text{ uiterst}} = V_{g \text{ max.}} \times \frac{I_x}{I_{ao \text{ max.}}} = -20 \times \frac{20}{12} = -33,33 \text{ Volt.}$$

In IX is reeds berekend, dat hiervoor bij de onbelaste lamp een batterijspanning van 370 Volt noodig is.

$$I_x = \frac{-20}{-50} \times \frac{12}{1000} = 4,8 \text{ m. A.}$$

$$R_u = 6000 \times \frac{12}{4,8} \times \frac{1000}{1000} = 9000 \text{ Ohm.}$$

$$V_x = 120 \times \frac{6000 + 9000}{6000} - 0,007 \times 9000 = 237 \text{ Volt.}$$

Was bij de niet belaste B 406 een batterijspanning van 370 Volt noodig, om een roosterspanningsruimte van 50 Volt te bereiken.

Zoo is bij de met 9000 Ohm belaste lamp een batterijspanning van 237 Volt slechts noodig.

Door verwaarloozing van den term  $C \times R_u$  zouden wij in geval



9 en geval 10 de waarde 300 Volt gevonden hebben, waaruit wederom blijkt, dat deze term niet mag worden verwaarloosd.

Amsterdam 15-10-'27.

## Openbaar gemaakte Octrooiaanvragen op het gebied der Hoogfrequentietechniek.

**No. 23533 Ned.** Ingediend 9 Januari 1923, openbaar gemaakt 16 Augustus 1926.

Int. Gen. Electric Comp. Inc. New-York.

*Inrichting tot gelijkrichting van wisselstroom.*

De uitvinding bestaat daarin, dat aan den kathodengloeistroom een zoodanig hooge waarde wordt gegeven, gedurende een deel der wisselstroomperiode, dat door de magnetostrictie geen electronenstroom wordt doorgelaten terwijl in het overblijvende deel der periode de gloeistroom zoo klein wordt gemaakt, dat een electronenstroom tusschen kathode en anode tot stand komt. Op deze wijze werkt het toestel als gelijkrichter.

*Conclusie:* „Inrichting tot het gelijkrichten van wisselstroom met behulp van een electronenontladingsbuis met gloekathode waarbij de gloeistroom gedurende de werkzame phase van de wisselspanning zoo klein is, dat een electronenstroom tusschen kathode en anode tot stand komt, terwijl de gloeistroom gedurende de andere phase zoo groot is, dat de electronenstroom door het optreden van het magnetostrictie effect practisch wordt onderdrukt”.

3 pag. beschrijving, 4 fig. 1 conclusie.

**No. 26042 Ned.** Ingediend 15 Januari 1924, openbaar gemaakt 16 Augustus 1926.

N.V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Ontladingsbuis met tusschen hare bevestigingspunten ondersteunde gloekathode.*

De uitvinding bestaat hierin, dat het orgaan, dat de kathode tusschen hare bevestigingspunten ondersteunt, door een opening in een door de roosterstijlen gedragen scherm loopt en dat dit orgaan aan de andere zijde van het scherm bevestigd is aan of om één of meer isoleerende steunen, die eveneens door de roosterstijlen worden gedragen. Het ondersteuningsorgaan van de kathode kan gevormd worden door een metalen haak uitlopend in een bladveer, welk zich klemt om genoemden isoleerenden steun. De iso-

leerende steunen van den haak kunnen bestaan uit twee evenwijdige buizen van kwarts. Het bladveer uiteinde van den haak wordt hier S-vormig omgelegd.

*Conclusie:* Ontladingsbuis met tusschen de bevestigingspunten ondersteunde gloeikathode, die concentrisch is geplaatst binnen een om twee of meer stijlen gewikkelden rooster, met het kenmerk, dat het ondersteuningsorgaan der kathode gaat door een opening in een door de roosterstijlen gedragen scherm en aan gene zijde van dat scherm bevestigd is aan of om een of meer isoleerende steunen, die eveneens door de roosterstijlen worden gedragen”.

2 pag. beschrijving. 1 fig. 3 concl.

**No. 28405 Ned.** Ingediend 28 October 1924, openbaar gemaakt 16 Augustus 1926, voorrang van 19 Augustus 1924.

Metropolitan-Vickers Electrical Comp. Ltd. Londen.

*Verbeteringen aan elektrische vacuumbuizen.*

Volgens de uitvinding bestaat de gloeidraad uit twee afzonderlijke draden in U- of V-vorm en waarbij de bocht gevormd wordt door een buigzaam kortsluitstrookje, terwijl elke draad door een afzonderlijke, in het verlengde van dien draad, aan de zijde van de bocht aangebrachte veer wordt gespannen. Het kortsluitstrookje kan van nikkel zijn of ook van molybdeen of wolfram. Door deze constructie wordt bereikt dat in de bocht een lagere temperatuur dan anders optreedt, terwijl de beenen van den gloeidraad niet krom gaan staan.

*Conclusie:* „Thermionisch toestel met een of meer paren in U- of V-vorm opgestelde gloeidraden, met het kenmerk, dat de bocht van elken U- of V-vorm gevormd wordt door een buigzaam kortsluitstrookje, met dien verstande, dat elke gloeidraad aan de zijde van de bocht door een in het verlengde van dien gloeidraad aangebrachte veer wordt gestrekt”.

2 pag. beschrijving. 3 fig. 1 concl.

## Vereenigingsnieuws.

### Bibliotheek.

Goudenregenstraat 202, den Haag.

In de bibliotheek werden opgenomen:

*K. W. Wagner.* Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs. 1927. 418 blz.

*St. Jellinck.* Das Gefahrenmoment beim Radio. 1925. 58 blz.

*Ch. A. Takes.* De luistervink en zijn toestel. 1927. 104 blz.

*Filter.* Storingsvrije radio-ontvangst. 1927. 17 blz.