

Radio-Nieuws.





PHILIPS

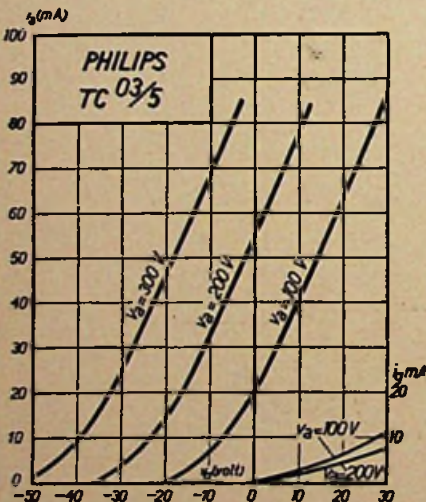
ZENDLAMP

TC 03/5

Deze lamp kan zelfs op golf lengten van enkele meters uitstekende resultaten geven. Zij bezit een bijzonder sterke gloeidraad en is daardoor zeer geschikt voor gebruik in kleine transportabele zenders.

Voor de gloeidraad voeding wordt een Philips gloeistroom transformator No. 4009, voor het leveren van de anodespanning een Philips dubbelfasige gelijkrichtlamp 506 (2 × 300 V-75 mA) aanbevolen.

Prijs fl. 10,50



Gloeispanning	$v_f = 4.0 \text{ V}$
Gloeistroom	$i_f = \text{ca. } 0.275 \text{ A}$
Verzadigingsstroom	$i_s = \text{ca. } 100 \text{ mA}$
Anodespanning	$v_a = 150\text{--}300 \text{ V}$
Maximale anodedissipatie	$w_a = 6 \text{ W}$
Anodedissipatie beproefd op	$w_{at} = 10 \text{ W}$
Versterkingsfactor	$g = \text{ca. } 6$
Steilheid	$S = \text{ca. } 2,3 \text{ mA/V}$
Inwendige weerstand	$R_i = \text{ca. } 2500 \Omega$
Grootste diameter	$d = 55 \text{ mm}$
Grootste lengte	$l = 130 \text{ mm}$

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

INHOUD: Een verheldering van de begrippen over selectiviteit en kringkwaliteit. — Electriche filters. — Maximaal onvervormde geluidsenergie. — Telefunken Beeldtelegrafie. II. — Vereenigingsnieuws. — Openbaar gemaakte octrooiaanvragen.

Een verheldering van de begrippen over selectiviteit en kringkwaliteit.

Door J. CORVER.

Inleiding.

Wij gelooven, dat ook na het artikel van de heeren Van Heideveld en Pytterson in het vorig nummer, steunende op de definitie van een selectiviteitsfactor door Beatty, nog eenige behoefte is blijven bestaan aan een verheldering der begrippen omtrent selectiviteit. Niet omdat in de beschouwingen dezer auteurs een fout zou zijn aan te wijzen, maar omdat een iets andere opzet van het vraagstuk de zaak voor een breederen kring meer overzichtelijk kan maken en bovendien het trekken van bepaalde conclusies in de practijk kan vergemakkelijken.

Er hangt nog altijd een zekere nevel over het selectiviteitsvraagstuk. Voortdurend komt men beschouwingen tegen, waarbij een „goede” kring, een kring met hoogen blokkeeringsweerstand, een kring met geringe demping, een kring met hooge selectiviteit, een kring met een hooge en smalle resonantiekromme, zoo ongeveer allemaal als één en het zelve wordt voorgesteld. In elk geval staat het weinig technici voortdurend helder voor den geest, welke verschillen ten deele tusschen al die begrippen bestaan.

Zelfs bestaat hier en daar nog een soort van bijgeloof, als zou de selectiviteit in het algemeen veranderen met de golflengte. En

evenals het pas kortgeleden voor goed weggevaagde bijgeloof in zake het aanpassingsvraagstuk, waarbij de stelling $R_1 = 2 R_2$ op onjuiste wiskunstige gevolgtrekkingen berustte, ziet men ook ten aanzien van de selectiviteit zulke wiskunstige drogredeneeringen nog verschijnen.

Wij denken hier bijv. aan een artikel van W. T. Cocking in de *Wireless World* van 18 Juni, waar hij in een aanhangsel wiskunstig tracht te betoogen, dat de geringere selectiviteit, welke een normaal omroepoestel altijd beneden in het meetbereik vertoont, niet enkel ontstaat door den grooteren hoogfrequentieweerstand op kortere golf, maar mede als een gevolg van de hoogere frequentie als zoodanig.

Indien principieel een dergelijke frequentie-afhankelijkheid voor de selectiviteit bestond, zou bijv. de geheele omroepgolfverdeling, waarbij een constant frequentieverschil van 10.000 of 9000 Hertz tusschen twee stations is aangenomen, ook principieel mis zijn. Als de selectiviteit zou samenhangen met de *percentsgewijze* verstemming, zou men niet een vast frequentieverschil mogen aannemen, maar zou het frequentieverschil op kortere golf steeds grooter moeten worden. En dan zou het heelemaal niet waar zijn, dat men op kortere golf een grooter aantal stations binnen een bepaald golfgebied kan laten werken!

Nu zullen we zien, dat binnen één meetbereik van een met draai-condensator afgestemden kring wel *schijnbaar* die frequentie-afhankelijkheid van de selectiviteit bestaat, maar toch enkel en alleen als gevolg van het verloop van den hoogfrequentieweerstand. En ofschoon we daarom practisch onderscheid moeten maken tusschen de selectiviteit in het algemeen en de selectiviteit binnen één meetbereik met constant blijvende zelfinductie, kunnen we toch beide gevallen uit één gezichtspunt behandelen.

* * *

Selectiviteitsfactor.

Natuurlijk moeten wij, ten einde onze beschouwingen den noodigen houvast te geven, een bepaalden maatstaf voor de selectiviteit aannemen, of met andere woorden een selectiviteitsfactor definieeren.

Hier lijkt ons het uitgangspunt van Beatty, die het verstemmings*percentage* in het oog vat, noodig om een bepaalde verzwakking te verkrijgen, volstrekt niet gelukkig voor de overzichtelijkheid.

Wat ons practisch interesseert is toch veeleer: *welke* verzwakking er ontstaat, wanneer wij met een verstemming van een bepaald

aantal Hertz te doen hebben. Ten einde aan het percentage-begrip alle eer te bewijzen, zullen we trouwens beginnen met de verstemming uit te drukken als een percentage van de frequentie. Het is dan des te belangwekkender, dat percentage straks van zelf plaats te zien maken voor de absolute grootte der verstemming in Hertz, onafhankelijk van de frequentie, waarop men werkt.

De stroomen, die in en buiten afstemming in een kring ontstaat, wanneer eenzelfde spanning wordt aangelegd, I_0 en I noemende, kunnen wij de verhouding tusschen I_0 en I als selectiviteits-factor aannemen:

$$S = \frac{I_0}{I}$$

Deze verhouding is gelijk aan de *verhouding* der blokkeeringsweerstanden of aan de *omgekeerde* verhouding der serieweerstanden voor de twee verschillende frequenties. Noemen we de resonantiefrequentie f , dan kunnen we voor een verstemming van p % de verstemde frequentie schrijven als $\left(1 + \frac{p}{100}\right) f$. Dan wordt:

$$S = \frac{\sqrt{R^2 + \left[2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f L - \frac{1}{2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f C}\right]^2}}{\sqrt{R^2 + \left(2\pi f L - \frac{1}{2\pi f C}\right)^2}}$$

Aangezien f de resonantiefrequentie is, mogen we $2\pi f L = \frac{1}{2\pi f C}$ stellen en wordt de noemer = R (dat is de hoogfrequentieweerstand van den kring) dus:

$$S = \frac{\sqrt{R^2 + \left[2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f L - \frac{1}{2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f C}\right]^2}}{R}$$

Den vorm tusschen vierkante haakjes in den teller, n.l.

$$2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f L - \frac{1}{2\pi \left(1 + \frac{p}{100}\right) f C}$$

kunnen we aanzienlijk vereenvoudigen, als we bedenken, dat $\frac{p}{100}$ in, practische gevallen altijd klein is. Een verstemming van 10.000 Hertz op 2000 m is nog maar 6.6 % en op 200 m maar 0.66 %. Voor dat golfbereik ligt dus p tusschen 6.6 en 0.66. Wij kunnen den vorm nu aldus schrijven:

$$\frac{2 \pi \left(1 + \frac{p}{100}\right)^2 f L - \frac{1}{2 \pi f C}}{1 + \frac{p}{100}}$$

En aangezien, wegens de kleinheid van $\frac{p}{100}$, voor $\left(1 + \frac{p}{100}\right)^2$ gerust $1 + \frac{2p}{100}$ kan worden geschreven. krijgen we:

$$\frac{2 \pi f L - \frac{1}{2 \pi f C} + 2 \pi \frac{2p}{100} f L}{1 + \frac{p}{100}},$$

hetgeen, aangezien f de resonantiefrequentie is, gelijk wordt aan:

$$\frac{4 \pi \frac{p}{100} f L}{1 + \frac{p}{100}}$$

Hierin is $\frac{p}{100} f$ gelijk aan de absolute grootte der verstemming. Als we dus die verstemming, in Hertz uitgedrukt, n noemen, zoodat $\frac{p}{100} f = n$ en $\frac{2p}{100} = \frac{n}{f}$ wordt, kunnen we de uitdrukking voor S terugbrengen tot:

$$S = \frac{\sqrt{R^2 + \left(\frac{4 \pi n L}{1 + \frac{n}{f}}\right)^2}}{R}, \quad (\text{A})$$

hetgeen een vorm is, die geldig geacht kan worden voor alle frequenties en alle voorkomende hoogfrequentieweerstanden, bij verstemmingen tot en met 50 %.

Willen wij het selectiviteitsvraagstuk beschouwen *alléén voor het gebied der omroepgolven* van 200 tot 2000 meter en voor kringen met *niet al te groote* R ; dan mogen we $1 + \frac{n}{f} = 1$ stellen, zoo lang n *niet grooter dan 20.000 Hertz* is en mogen we verder R^2 in den teller verwaarloozen zoo lang n *niet kleiner dan 5000 Hertz* is, met welke verwaarloozingen wij komen tot

$$S = \frac{4 \pi n L}{R} \quad (\text{B})$$

Wij vestigen er de aandacht op, dat deze uitkomst geheel overeenstemt met de berekening van den eenigszins anders gedefinieer-

den selectiviteitsfactor van Beatty, genoemd in Radio Nieuws van October j.l. in het artikel van J. v. Heideveld en M. Pytterson.

De thans hier gekozen vorm voor den selectiviteitsfactor en de ontwikkelde afleiding bezitten het voordeel, dat er gemakkelijker conclusies uit volgen en dat men beter overziet, binnen welke vrije grenzen de benadering alleen juist is te achten.

Zoodra men selectiviteitskwesties aanroert buiten het gebied der omroepgolven, voor verstemmingen kleiner dan 5000 Hertz of grooter dan 20.000 Hertz of voor kringen met zeer grooten weerstand, dient men terug te keeren tot de meer volledige formule (A).

Intusschen stelt de vereenvoudigde uitdrukking (B) ons in staat, voor alle practisch binnen het gebied der omroepgolven ons interesseerende gevallen, tal van belangrijke conclusies omtrent de selectiviteit te trekken en allerlei verschijnselen gemakkelijk te verklaren.

* * *

Gevolgtrekkingen en toepassingen.

In de eerste plaats valt het op, dat de frequentie f (dus de golflengte) niet in de vereenvoudigde uitdrukking (B) voorkomt, dus de selectiviteit niet principieel afhankelijk is van de frequentie. Ook speelt niet het verstemmingspercentage een rol, maar wel de absolute grootte der verstemming n .

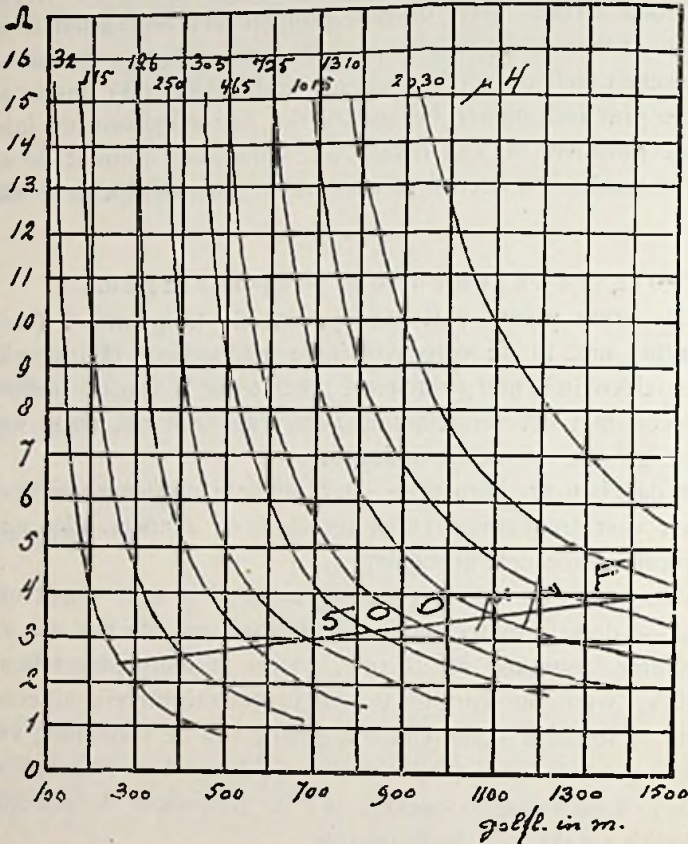
Wat dat betreft, berust de internationale golflengte-verdeeling, met een vast frequentieverschil tusschen de zenders, niet op een principieel verkeerden grondslag.

Dat niettemin — zooals practisch maar al te zeer wordt onderzonden —, de selectiviteit binnen de grenzen van een *met een draai-condensator* bestreken meetbereik, zooals in omroepoestellen gebruikelijk, voor de kortste golven in het meetbereik afneemt, is blijkens de formule *uitsluitend* een gevolg van de toeneming van R . Bij onze gebruikelijke spoelen is het de frequentie-afhankelijkheid van den hoogfrequentie-weerstand, die *schijnbaar* de selectiviteit afhankelijk maakt van de frequentie.

Dat niet werkelijk de selectiviteit op een kortere golf per sé slechter moet zijn dan op een langere golf, weten we o.a. uit het experimenteel sinds lang bekende feit, dat men de selectiviteit vaak kan verbeteren door af te stemmen met een kleinere spoel en grooteren condensator, hetgeen voor de zelfde golflengte een betere selectiviteit oplevert.

Voor dit experimenteel vastgestelde en dus ook nog al opvallende feit is herhaaldelijk gepoogd, een klemmende theoretische verklaring te geven, zonder dat die geheel kon bevredigen. In R.E. 1926

nos 29, 30 en 32 leverde Ir. Leistra een betoog, waarin het verschijnsel in verband werd gebracht met den grooteren *rondgaanden stroom* in een uit L en C bestaanden parallelkring als C grooter en L kleiner wordt. In Deel II van „Het Draadloos Amateurstation” vindt men intusschen aangetoond, dat niettemin de hoogfrequentieweerstand van den kring met grootere capaciteit een grens blijft stellen aan de selectiviteitswinst, welke kan worden behaald.



Typeerend verloop van den hoogfrequentieweerstand voor een stel goede radio-spoelen; de zelfinductie is aangegeven in μ Henry, overeenkomende met 20-200 windingen.

Uit de gevonden formule (B) laat een en ander zich direct verklaren terwijl ook de begrensdheid der mogelijk te behalen selectiviteitswinst en andere gevolgen er overzichtelijk uit blijken. S is n.l. evenredig met $L : R$. Als wij dus, ten einde met grootere C te kunnen afstemmen, L verkleinen, zal de selectiviteit alleen grooter kunnen worden, wanneer voor kleinere spoelen de R nog sterker

vermindert dan de zelfinductie. S wordt dus grooter als bij een zelfinductie $\frac{L}{a}$ een weerstand $\frac{R}{ab}$ behoort, waarin a en b grooter dan 1 zijn.

Wat gebeurt er in dat geval met de versterking? De hoogte, waartoe stroomen en spanningen in een kring opslingeren, hangt af van den blokkeeringsweerstand $\frac{L}{CR}$. Wanneer wij nu L verkleinen om C evenredig te kunnen vergrooten, wordt $\frac{L}{C}$ bij een verhouding a als boven, a^2 maal kleiner. Door het ab maal kleiner worden van R , zal $\frac{L}{CR}$, dus de versterking, met $\frac{b}{a}$ vermenigvuldigd worden.

Hieruit volgt, dat in het algemeen, als R méér dan a keer kleiner wordt, doch minder dan a^2 keer (b kleiner dan a) bij a maal verkleining van L , wel de selectiviteit toeneemt, doch de versterking afneemt. Dit is hetgeen men gewoonlijk ook ervaart. Als men echter een zeer slechte groote spoel vervangt door een zeer goede kleine, kan bij vergrooting der capaciteit zelfs de versterking tegelijk met de selectiviteit toenemen of althans gelijk blijven.

Maar het geheele verschijnsel wordt beheerscht door de spoelkwaliteiten en *niet door de vergrooting der capaciteit* als zoodanig.

In een vervolg op dit artikel hopen we daaromtrent nog een andere verrassende bijzonderheid aan te roeren die met den grondslag van het vroegere betoog van Ir. Leistra verband houdt.

Gesteld eens, dat men zoo ideaal goede spoelen kon maken, dat hun hoogfrequentieweerstand voor alle golven slechts de grootte van den Ohmschen weerstand had; dan zou, waar een a maal kleinere zelfinductie verkregen wordt met een ongeveer \sqrt{a} maal geringere draadlengte, de weerstand \sqrt{a} maal afnemen en dus met a maal kleinere spoel en a maal grooteren condensator een \sqrt{a} maal *kleinere* selectiviteit en een \sqrt{a} maal *kleinere* versterking tevens ontstaan. De winst met grooten condensator ontstaat dus zelfs enkel en alleen *omdat onze groote spoelen zoo slecht* zijn voor de hoogere frequenties!

Van al onze practisch in gebruik zijnde spoelen bezitten de kleinere voor bepaalde frequenties een hoogere kwaliteit.

Het is volkomen op een dwaalspoor leidend, wanneer men — zooals in Engeland gebruikelijk — spoelkwaliteiten uitdrukt door den

vorm $\frac{2\pi f L}{R}$. De eenige juiste maatstaf is $\frac{L}{R}$ of — als men wil — $\frac{2L}{R}$ hetgeen de reciproque is van den dempingsfactor. Alleen die dempingsfactor $\frac{R}{2L}$ (die de nat. logarithme aangeeft van de amplitudevermindering in een gedurende 1 sec. uittrillenden kring) is maatgevend en niet het decrement $\frac{R}{2fL}$ (de nat. logarithme der amplitude vermindering gedurende één periode bij een bepaalde frequentie).

Wanneer we in het oog houden, dat de versterking afhankelijk is van $\frac{L}{CR}$, terwijl de selectiviteit afhangt van $\frac{L}{R}$, is ook duidelijk, dat een kring met hoogen blokkeeringsweerstand *niet* per sé een hoogselectieve kring is en omgekeerd ook niet.

Wel dekken de begrippen selectieve kring en kring met geringen dempingsfactor elkaar.

De decrementen $\frac{R}{2fL}$ van verschillende kringen kan men alléén voor gelijke f met elkaar vergelijken, dus altijd beter den dempingsfactor $\frac{R}{2L}$ of de daarmee gepaard gaande selectiviteit als maatstaf nemen.

Als we over *goede* kringen spreken, zullen we er steeds bij moeten zeggen, of we de demping en selectiviteit dan wel de versterking bedoelen.

(Wordt vervolgd.)

* * *

N a s c h r i f t.

Waar deze beschouwingen er duidelijk op wijzen, dat onze gebruikelijke spoelen eigenlijk zeer ongewenschte eigenschappen bezitten, zal het velen interesseeren, dat wij van den heer E. Schaaper een artikel ontvingen over proeven zijnerzijds om juist in de hier in aanmerking komende opzichten betere spoelen te maken. Dit artikel laten wij in een volgend nummer verschijnen.

Electrische filters.

Door M. PYTTERSON en J. VAN HEIDEVELD.

I.

In aansluiting aan de reeds verschenen artikelen van de hand van den heer ir. Bosman, lijkt het ons niet van belang ontbloomt in dit orgaan de theorie van de electrische filters op meer elementaire wijze te behandelen. De door ons gekozen mathematische behandeling is ongetwijfeld minder kort en zeker minder elegant, maar wij hebben er naar gestreefd, het wiskundige gedeelte zóó uit te werken, dat elke formule a.h.w. onmiddellijk kan worden vervangen gedacht door een physisch verschnijtsel. Dat wil dus zeggen, dat we ons in elke fase van het probleem op grond van een formule rekenschap kunnen geven van wat er werkelijk gebeurt. Het wil ons voorkomen, dat een dergelijke wijze van behandeling zeer veel kan bijdragen tot een juist begrip van de bij electrische filters optredende verschijnselen, zoodat de formules geen levenloos materiaal meer zijn in handen van een rekenmachine, doch werkelijk een uitdrukking zijn van het gebeuren. Zoodat dan met recht kan worden gezegd: „de wiskunde is de taal van de natuurkunde en de techniek”.

Inleiding. Het is bekend, dat de vraagstukken, die betrekking hebben op ingewikkelde schakelingen in de gelijkstroomtechniek, kunnen worden opgelost door gebruik te maken van de twee wetten van Kirchhoff n.l.: 1o, in een knooppunt van een stroomnet is de som van de aankomende stroomen gelijk aan de som van de weggaande stroomen; 2o, in elk, in zichzelf gesloten, deel van een stroomnet is de som van de werkzame electro-motorische krachten gelijk aan de som van alle spanningsverliezen.

Deze wetten van Kirchhoff gelden ook voor wisselstroomvraagstukken, mits met oogenblikswaarden van stroomen en electromotorische krachten wordt gerekend. Hier schuilt nu een klein voetangeltje, want het is moeilijk algemeene stellingen af te leiden b.v. voor effectieve waarden, wanneer een berekening wordt opgezet voor oogenblikswaarden. Maar toch kunnen de stellingen van Kirchhoff ook algemeen op wisselstroomproblemen worden toegepast, wanneer die problemen worden opgezet volgens de z.g. *symbolische rekenwijze*¹⁾. Deze rekenwijze gaat uit van de volgende stelling: elke wisselstroom- of spanning is te ontbinden in twee componenten, die een onderlinge phaseverschuiving van 90° hebben; een watt-

¹⁾ Zie b.v. Roorda: „Handboek der Radiotechniek”.

componente dus en een wattlooze componente. De wattcomponente wordt nu als een reële grootheid, de wattlooze als een imaginair beschouwd. Zooals men weet, is de imaginaire eenheid $j = \sqrt{-1}$. Om een oogenblik bij stroomen te blijven, wordt dan bij de symbolische rekenwijze gezegd: totaalstroom is gelijk aan de som van de reële en imaginaire componenten. Een stroom I hebbe b.v. een wattcomponente I_1 en een wattlooze componente I_2 . Volgens de normale rekenwijze is dan de nominale waarde van den stroom I bepaald door $I^2 = I_1^2 + I_2^2$. De symbolische rekenwijze zegt echter: $I = I_1 \pm jI_2$ (door het teeken \pm wordt aangegeven, dat, in dit algemeene geval, de wattlooze componente zoowel vóór- als nàijlend kan zijn). Werkende met de symbolische rekenwijze kunnen we dus algemeen zeggen: reële grootheden beteekenen wattcomponenten, imaginaire grootheden wattlooze componenten. De nominale waarde van de betreffende grootheid kunnen we dan steeds vinden door den vierkantswortel te nemen uit de som van de kwadraten van de *aantallen* der reële en der imaginaire eenheden.

Hetzelfde systeem toepassende voor het begrip impedantie, vinden we, dat een weerstand als reëel moet worden beschouwd, een reactantie als imaginair en wel positief imaginair, wanneer het een capacatieve reactantie betreft. In de symbolische rekenwijze vinden we dus algemeen voor een impedantie:

$$Z = R \pm jX.$$

De nominale waarde van de impedantie vinden we dan volgens den zoeven gegeven regel:

$$\bar{Z} = \sqrt{R^2 + X^2}$$

Bij alle bewerkingen en berekeningen gebaseerd op de symbolische rekenwijze kan de imaginaire eenheid j eenvoudig als factor worden beschouwd. Dus $j = \sqrt{-1}$; $j^2 = -1$; $j^3 = -\sqrt{-1} = -j$; $j^4 = +1$; enz.

Wanneer de symbolische rekenwijze voor wisselstroomproblemen wordt aangehouden, kunnen de wetten van Kirchhoff zonder meer worden toegepast. In de volgende regelen zal deze rekenwijze worden aangehouden en zullen we gelegenheid hebben de voordeelen van deze methode voldoende in het licht te stellen.

Algemeene eigenschappen van filters bestaande uit symmetrische secties. Zooals bekend mag worden verondersteld, is een „filterketen” opgebouwd uit één of meer secties, elk met vier aansluitingen resp. een paar ingangs- en een paar uitgangsklemmen.

Elke filtersectie is een z.g. *vierpool*. Tusschen de uitgangs- en

ingangsklemmen is een combinatie van impedanties geschakeld, zoodat in het algemeen de ingaande stroom niet gelijk is aan de uitgaande. De gebruikelijke filtersecties laten zich nu onderbrengen in twee klassen de z.g. T -secties en de Π -secties. De principiële schakelingen van T - en Π -secties zijn aangegeven in de figuren 1A en 1B, waarin P, Q, R, S, T, en U resp. impedanties voorstellen. Zoodaals reeds gezegd geldt in het algemeen voor de filtersecties $I_1 > I_2$.

De impedanties van een filtersectie kunnen elke willekeurige waarde hebben, maar we zullen beginnen met een bespreking van de *symmetrische filtersecties*. Wanneer de in fig. 1 geschetste filter-

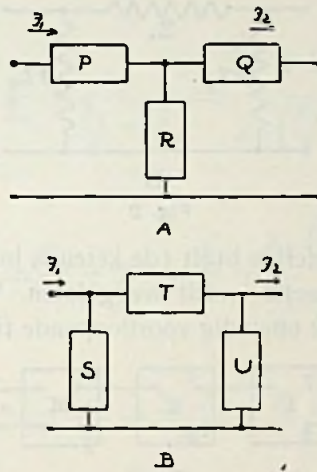


Fig. 1

secties zoo worden opgebouwd, dat voor de T -sectie geldt $P = Q$ en voor de Π -sectie $S = U$, dan spreken we van symmetrische secties. Verder zullen we (ter vergemakkelijking van later te volgen besprekingen en vergelijkingen) veronderstellen, dat de symmetrische filtersecties zoodanig zijn opgebouwd, dat de totale serie impedantie gelijk is aan Z_1 , de totale parallelimpedantie gelijk aan Z_2 . Met deze aannamen en stellingen krijgen we dus de in fig. 2 aangegeven schematische voorstellingen van A: een symmetrische T -sectie; B: een symmetrische Π -sectie.

Om de specifieke eigenschappen van deze filtersecties af te leiden zullen we in eerste instantie aannemen, dat de sectie het begin is van een oneindig voortlopende reeks van gelijk- en gelijkvormige secties en verder dat de filterketen „passief” is d.w.z. dat er, behalve de aan de ingangsklemmen aangesloten energiebron, geen andere werkzaam is.

In de eerste plaats zullen we nu bepalen de impedantie, die zou kunnen worden gemeten tusschen de ingangsklemmen van de eerste sectie van deze oneindig lange filterketen. Daarbij stellen we vast,

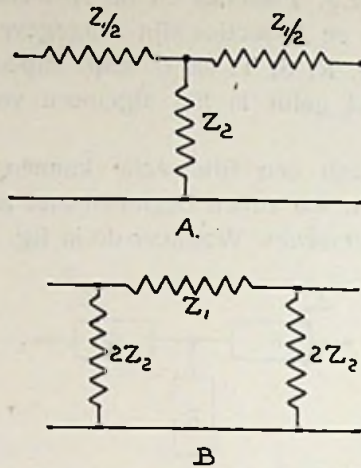


Fig. 2

dat die impedantie dezelfde blijft (de keten is immers oneindig lang) wanneer de eerste sectie wordt weggelaten. Wanneer we dus in fig. 3 het begin van de oneindig voortlopende filterketen voorstellen,

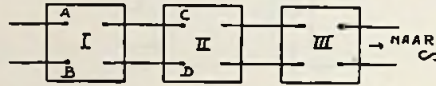


Fig. 3

dan stellen we vast, dat de impedantie tusschen A en B dezelfde is, als die tusschen C en D. Deze tusschen de ingangsklemmen van een oneindig voortlopende filterketen bestaande impedantie zullen we

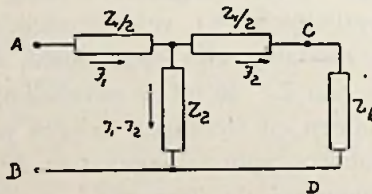


Fig. 4

de *karakteristieke impedantie* (Z_k) noemen. We zullen nu achterenvolgens de karakteristieke impedanties en de verhouding van de in- en uitgaande stroomen bepalen: a) voor een symmetrische *T*-sectie en b) voor een symmetrische *II*-sectie aan het begin van een oneindig lange filterketen.

a) de symmetrische T -sectie. Naar aanleiding van de zoeven gegeven uiteenzetting kunnen we voor de behandeling van de T -sectie dus het in fig. 4 geschetste vervangingsschema gebruiken en hieruit de karakteristieke impedantie $Z_{AB} = Z_k$ bepalen. (Het wordt hierbij natuurlijk stilzwijgend verondersteld, dat de impedanties symbolisch worden geschreven. Symbolische schrijfwijze wordt in het vervolg vóórondersteld, tenzij speciaal anders vermeld). De impedantie Z_{AB} bestaat dus uit $\frac{Z_1}{2}$ in serie met een parallelschakeling van Z_2 en $\frac{Z_1}{2} + Z_k$. De impedantie van de parallelschakeling is te berekenen uit:

$$\frac{1}{Z^1} = \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{\frac{Z_1}{2} + Z_k} = \frac{\frac{Z_1}{2} + Z_2 + Z_k}{Z_2 \left(\frac{Z_1}{2} + Z_k \right)}$$

We vinden dus:

$$Z_{AB} = Z_k = \frac{Z_1}{2} + Z^1 = \frac{Z_1}{2} + \frac{Z_2 \left(\frac{Z_1}{2} + Z_k \right)}{\frac{Z_1}{2} + Z_2 + Z_k}$$

of:

$$\frac{Z_1 Z_k}{2} + Z_2 Z_k + Z_k^2 = \frac{Z_1^2}{4} + \frac{Z_1 Z_2}{2} + \frac{Z_1 Z_k}{2} + \frac{Z_1 Z_2}{2} + Z_2 Z_k$$

Dus:

$$Z_k^2 = \frac{Z_1^2}{4} + Z_1 Z_2$$

De karakteristieke impedantie van een oneindig voortlopende serie symmetrische T -secties is dus:

$$Z = \sqrt{\frac{Z_1^2}{4} + Z_1 Z_2}$$

De verhouding tusschen den ingaanden stroom I_1 en den uitgaanden stroom I_2 van de beginsectie van deze filterketen van T -secties is eveneens naar fig. 4 te berekenen door gebruik te maken van de 2e wet van Kirchhoff en deze toe te passen op de in zichzelf gesloten stroomfiguur, bestaande uit Z_2 , $\frac{Z_1}{2}$ en Z_k . Daar de stroomrichtingen in Z_2 en $\frac{Z_1}{2} + Z_k$ tegengesteld aan elkaar zijn krijgen we:

$$I_2 \left(\frac{Z_1}{2} + Z_k \right) = (I_1 - I_2) Z_2$$

en hieruit:

$$I_2 \left(\frac{Z_1}{2} + Z_2 + Z_k \right) = I_1 Z_2.$$

Dus:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\frac{Z_1}{2} + Z_2 + Z_k}{Z_2}$$

De gevonden waarde voor Z_k invullende vinden we hieruit gemakkelijk:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\frac{Z_1}{2} + Z_2 + \sqrt{\frac{Z_1^2}{4} + Z_1 Z_2}}{Z_2}$$

of:

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} + \sqrt{\left(1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \right)^2 - 1}$$

b) de symmetrische Π -sectie. Voor deze sectie vinden we op grond van dezelfde redeneering, als bij de T -sectie werd gevolgd,

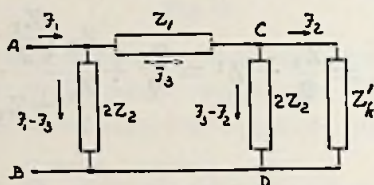


Fig. 5

het vervangingsschema, geschetst in fig. 5. De karakteristieke impedantie noemen we Z_k^1 . De schakeling is iets meer ingewikkeld, doch we vinden Z_k^1 op de volgende wijze:

Z_{CD} is een parallelschakeling van de impedanties $2 Z_2$ en Z_k^1 .

Dus:

$$Z_{CD} = \frac{2 Z_2 Z_k^1}{2 Z_2 + Z_k^1}$$

Nu is Z_{AB} weer een parallelschakeling van $2 Z_2$ en $Z_1 + Z_{CD}$, dus:

$$\frac{1}{Z_{AB}} = \frac{1}{2 Z_2} + \frac{1}{Z_1 + Z_{CD}} = \frac{Z_1 + 2 Z_2 + Z_{CD}}{2 Z_2 (Z_1 + Z_{CD})}$$

Dus:

$$Z_k^1 = Z_{AB} = \frac{2 Z_2 (Z_1 + Z_{CD})}{Z_1 + 2 Z_2 + Z_{CD}}$$

$$Z_k^1 = \frac{2 Z_2 \left(Z_1 + \frac{2 Z_2 Z_k^1}{2 Z_2 + Z_k^1} \right)}{Z_1 + 2 Z_2 + \frac{2 Z_2 Z_k^1}{2 Z_2 + Z_k^1}}$$

Vermenigvuldigen van teller en noemer met $2 Z_2 + Z_k^1$ geeft:

$$Z_k^1 = \frac{2 Z_2 (2 Z_1 Z_2 + Z_1 Z_k^1 + 2 Z_2 Z_k^1)}{2 Z_1 Z_k^1 + 2 Z_1 Z_2 + 4 Z_2^2 + 4 Z_2 Z_k^1}$$

waaruit gemakkelijk valt af te leiden:

$$(Z_1 + 4 Z_2) Z_k^1 = 4 Z_1 Z_2^2$$

De karakteristieke impedantie van een oneindig lange filterketen bestaande uit symmetrische Π -secties is dus:

$$Z_k^1 = \sqrt{\frac{4 Z_1 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2}}$$

De karakteristieke impedantie van ketens met Π -secties is dus niet gelijk aan die van ketens met T -secties en dezelfde waarden van Z_1 en Z_2 .

Om de verhouding $\frac{I_1}{I_2}$ te bepalen moeten we hier tweemaal de wet van Kirchhoff toepassen, omdat ook de stroom I_3 moet worden bepaald. We krijgen nu:

$$I_3 Z_1 + (I_3 - I_2) 2 Z_2 = (I_1 - I_3) 2 Z_2$$

$$\text{en: } I_2 Z_k^1 = (I_3 - I_2) 2 Z_2.$$

Uit de eerste vergelijking volgt:

$$I_3 (Z_1 + 2 Z_2 + 2 Z_2) = (I_1 + I_2) 2 Z_2$$

$$I_3 = (I_1 + I_2) \frac{2 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2}$$

Uit de tweede vergelijking: $I_2 (2 Z_2 + Z_k^1) = I_3 2 Z_2$.

Dus:

$$I_2 (2 Z_2 + Z_k^1) = (I_1 + I_2) \frac{4 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2}$$

$$I_2 \left(2 Z_2 + Z_k^1 - \frac{4 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2} \right) = I_1 \frac{4 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2}$$

en hieruit na eerst vermenigvuldigen met $Z_1 + 4 Z_2$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{2 Z_1 Z_2 + 4 Z_2^2 + Z_k^1 (Z_1 + 4 Z_2)}{4 Z_2^2} =$$

$$= 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} + Z_k^1 \left(\frac{Z_1 + 4 Z_2}{4 Z_2^2} \right)$$

De zoeven gevonden waarde van Z_k^1 ingevuld, geeft:

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} + \frac{Z_1 + 4 Z_2}{4 Z_2^2} \sqrt{\frac{4 Z_1 Z_2^2}{Z_1 + 4 Z_2}} =$$

$$= 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} + \sqrt{(Z_1 + 4 Z_2) \frac{Z_1}{4 Z_2}}$$

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} + \sqrt{\left(1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \right)^2 - 1}$$

De verhouding tusschen den in- en uitgaanden stroom van een

filtersectie met de impedanties Z_1 en Z_2 is dus dezelfde onverschillig of we Z_1 en Z_2 gebruiken voor een symmetrische T-sectie of voor een symmetrische Π -sectie.

De doorlaat van een filter. We hebben gevonden, dat bij beide soorten soorten filters, mits met gelijke Z_1 en Z_2 uitgevoerd, de verhouding van in- en uitgaanden stroom gelijk is aan:

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \sqrt{\left(1 + \frac{Z_1}{2Z_2}\right)^2 - 1}$$

Uit deze formule moet nu kunnen worden afgeleid onder welke omstandigheden in- en uitgaande stroom gelijk aan elkaar zijn en wanneer niet. Om dit te onderzoeken, schrijven we ter vereenvoudiging:

$$\frac{I_1}{I_2} = x + \sqrt{x^2 - 1}, \text{ waarin } x = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}.$$

Theoretisch gesproken kan x elke willekeurige waarde hebben, afhankelijk van de frequentie van den toegevoerden wisselstroom. We zullen drie gevallen onderzoeken, die het geheele gebied bestrijken.

1o. x positief en grooter dan 1; $x > +1$.

Wanneer dit het geval is, is $\sqrt{x^2 - 1}$ een reëel getal en krijgen we dus, dat de verhouding $\frac{I_1}{I_2}$ reëel en grooter dan één is, in het grensgeval net gelijk aan één. Dat beteekent dus dat er bij doorgang van den stroom door het filter een verzwakking optreedt. Dit is dus het geval, wanneer

$$1 + \frac{Z_1}{2Z_2} > +1 \quad \text{of:} \quad \frac{Z_1}{2Z_2} > 0$$

$$\frac{Z_1}{Z_2} > 0$$

Wanneer de frequentie van den wisselstroom zoodanig wordt gekozen, dat bij de filtersectie de verhouding van totale serie-impedantie tot totale parallelimpedantie positief is, dan treedt er een verzwakking van den stroom op.

Het grensgeval treedt op, wanneer $\frac{Z_1}{Z_2} = 0$ is. Dit is het geval wanneer $Z_1 = 0$ en $Z_2 = \infty$ of wanneer bij een eindige waarde van Z_1 de waarde van $Z_2 = \infty$ is.

2o. x ligt tusschen $+1$ en -1 ; $+1 > x > -1$.

Voor deze waarden van x wordt $\sqrt{x^2 - 1}$ een imaginaire waarde. Dan kunnen we dus schrijven:

$$\frac{I_1}{I_2} = x + \sqrt{-1} \sqrt{1 - x^2} = x + j \sqrt{1 - x^2}$$

of:
$$I_1 = (x + j \sqrt{1 - x^2}) I_2.$$

Volgens de methode der symbolische schrijfwijze beteekent dit, dat de stroom I_1 bestaat uit een componente die in phase is met I_2 en één die een phaseverschuiving heeft van 90° ten opzichte van I_2 . De stroomen I_1 en I_2 zijn dus t.o.v. elkaar in phase verschoven. Maar ons onderzoek betreft de nominale waarden van I_1 en I_2 . We berekenen dus de nominale waarden van I_1 en I_2 en vinden:

$$\bar{I}_1^2 = \{x^2 + (\sqrt{1 - x^2})^2\} \bar{I}_2^2$$

of $\bar{I}_1^2 = \bar{I}_2^2$

De nominale waarden van de in- en uitgaande stroom blijken dus in dit geval gelijk aan elkaar te zijn, doch door de werking van de filtersectie krijgen de stroomen een phaseverschuiving t.o.v. elkaar. Dit is dus het geval wanneer

$$+1 > 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} > -1.$$

of:

$$0 > \frac{Z_1}{2Z_2} > -2.$$

$$0 > \frac{Z_1}{Z_2} > -4.$$

Wanneer de frequentie aan de voorwaarde voldoet dat $\frac{Z_1}{Z_2}$ ligt tusschen 0 en -4 , dan wordt de stroom dus onverzwakt doorgelaten. De grenzen van het doorlaatgebied zijn $\frac{Z_1}{Z_2} = 0$ (zie boven) en $\frac{Z_1}{Z_2} = -4$.

3o. x negatief en kleiner dan -1 ; $x < -1$.

In dit geval is x^2 positief en grooter dan 1, zoodat $\sqrt{x^2 - 1}$ weer reëel wordt. De stroom wordt verzwakt doorgelaten. Het grensgeval is $x = -1$, waaruit volgt $\frac{Z_1}{Z_2} = -4$, de voorwaarde die zoeven ook als grens werd gevonden.

Resumeerende komen we dus tot de conclusie, *dat een filtersectie die stroomen onverzwakt doorlaat, waarvan de frequentie voldoet aan de voorwaarde, dat de verhouding van serie-impedantie tot*

parallel-impedantie ligt tusschen 0 en -4 , terwijl de grenswaarden 0 en -4 zijn.

Of in formule uitgedrukt:

Doorlaat-frequentiebereik is bepaald door $0 \geq \frac{Z_1}{Z_2} \geq -4$

De verzwakking door een filtersectie. Buiten het doorlaat-bereik van het filter worden de stroomen dus door een filtersectie verzwakt. Die verzwakking is voor verschillende gevallen te berekenen uit:

$\frac{I_1}{I_2} = x + \sqrt{x^2 - 1}$. Voor verschillende waarden van x kan de

verhouding $\frac{I_1}{I_2}$ negatief of positief worden, wat onmiddellijk blijkt wanneer we de grenswaarden $x = \pm 1$ invullen. Dat wil dus zeggen dat in de grensgevallen in- en uitgaande stroomen in waarde aan elkaar gelijk zijn doch of in phase of 180° in phase verschoven kunnen zijn. Zooals reeds gezegd is het ons echter te doen om de verhouding van de nominale waarden van in- en uitgaande stroomen en laten we de onderlinge phaseverschuivingen buiten beschouwing. In de bovenstaande uitdrukking voor de verzwakking buiten het doorlaatbereik willen we dus met de nominale waarden van de stroomen rekenen d.w.z. we behoeven het teken van x niet in aanmerking te nemen. M.a.w. we berekenen de verzwakking eenvoudig voor de absolute waarden van x . Dus:

$$\frac{\bar{I}_1}{\bar{I}_2} = |x| + \sqrt{|x|^2 - 1},$$

waarbij door $|x|$ wordt aangegeven dat we de absolute waarde bedoelen. Dit in aanmerking nemende berekenen we voor de verzwakking buiten het doorlaatbereik het volgende staatje:

$\frac{Z_1}{Z_2}$	$ x $	$ x + \sqrt{ x ^2 - 1}$	$\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1}$
-5	1,5	2,62	0,393
-6	2,0	3,73	0,268
-7	2,5	4,79	0,209
-8	3,0	5,83	0,172
-9	3,5	6,85	0,146
-10	4,0	7,87	0,127
-11	4,5	8,89	0,113
-12	5,0	9,90	0,101
-13	5,5	10,95	0,0914
-14	6,0	11,92	0,0838
-15	6,5	12,95	0,0770

Vatten we de waarden $\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1}$ afhankelijk van $\frac{Z_1}{Z_2}$ samen in een grafiek en wel voor waarden van $\frac{Z_1}{Z_2}$ vanaf 0 tot -15 dan vinden we een kromme als in fig. 6 is aangegeven.

Voor de positieve waarden van $\frac{Z_1}{Z_2}$ komt de waarde $\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1}$ overeen met die voor de negatieve, waarbij verzwakking optreedt, met dien verstande, dat $\frac{Z_1}{Z_2} = 0$ overeenkomt met $\frac{Z_1}{Z_2} = -4$; $\frac{Z_1}{Z_2} = +1$ met $\frac{Z_1}{Z_2} = -5$ enz.

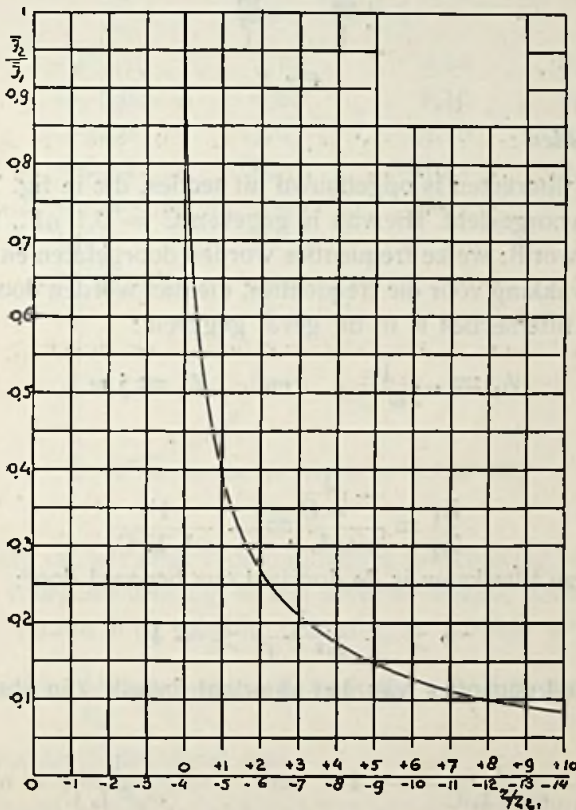


Fig. 6

Hiervan hebben we in de grafiek uitdrukking gegeven door een dubbele notatie bij de horizontale as n.l. voor positieve en voor negatieve waarden van $\frac{Z_1}{Z_2}$.

Bedenkende dat Z_1 en Z_2 in het algemeen weer complexe waarden

zijn, d.w.z. bestaan uit de som van een reëel en een imaginair gedeelte, kan de verificatie van de zoeven genoemde voorwaarden voor doorlaat en de berekening van de verzwakking nogal moeilijkheden met zich meebrengen. Voorloopig zullen we echter die moeilijkheden omzeilen en zullen we de weerstanden in de elementen van een filtersectie buiten beschouwing laten en ons bepalen bij zuiver reactieve filters, waarbij dus Z_1 en Z_2 allebei imaginaire waarden zijn.

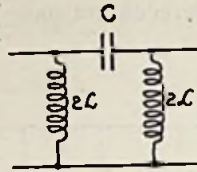


Fig. 7

Voorbeelden :

10. Een filterketen is opgebouwd uit secties, die in fig. 7 schematisch zijn voorgesteld. Hiervan is gegeven $C = 0,1 \mu\text{F.}$, $L = 1 \text{ H.}$ Gevraagd wordt: welke frequenties worden doorgelaten en hoe groot is de verzwakking voor die frequenties, die niet worden doorgelaten?

Van de filtersecties is in dit geval gegeven :

$$Z_1 = -\frac{j}{\omega C} \quad \text{en} \quad Z_2 = j \omega L.$$

Dus:

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{-\frac{j}{\omega C}}{j \omega L} = -\frac{1}{\omega^2 L C}.$$

Voor deze filterketen is de doorlaat dus bepaald door:

$$0 > -\frac{1}{\omega^2 L C} > -4.$$

De grensfrequenties van het doorlaat bereik zijn dus bepaald door :

$$-\frac{1}{\omega_1^2 L C} = -4 \quad \text{en} \quad -\frac{1}{\omega_2^2 L C} = 0$$

Hieruit berekenen we onmiddellijk:

$$\omega_1 = \frac{1}{2 \sqrt{L C}} \quad \text{en} \quad \omega_2 = \infty$$

Dus:

$$f_1 = \frac{1}{4 \pi \sqrt{L C}} \quad \text{en} \quad f_2 = \infty$$

Alle frequenties groter dan $f_1 = \frac{1}{4\pi\sqrt{LC}}$ worden onverzwaakt doorgelaten. We hebben hier dus te doen met een filter, dat alle frequenties, hooger dan een bepaalde grensfrequentie, doorlaat. Die grensfrequentie is in dit geval bepaald door:

$$f_1 = \frac{1}{4\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{4\pi\sqrt{0,1 \times 10^{-6} \times 1}} = \frac{10^3}{3,975} = 251 \text{ per/sec.}$$

Bij het gegeven filter worden dus frequenties hooger dan 251 per/sec. onverzwaakt doorgelaten; de frequenties lager dan 251 per/sec. worden verzwakt. De verzwakking is als volgt te berekenen:

f	$\frac{Z_1}{Z_2}$	x	$ x + \sqrt{ x ^2 - 1}$	$\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1}$
200	— 3,19	2,19	4,14	0,242
150	— 5,63	4,63	9,16	0,109
100	— 12,6	11,6	23,15	0,043
50	— 51,5	50,5	101,0	0,0099
0	— ∞	∞	∞	0

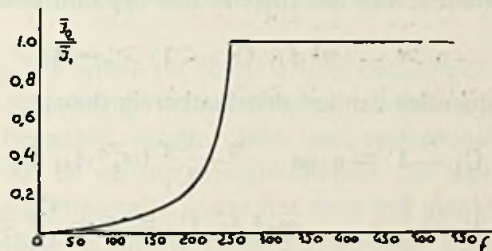


Fig. 8

Het bedrag van het filter voor frequenties tusschen nul en oneindig is grafisch voorgesteld in fig. 8. Het spreekt vanzelf, dat het hierbij afgedrukte staatje niet volledig behoefde te worden uitgerekend,

daar de waarde $\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1}$ ook onmiddellijk uit fig. 6 had kunnen worden afgelezen zodra $\frac{Z_1}{Z_2}$ berekend was.

2o. Gevraagd wordt de condensatoren van de filtersectie in fig. 9 te berekenen, wanneer gegeven is dat de spoelen $\left(\frac{L_1}{2}\right)$ een zelfinductie hebben van 2000 μH , en dat de filterketen uit deze secties opgebouwd frequenties tusschen 295000 en 305000 onverzwaakt moet doorlaten.

In de eerste plaats moet in dit geval worden onderzocht of het

filter principieel zal voldoen aan de voorwaarde dat een bepaald frequentiebereik wordt doorgelaten. Uit fig. 9 zien we:

$$Z_1 = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) \quad ; \quad Z_2 = -\frac{j}{\omega C_2}$$

Dus:

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{j \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right)}{-\frac{j}{\omega C_2}} = -\frac{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}}{\frac{1}{\omega C_2}} = -\omega C_2 \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right)$$

$$\frac{Z_1}{Z_2} = -\frac{C_2}{C_1} (\omega^2 L_1 C_1 - 1).$$

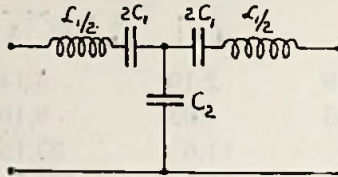


Fig. 9

Het doorlaatbereik van het filter is dus bepaald door:

$$0 > -(\omega^2 L_1 C_1 - 1) > -4$$

en de grensfrequenties van het doorlaatbereik door:

$$-\frac{C_2}{C_1} (\omega_1^2 L_1 C_1 - 1) = 0 \quad \text{en} \quad -\frac{C_2}{C_1} (\omega_2^2 L_1 C_1 - 1) = -4$$

$$\omega_1^2 L_1 C_1 = 1 \qquad \omega_2^2 L_1 C_2 = 4 + \frac{C_2}{C_1} = \frac{4C_1 + C_2}{C_1}$$

$$\omega_1^2 \frac{1}{L_1 C_1} \qquad \omega_2^2 = \frac{1}{L_1 C_2} \left(\frac{4C_1 + C_2}{C_1} \right)$$

$$f_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} \qquad f_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} \sqrt{\frac{4C_1 + C_2}{C_2}}$$

Het doorlaatbereik van het filter, waarvan een sectie in fig. 9 is geschetst blijkt dus inderdaad bepaald te zijn door twee eindige frequenties.

De grensfrequenties f_1 en f_2 alsmede de zelfinductie L_1 zijn nu gegeven, zoodat de waarden van C_1 en C_2 zijn te berekenen.

$$f_1 = 0,295 \times 10^6 \qquad \omega_1^2 = 3,42 = 10^{12}$$

$$f_2 = 0,305 \times 10^6 \qquad \omega_2^2 = 3,66 \times 10^{12}$$

Dus:

$$\frac{1}{L_1 C_1} = 3,42 \times 10^{12}$$

$$\frac{1}{L_1 C_2} \left(\frac{4C_1 + C_2}{C_2} \right) = 3,66 \times 10^{12}$$

Nu is $\frac{L_1}{2} = 2000 \times 10^{-6}$ H., dus $L_1 = 2 \times 10^{-3}$ H.

Daaruit volgt: $\frac{1}{C_1} = 3,42 \times 10^{12} \times 2 \times 10^{-3} = 6,84 \times 10^9$

$$C_1 = \frac{10^{-9}}{6,84} = \frac{1000}{6,84} \times 10^{-12} = 146,5 \times 10^{-12} \text{ F.}$$

$$C_1 = 146,5 \mu \mu \text{ F.}$$

Verder volgt uit deeling van bovenstaande vergelijkingen voor ω_1 en ω_2 op elkaar:

$$\frac{4 C_1 + C_2}{C_2} = \frac{3,66}{3,42}$$

$$13,68 C_1 + 3,42 C_2 = 3,66 C_2$$

$$C_2 = \frac{13,68}{0,24} C_1$$

Dus $C_2 = \frac{13,68}{0,24} \times 146,5 = 8340 \mu \mu \text{ F.}$

$$C_2 = 0,00834 \mu \text{ F.}$$

Bovenstaande voorbeelden mogen voldoende worden geacht om de afgeleide formules op eenvoudige filtersecties toe te passen.

Toepassing. We willen dit eerste artikel beëindigen met een voorbeeld van de toepassing van een filter met doorlaat van frequenties beneden een bepaalde waarde (filter met onderdoorlaat).

Men weet dat de meeste wisselstroomen, die worden opgewekt niet zuiver sinusvormig zijn, maar dat door het gelijktijdig optreden van harmonischen de zuivere sinusvorm verloren gaat. Veronderstel nu dat we een sinusvormige trilling wenschen met een cirkelfrequentie ω_0 , maar dat de machine die deze trilling opwekt, tevens de harmonische frequenties $2 \omega_0$ en $3 \omega_0$ opwekt, die den zuiveren sinusvorm van de grondtrilling ω_0 aantasten. We kunnen nu een filter bouwen dat ω_0 onverzwakt doorlaat, doch $2 \omega_0$ en $3 \omega_0$ verzwakt of onderdrukt. Aan den uitgang van het filter krijgen we dan een zuiver sinusvormige trilling met cirkelfrequentie ω_0 . We zullen dit onderzoeken voor een enkele filtersectie en berekenen welk percentage van de oorspronkelijke harmonischen wordt doorgelaten.

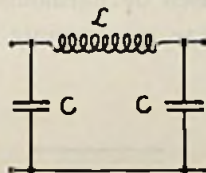


Fig. 10

We hebben een filter noodig, dat er uitziet als geschetst in fig. 10.

$$\text{Hier is dus } Z_1 = j \omega L; Z_2 = -\frac{j}{2 \omega C} \left(2 Z_2 = -\frac{j}{\omega C} \right).$$

$$\text{Dus: } \frac{Z_1}{Z_2} = -\frac{\omega L}{\frac{1}{2 \omega C}} = -2 \omega^2 L C.$$

De grensfrequenties van het doorlaatbereik zijn te berekenen uit

$$\frac{Z_1}{Z_2} = 0 \text{ of } -2 \omega_1^2 L C = 0 \text{ en } \frac{Z_1}{Z_2} = -4 \text{ of } 2 \omega^2 L C = 4.$$

Waaruit volgt

$$\omega_1 = 0 \quad \text{en} \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{2}{L C}}$$

We zullen nu L en C zóó kiezen, dat ω_0 iets kleiner is dan ω_2 of in het uiterste geval gelijk aan ω_2 . Voor $\omega_0 = \omega_2$ vinden we

dan voor de 2e harmonische: $2 \omega_0 = 2 \sqrt{\frac{2}{L C}}$ en voor de 3e har-

nische $3 \omega_0 = 3 \sqrt{\frac{2}{L C}}$.

Daaruit volgt voor de tweede harmonische:

$$\left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)_2 = -2 \left(2 \sqrt{\frac{2}{L C}} \right)^2 \cdot L C = -16; |x| = 7$$

en voor de derde harmonische:

$$\left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)_3 = -2 \left(3 \sqrt{\frac{2}{L C}} \right)^2 \cdot L C = -36; |x| = 17$$

Berekenen we nu met de gevonden waarden van $|x|$ de verhoudingen van in- en uitgaande stroomen dan vinden we respectievelijk:

$$\left(\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1} \right)_2 = \frac{1}{|x| + \sqrt{|x|^2 - 1}} = \frac{1}{13,93} = 0,0718 \text{ en}$$

$$\left(\frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_1} \right)_3 = \frac{1}{|x| + \sqrt{|x|^2 - 1}} = \frac{1}{37,97} = 0,0295$$

Dat wil dus zeggen, dat dit filter in het grensgeval van de tweede harmonische 7,18 % en van de derde 2,95 % doorlaat, wanneer één sectie wordt beschouwd. Twee gelijksoortige secties achter elkaar zouden dus practisch de harmonischen van de hoofdtrilling onderdrukken, zoodat deze sinusvormig het filter zou verlaten.

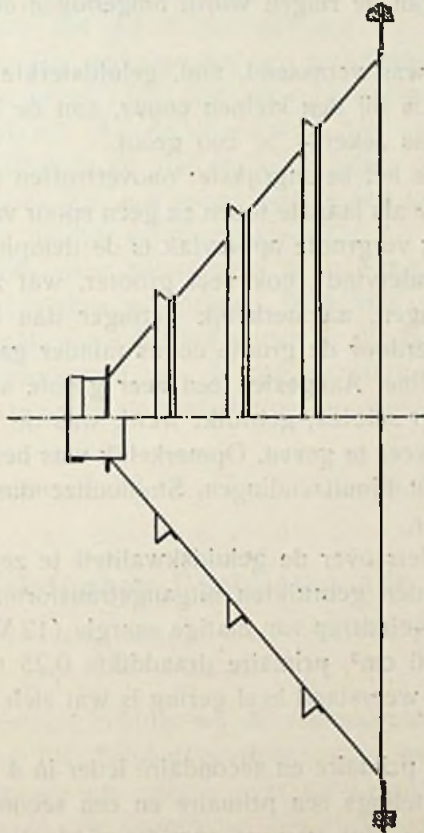
(Wordt voortgezet).

Maximaal onvervormde geluidsenergie.

Den laatsten tijd gaat men het belang van juiste aanpassing van eindlamp en luidspreker om maximaal onvervormde energie te krijgen, inzien. Ook van zuiver constructieven kant bezien, is hierover nog wel het een en ander op te merken.

Indertijd is in R.-N. berekend, dat een conus van een electro-dynamischen luidspreker een bepaald gewicht (afhankelijk van het kopergewicht van het spoeltje) niet mocht overschrijden, wilde men een volkomen natuurgetrouwe weergave behouden.

Bij bepaalde papierdikte (die vastgelegd is door de benodigde stevigheid) is de maximale grootte van den conus dus bepaald. Deze bleek bij ongeveer 12 cm diameter te liggen, een maat die ook bij verschillende handelsluidsprekers voorkwam.



Ondertusschen bleek de geluidssterkte bij vergrooing van den conus toe te nemen, zoodat het voor de hand lag, pogingen te doen

om een zeer grooten conus te maken, waaraan echter niet de gebruikelijke gebreken mochten kleven, nml. vervorming en meestal een piek ergens bij 150 per. wat het bekende „boem”-geluid geeft.

Nu zou, indien de opgestelde theorieën volkomen juist waren, elke poging in deze richting tot mislukking gedoemd zijn. Maar bij die berekeningen zijn zooveel aannamen gemaakt, die niet onverbiddelijk vast staan, dat de poging te wagen was.

Ik heb nu een conus gemaakt met diameter 35 cm en tophoek ongeveer 110° ; materiaal gewoon teekpapier. Zonder meer is deze conus veel te slap en het geluid niet om te genieten, daarom werd door versterkingsringen de conus zoodanig verstijfd, dat hij wel van blik gemaakt leek, wat de stevigheid betreft.

Hoe deze ringen aangebracht zijn, toont de figuur.

De papieren versterkingsringen zijn geknipt uit een conus die denzelfden tophoek had als degene, dien zij moeten versterken. De binnenrand van de ringen wordt omgebogen en op den conus geplakt.

Het resultaat was verassend, nml. geluidsterkte op het gehoor $2 \times$ zoo sterk als bij den kleinen conus, aan de lucht afgegeven geluidsenergie dus zeker $4 \times$ zoo groot.

Maar, en dat is het belangrijkste: onovertroffen geluidskwaliteit, zoowel in hoogste als laagste tonen en geen spoor van resonanties.

Door het sterk vergrootte oppervlak is de demping die de conus door de lucht ondervindt, ook veel grooter, wat zich uit in zeer geringe uitwijkingen, aanmerkelijk geringer dan bij een kleinen conus. M.i. is hierdoor de groote conus minder gauw over te belasten dan te kleine. Aangezien een zeer groote schermplaat van insulite, een soort selotex, gebruikt werd, was de luidspreker ook in staat 30 per. weer te geven. Opmerkelijk was het ontbreken van zeer lage tonen in lijnuitzendingen. Studiouitzendingen zijn in dat opzicht veel beter.

Alvorens nog iets over de geluidskwaliteit te zeggen, eerst een opmerking over den gebruikten uitgangstransformator. Deze was achter een balans-eindtrap van matige energie (12 Watt) geplaatst. Kerndoorsnede 16 cm^2 , primaire draaddikte 0,25 mm, secundaire 1 mm, zoodat de weerstand heel gering is wat zich uit door groote geluidsterkte.

Bovendien zijn primaire en secundaire ieder in 4 smalle schijven verdeeld en beurtelings een primaire en een secundaire sectie op de kern geschoven, dus geringe spreidingsinductie, voorts uiterst geringe eigencapaciteit. Hierdoor geven b.v. triodes met dezen transformator en luidspreker *meer hooge tonen* dan ik ooit een

pentode hoorde presteeren (behalve dan wanneer een pentode met dezen transformator gebruikt wordt).

Hierbij is echter op te merken, dat de zelfinductie van het luidsprekerspoeltje heel gering is; dit is bereikt door weinig windingen, nml. 20, maar vooral ook doordat het ijzer bij de spleet verzadigd is.

De conclusie is dus: geeft de noodige aandacht aan den uitgangstransformator, vooral flink groot, men is dan veel vrijer in het aanbrengen van de gunstigste bewikkeling. Het resultaat loont beslist.

Nu nog iets over de geluidskwaliteit. Het blijkt mogelijk, uitvoeringen van minder dan 4 personen of instrumenten zoo weer te geven, dat met den besten wil geen onderscheid tusschen werkelijkheid en weergave te bemerken is.

Aan een orkest vind ik nog steeds iets mankeeren, soms zelfs vrij veel. Maar afgezien van ongunstige microfoonopstelling, komt dit doordat men gewend is, dat een orkest in een zaal een groote frontbreedte heeft, het geluid dus niet van één punt komt. Een luidspreker geeft alle instrumenten van tennaastenbij uit één punt weer. De illusie wordt dan ook dikwijls werkelijk beter indien men zich zoo plaatst, dat de direct door den conus uitgestraalde geluidsgolven niet het oor treffen, maar alleen de gereflecteerde, of de om een hoek van een muur omgebogen geluidsgolven (alhoewel dat weer nieuwe vervorming geeft).

Verbetering van deze weergevers is m.i. nog alleen mogelijk door gebruik van vlakke membranen. Deze zijn echter constructief zeer lastig te maken zoodat we alleen al uit hoofde daarvan er vooreerst geen concurrent van de conus membranen in behoeven te zien. Kwalitatief kan de verbetering trouwens nauwelijks loonend zijn.

Delft.

H. H. HEEROMA.

Telefunken Beeldtelegrafie II.

Bewerkt door Ir. D. ZOETHOUT.

In het Juli-nummer hebben wij de voornaamste technische bijzonderheden van het Telefunken-stelsel voor beeldtelegrafie besproken; hier moge iets volgen over de bereikte resultaten, de fouten en storingen, die opgetreden zijn en hun oorzaken. Bovendien willen wij verschillende verschijnselen vergelijken met die, welke in televisietoestellen zijn waargenomen. De resultaten zijn

zeer goed te noemen, wanneer wij ons beperken tot overdracht over een kabel. Hoewel reeds vele overgeseinde foto's gepubliceerd

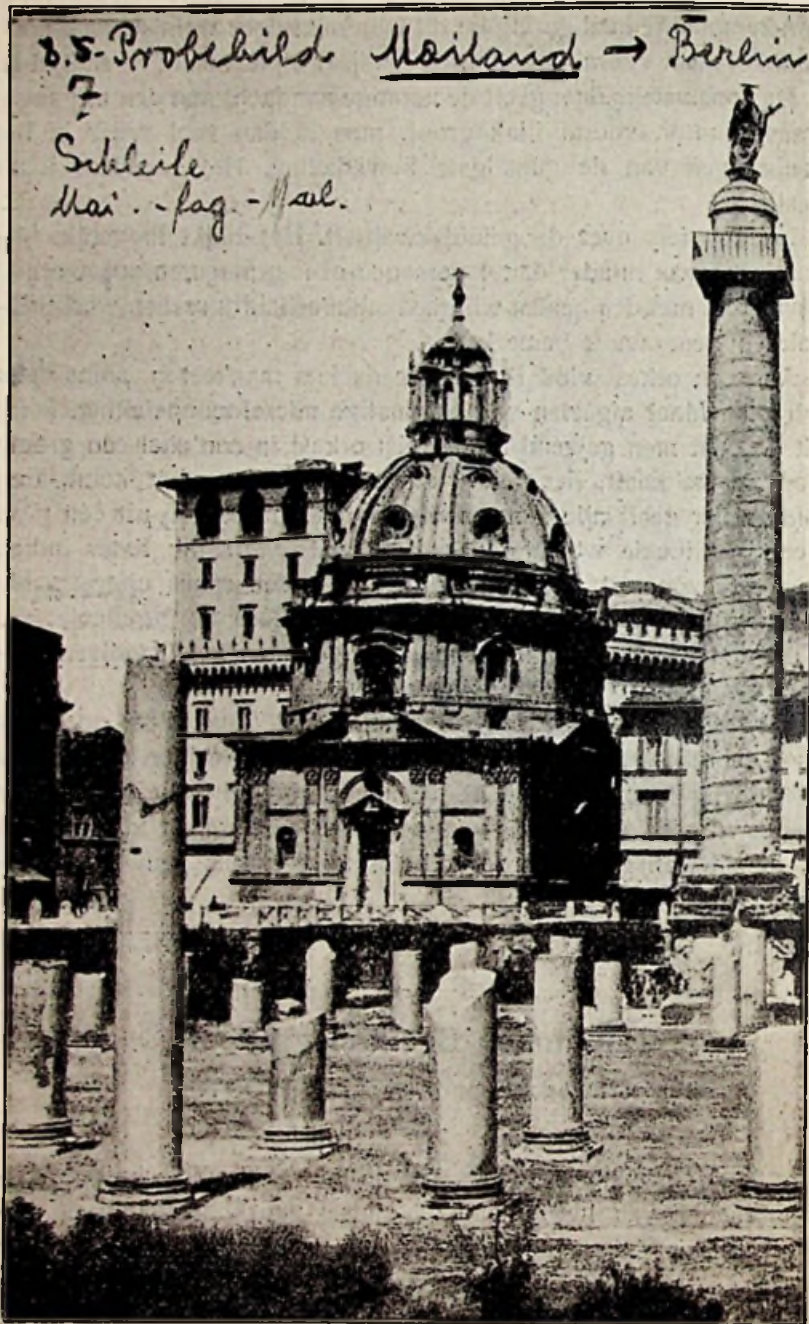


Fig. 1

zijn, geven wij in fig. 1 een reproductie op ware grootte van een oorspronkelijke foto, die overgebracht werd van Milaan naar Berlijn op 30 November 1929. Wanneer men een dergelijke oorspronkelijke foto onder de loupe bekijkt, ziet men duidelijk het horizontale lijnen-raster; op 10 cm van het oog valt dit echter geheel weg. Alleen lijnen, die bijna evenwijdig aan de aftastrichting loopen, ziet men nog gekarteld; door het cliché-raster zal dit echter in de reproductie wel weggefallen zijn.

Terwijl de *beeldroep* nooit een succes geworden is, is dit wel het geval met het meer geperfectioneerde toestel voor commerciële doeleinden. Duitschland telde op 1 Mei 1930 drie rijks-poststations (Berlijn, Frankfort, München) en drie particuliere stations van kranten, alle voorzien van zender, zoowel als ontvanger.

In Engeland zijn door vijf kranten in totaal negen zenders en acht ontvangers in gebruik. Ook Japan kenmerkt zich door een groot aantal beeldtelegrafiestations; de oorzaak schijnt te zijn, dat hierin de eenige mogelijkheid ligt, Japansche lettertypen over te brengen. Voor een beter overzicht geven wij de bijgaande tabel van de op 1 Mei 1930 in gebruik zijnde stations.

(Zie blz. 302.)

Wat in deze lijst het meest opvalt, is, dat Nederland ontbreekt; volgens verschillende berichten echter schijnt ons land binnen afzienbaren tijd ook aangesloten te zullen worden.

Wanneer men afziet van het voordeel van de beeldtelegrafie, dat het overbrengen van foto's en figuren mogelijk is gemaakt, en alleen vergelijkt het overseinen van tekst met het verzenden van dezelfde tekst in code door een machinezender, dan is het resultaat, dat beide methode's elkaar in snelheid niet veel toegeven; dat zelfs de beeldtelegrafie op korte golf in het voordeel is tegenover morsetelegrafie op lange golf.

Een tekst van 1000 letters heeft op lange golf ongeveer 10 minuten noodig; dit zou overeenkomen met 15 punten per seconde; in verband met de demping van de lange-golf-kringen kan men niet veel hoger gaan. Dezelfde tekst beslaat in nauw aaneengesloten machineschrift 1 dm^2 , bij beeldpunten van $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ vertegenwoordigt dit 250.000 beeldelementen.

Bij een transatlantische proefzending werd dit overgebracht in 4 min. met 1000 elementen/sec. De hier noodige geringe tijdconstante is alleen bij korte golven aanwezig.

Het verschil tusschen 250.000 en 9000 punten is zeer groot; een

LAND.	EIGENAAR.	PLAATS.	Aantal	
			zenders.	ontvangers.
Japan	Asahi	Tokio	1	1
		Kioto	1	
		Osaka	1	1
	Nippon Dempo	Tokio	1	1
		Kioto		1
		Nagoya		1
		Osaka	1	1
		Okayama		1
Hiroshima			1	
	Fukuoka		1	
Australië	Post	Melbourne	1	1
		Sydney	1	1
Duitschland	Post	Berlijn	2	2
		Frankfort	1	1
		München	1	1
	Ullstein	Berlijn	1	1
		Scherl	Berlijn	1
Hamburger Fremden blatt	Hamburg	1	1	
Oostenrijk	Post	Weenen	1	1
Engeland	Post	Londen	1	1
	Daily Mail	Londen	1	1
		Manchester	1	1
	Daily Mirror	Londen	1	1
		Newcastle	1	1
		Glasgow	1	
	Glasgow Herald	Londen	1	
Glasgow			1	
Daily Chronicle	Londen	1		
	Leeds		1	
Daily Herald	Londen	1	1	
	Manchester	1	1	
Denemarken	Post	Kopenhagen	1	1
Zweden	Post	Stockholm	1	1
Frankrijk	Petit Parisien	Parijs	1	1
	New York Times	Parijs	1	1
Italë	Daily Mail Agenzia Stefani	Milaan	1	1

voordeel van de beeldoverdracht is, dat het uitvallen van punten of rijen punten niet zeer storend werkt, temeer omdat de elementen van een letter met vrij lange tusschenpoozen aankomen. Het uitvallen van elementen uit morseteekens werkt daarentegen absoluut storend.

Onder de fouten, die in de ontvangen beelden zijn waar te nemen, valt in de eerste plaats op de zoogenaamde „plastiek”, dat is het ontstaan van schaduwlijnen evenwijdig aan de lijnen van het beeld. Men onderscheidt drie soorten plastiek (fig. 2): 1o. negatieve

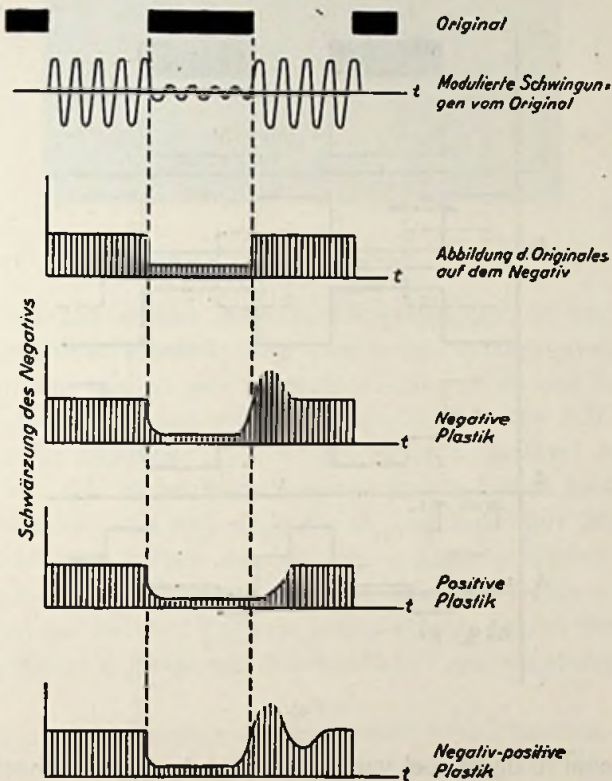


Fig. 2

plastiek met lichte randen bij een donkere beeldlijn en omgekeerd. De randen ontstaan achter de lijn in de aftastrichting; 2o. positieve plastiek, gekenmerkt door donkere schaduwen achter donkere lijnen; 3o. negatief-positieve plastiek.

De plastiek komt alleen bij draadloze overdracht voor en wordt aan verschillende oorzaken toegeschreven. De negatieve plastiek schijnt zijn oorzaak te vinden in resonantiepieken in zender of

ontvanger; de positieve wijt men aan het wegvallen van hogere frequenties; deze soort plastic komt alleen bij groote snelheden voor. Men kan zich indenken, dat bij wegvallen van hogere frequenties snelle overgangen in den beeldstroom niet direct gevolgd worden, waardoor een geleidelijke overgang ontstaat. Bij sterke overmodulatie ontstaat de negatief-positieve plastic.

Naast deze oorzaken, die zonder meer begrijpelijk zijn, kan het ontstaan van plastic verklaard worden uit het samenwerken van golven, die langs verschillende wegen den ontvanger bereiken. Aan de hand van fig. 3 willen wij dit nader beschouwen. Wanneer de

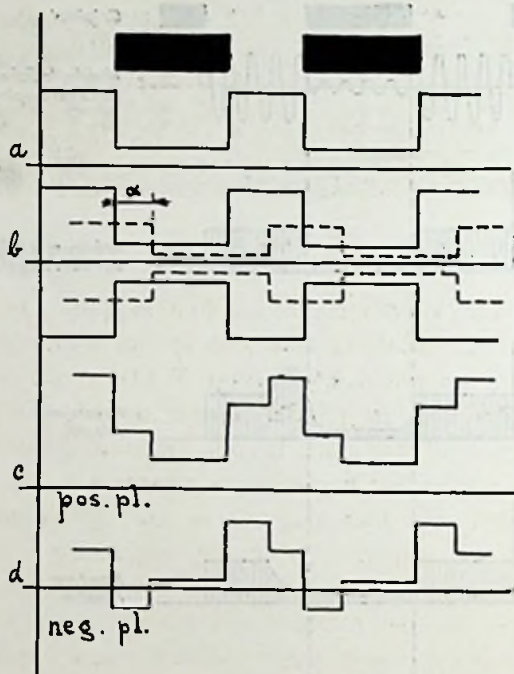


Fig. 3

beeldstroom in de fotocel van den zender de gedaante heeft volgens fig. 3a, waaruit dus is af te leiden, dat twee breede zwarte lijnen aanwezig zijn, dan zal de omhullende van de uitgezonden hoogfrequentie stroom de gedaante hebben van de getrokken lijn in fig. 3b. Komt nu een tweede golfreijn zooveel later aan, dat de beeldcylinder van den ontvanger over een afstand a gedraaid is, dan voegt zich bij den eersten golfreijn een tweede, waarvan de omhullende gevormd wordt door de stippellijn in fig. 3b. Er zijn nu vele gevallen mogelijk voor het samenwerken der beide golfreijnen. Wanneer zij in fase zijn, dan kan men ze optellen en is

de resulterende ontvangen beeldstroom de som van de twee omhullenden, voorgesteld in c. Bestaat er een faseverschil van 180° , dan moet men de beide omhullenden aftrekken en fig. 3d ontstaat.



Fig. 4

Hiertusschen zijn allerlei faseverschillen mogelijk. In het geval c ontstaat positieve plastiek; elke zwarte lijn wordt gevolgd door een halftintlijn, waarna pas wit volgt. Echter is nu ook het begin van elke zwarte lijn iets minder donker dan de lijn zelf; dit zal echter minder zichtbaar zijn. In het geval d ontstaat negatieve plastiek; hier zou bij het begin van een zwarte lijn de beeldstroom negatief worden, wat niet mogelijk is. Dat ook door het volgen van verschillende wegen de dubbele, negatief-positieve plastiek kan ontstaan, is in te zien, door het geval te teekenen dat de maxima van den tweeden golfrein geheel voorbij die van den eersten vallen. In figuur 4 geven wij een voorbeeld van negatief-positieve plastiek.

Om de in de beeldtelegrafie optredende verschijnselen, die hun oorzaak vinden in het volgen van meerdere wegen, nader te bestudeeren heeft men een zeer smalle lijn loodrecht op de aftastriching met verschillende draaisnelheden uitgezonden. Fig. 5 geeft het resultaat van een 0,2 mm breede streep bij trommelsnelheden van 20 cm/sec, 40 cm/sec en 160 cm/sec.

Bij de kleinste snelheid bleef de lijn nagenoeg even breed, bij grootere snelheden werd zij breder om zich ten slotte op te lossen in een verzameling afzonderlijke lijnen.

Een doorsnede loodrecht op de lijn geeft de toestand op één oogenblik aan; aangezien tot zes afzonderlijke lijntjes te tellen

zijn, moet men besluiten tot het bestaan van evenveel wegen. Men ziet als het ware de impulsen langs de verschillende wegen binnen- komen. Na elke omwenteling is de toestand weer anders, zoodat steeds nieuwe wegen ontstaan en andere wegvallen; de geheele bundel wegen is in voortdurende beweging.

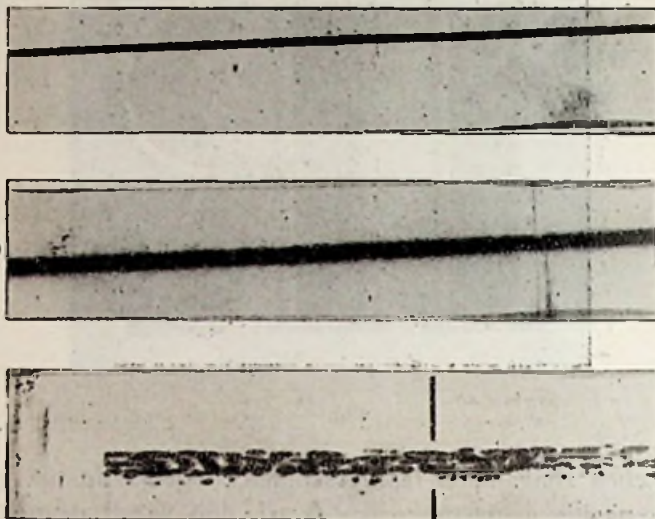


Fig. 5

Uit de figuur is een lijnverbreding van ongeveer 5 mm op te maken, dit komt overeen met een tijdsverschil van $\frac{1}{30}$ sec. en een wegverschil van ongeveer 1000 k.m. Dit wegverschil kan onmogelijk door één enkele reflectie veroorzaakt worden, terwijl dubbelteekens, die de geheele aarde omloopen, pas later inkomen. Wij moeten dus meervoudige reflectie aannemen.

Aan de hand van in de beeldtelegrafie waargenomen verschijnselen is men nu tot een verdeling van de meervoudige teekens of echo's in 4 soorten gekomen, welke vier soorten in fig. 6 zijn weergegeven. Van elk dezer soorten zullen kort de voornaamste eigenschappen genoemd worden.

De meervoudige teekens van de eerste soort ontstaan door verschillende wegen, die de teekens in de reflecteerende laag nemen. De tijdsverschillen bedragen hoogstens 0,001 sec, overeenkomende met wegverschillen van 300 k.m. In vergelijking met acoustische verschijnselen kan men dit den nagalm noemen. Door het zeer geringe tijdsverschil is in de gewone telegrafie van dit verschijnsel niets te merken; pas door de beeldoverdracht met hoog tempo kwam het tot uiting doordat alle letters in de aftastrichting verbreed

opgenomen werden en boven een bepaalde snelheid geschreven tekst geheel onleesbaar overkwam. Men weet dit verschijnsel eerst aan de tijdconstanten van zender en ontvanger; een nader onderzoek met de reeds eerder genoemde smalle lijn loodrecht op de



Fig. 6

aftastrichting, welke lijn impulsen van 0,6 m. sec. uitzond, wees echter uit, dat alleen de voorwaarts uitgezonden teekens verbreed aankwamen; die, welke den langeren weg achterwaarts om de aarde genomen hadden, kwamen niet verbreed aan. In fig. 7 is het resultaat weergegeven; de teekens a zijn die, welke den korten, de teekens b die, welke den langen weg genomen hebben.

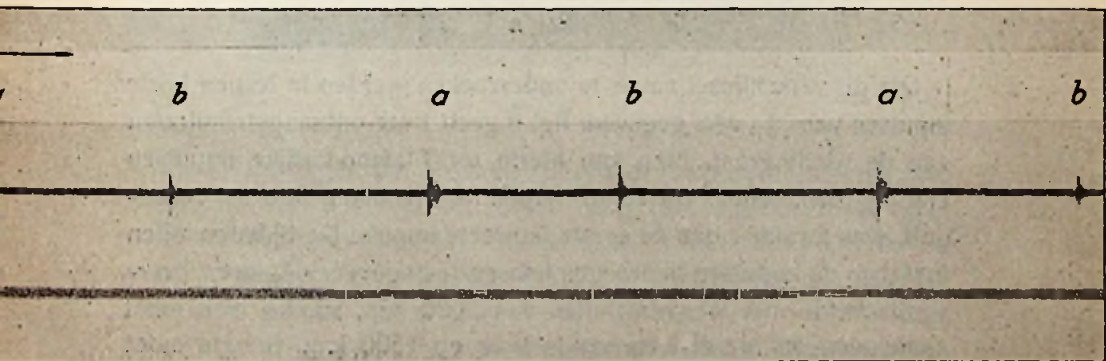


Fig. 7

Ook heeft men denzelfden tekst met dezelfde snelheid door het aanbrengen van spiegels eerst den eenen en daarna den anderen weg

laten volgen. Het ontvangen beeld, dat den langen weg had afgelegd, bleek toen zeer veel beter te zijn dan het andere.

Meervoudige teekens van de tweede soort ontstaan daardoor, dat de golven, die tusschen zender en ontvanger naar beneden komen, tegen de aarde reflecteeren en daarna verder loopen.

Meer dan eenmaal reflecteeren is hier mogelijk en bij geringen afstand tusschen zender en ontvanger ook geconstateerd. De tijdsverschillen hebben de orde van grootte van 10 m. sec., overeenkomend met wegverschillen van 3000 k.m. Men zou hier van echo's kunnen spreken. Het bestaan van deze echo's kwam tot uiting bij een proefzending tusschen Nauen en Geltow op 14,93 meter; de zender gaf de letter V. in morse; de ontvangen impulsen werden oscillografisch opgenomen. Het hoofdteeken kwam geheel onherkenbaar over; de achterwaarts ontvangen teekens, evenals de teekens, die na nogmaals voorwaarts de aarde omgelopen te zijn, werden geregistreerd, waren zeer goed leesbaar (fig. 8).

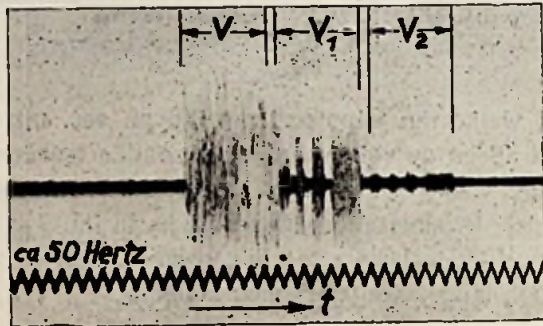


Fig. 8

Om dit verschijnsel nader te onderzoeken werden in Nauen korte impulsen van $\frac{1}{100}$ sec. gegeven, fig. 9 geeft twee ontvangstresultaten van de oscillograaf. Men kan hierin tot 7 afzonderlijke impulsen van $\frac{1}{100}$ sec. tellen. De eerste impuls a, afkomstig van de grondgolf, was zwakker dan de eerste indirecte impuls. De tijdsverschillen tusschen de impulsen bedroegen haast alle ongeveer $\frac{1}{100}$ sec., overeenkomende met wegverschillen van 3000 k.m. zoodat men moet aannemen, dat de reflecterende laag op 1500 k.m. hoogte moet liggen. Nu is de Heaviside-laag algemeen op veel kleinere hoogte aangenomen; echter is een andere verklaring voor het ontstaan van deze tweede soort meervoudige teekens niet te vinden. Ter contrôle werden nog langduriger proeven genomen met na een vast tijds-

interval herhaalde korte impulsen. Het bleek, dat de ontvangen impulsen voortdurend veranderen, zoodat een snelle beweging van de reflecteerende laag aangenomen moet worden.

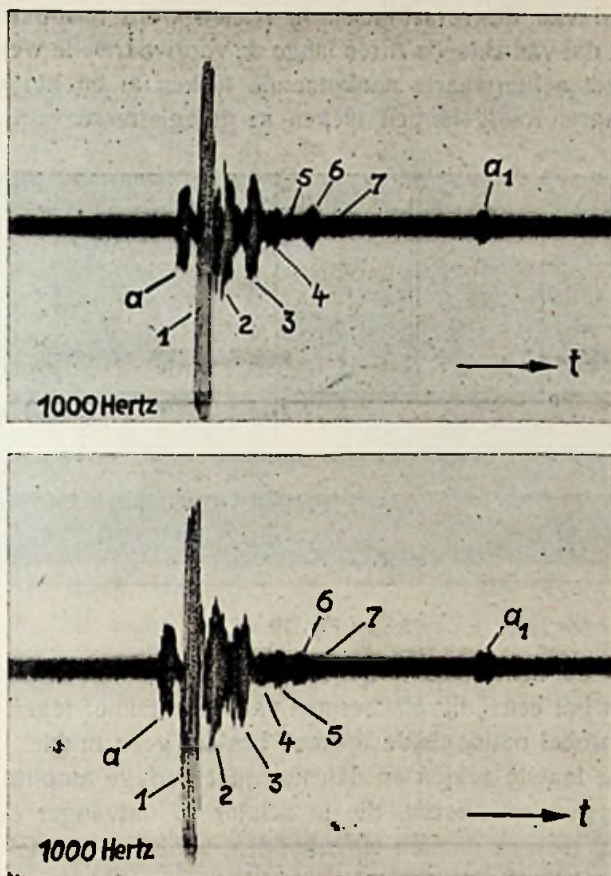


Fig 9

Merkwaardig is, dat ontvangst met vier horizontale dipolen zeer duidelijke echo's opleverde, terwijl bij gelijktijdige ontvangst met drie verticale dipolen geen enkele echo optrad. Het feit, dat de verticale antenne geen teekens van boven opneemt en dat de gereflecteerde golven nagenoeg loodrecht aankomen, is een argument voor het bestaan van de hier aangegeven reflecteerende laag.

Meervoudige teekens van de derde soort ontstaan daardoor, dat de aarde in beide richtingen een of meer malen wordt omcirkeld. De tijdsverschillen hebben bij groote afstanden de orde van grootte van 100 m. sec., de wegverschillen dus van 30.000 k.m.

Deze soort meervoudige teekens worden vaak echo's genoemd, hoewel ze niets met reflectie hebben te maken. De hier optredende tijdsverschillen hebben de morse-telegrafie op bepaalde tijden van den dag lang onmogelijk gemaakt. Het oscillogram van fig. 10 geeft een beeld van dit verschijnsel. In Nauen werd naast het hoofdteeken a , dat van Buenos Aires langs de voorwaartsche weg binnenkwam, het achterwaarts aankomende teeken a_1 en het nogmaals achterwaarts rondgelopen teeken a_2 geregistreerd.

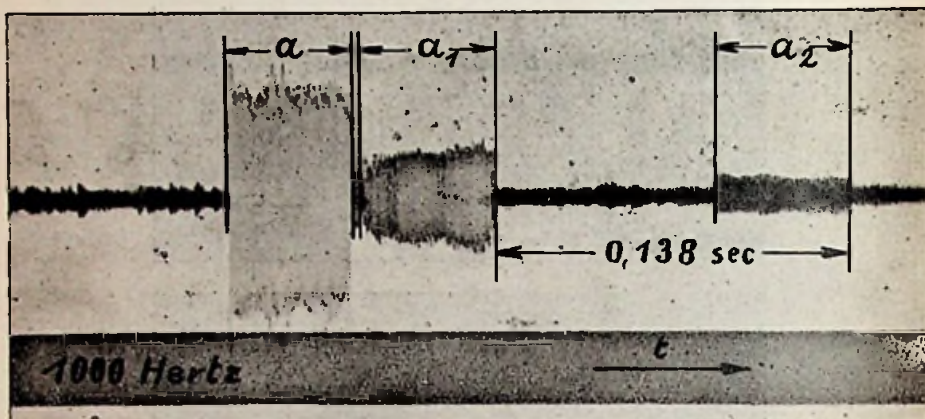


Fig. 10

Tegen de achterwaartsche teekens is een afdoend middel te vinden in het eenzijdig afschermen van de antenne; tegen de voorwaarts dubbel omloopende teekens bestaat geen middel. Gelukkig komen de laatste zelden en dan nog met geringe amplitude, voor.

De antenne-reflectoren, die in zender en ontvanger de achterwaartsche teekens moeten tegenhouden, hebben dezelfde constructie als de antenne zelf en zijn $\frac{1}{4}$ golflengte ervan verwijderd. Gewoonlijk worden zij door de antenne zelf door straling bekrachtigd. Men heeft dan echter stroom en fase in de reflector niet in de hand; waarom men overgegaan is tot gedwongen voeding van de reflector. Men bereikt een veel betere afscherming.

Het spreekt van zelf dat in de beeldtelegrafie de meervoudige teekens van de derde soort zeer storend werken, wat bovendien duidelijk blijkt uit figuur 11; de linksche figuur is opgenomen met een gewone dipool, de rechtsche met een afgeschermd richtantenne.

Meervoudige teekens van de vierde soort zijn het gevolg van reflecties buiten de aardatmosfeer. Deze soort reflectie's zijn speciaal door Prof. Störmer te Oslo bestudeerd en theoretisch ver-

klaard. Door hem werden meervoudige teekens waargenomen, die 3 tot 15 seconden na het hoofdteken aankwamen.

Deze teekens moeten dus 1 tot 5 miljoen k.m. hebben afgelegd alvorens de ontvanger te bereiken. Aangezien de maan 384.000 k.m., de zon 150 miljoen k.m. verwijderd is, kunnen reflectie's van deze kant niet de oorzaak zijn.

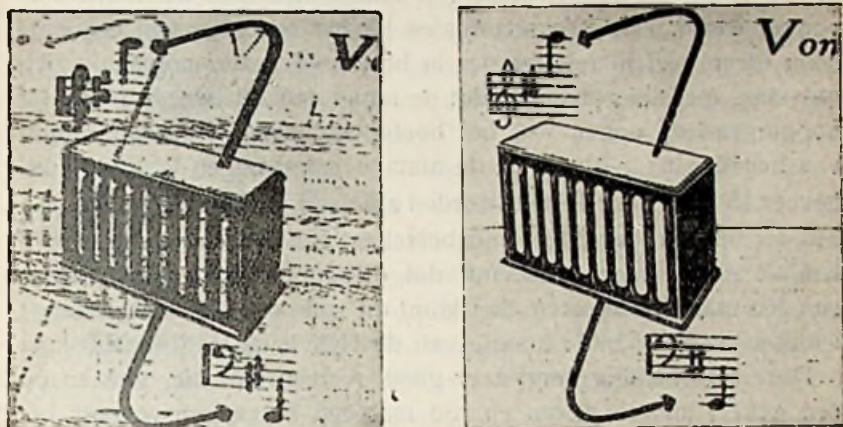


Fig. 11

Men heeft gedacht aan terugkaatsing tegen andere planeten, maar dan moesten die tegen de maan ook aanwezig zijn. Ook is niet aan te nemen, dat deze teekens ontstaan door meermalen omlopen van de aarde, omdat niet duidelijk is, waarom de golven juist na 20 tot 100 omlopen weer naar beneden zouden komen.

Störmer verklaart dit verschijnsel door terugkaatsing tegen lagen van electronen, die door de zon weggeslingerd, en in het magnetische veld van de aarde geraakt zijn. De banen der electronen krijgen door het aardmagnetisch veld een zoodanige afwijking, dat een groote, ringvormige ruimte om de aarde heen ontstaat, welke van electronen vrij blijft.

Deze zeer kort aangegeven theorie, werd ontwikkeld naar aanleiding van het noorderlicht en magnetische stormen. Tegen den binnenwand van de ringvormige ruimte zouden reflecties mogelijk zijn. Door proeven met korte, ongedempte impulsen van den zender PCJJ te Eindhoven werd geconstateerd dat 50 % van de meervoudige teekens na 8 sec. aankwam. Vaak ontstonden ook 2 echo's met een verschil van 4 sec.

De meervoudige teekens van de vierde soort zijn voor de beeldtelegrafie van weinig belang, omdat de amplitude van de achter-aankomende impulsen klein is. Die van de derde soort zijn vrijwel

geheel weg te werken met gerichte uitstraling. De teekens van de tweede soort zijn het meest hinderlijk, omdat hier de tijdverschillen groot genoeg zijn om te storen bij snelle beeldtransmissie, omdat de amplitude groot is, soms grooter dan die van de grondgolf en omdat er geen middelen tegen bestaan.

In verschillende televisie-ontvangers zijn echo's waargenomen in den vorm van dubbelbeelden. Wanneer men met den Baird-ontvanger werkt, kan men meermalen bij het optreden van een persoon diens gezicht iets hooger in het beeldvenster nogmaals zien ontstaan, meestal zoodanig, dat de mond van dit tweede beeld ter hoogte van de oogen van het hoofdbeeld staat. De schijf draait van beneden naar boven en de afstand mond-oogen bedraagt ongeveer 15 mm. Deze 15 mm worden afgelegd in $\frac{1.5}{70} \times \frac{1}{30} \times \frac{1}{12.5}$ sec. = 0,57 m. sec. Deze tijd beteekent een wegverschil van 170 k.m. Wanneer men aanneemt, dat dit dubbelbeeld afkomstig is van één maal reflecteeren, dan klopt dit wel ongeveer met de langs anderen weg bepaalde hoogte van de Heaviside-laag op 100 k.m.

Deze waarneming komt zeer goed overeen met die, gedaan op een geheel andere plaats en tijd met een ontvanger volgens het Bell-systeem. Dit systeem werkt met een beeld van 50×50 punten 17,7 maal per seconde.

Wanneer men hier het beeldveld in den zender vulde met een zwart vierkant op zijn punt staande, dan verscheen naast het directe beeld in den ontvanger nog een tweede positief of negatief beeld, bestaande uit een kruis.

De verschuiving bedroeg hier dus 25 punten en beteekent een tijdverschil = $\frac{25}{50} \times \frac{1}{50} \times \frac{1}{17.7} = 0,565$ m. sec.

De afstand tuschen zender en ontvanger bedroeg ongeveer 40 k.m.

Een amateur in Berlijn constateerde in den Baird-ontvanger een plaatsverschil van 10-20 beeldelementen, overeenkomende met wegverschillen tuschen 115 en 230 k.m.

Naast deze enkele herhalingen worden ook dubbele herhalingen gerapporteerd. Wanneer geen beeld aanwezig is en dus alleen aan de randen van het beeldvenster de zwarte synchronisatielijnen, dan werden twee- en drievoudige herhalingen met tuschenruimten van 10 à 15 beeldelementen geconstateerd. Deze herhalingen kunnen alleen verklaard worden uit meervoudige reflecties tuschen aarde en terugkaatsende laag, zooals voorgesteld in fig. 6 rechts boven.

Tenslotte werden dubbele, driedubbele en vierdubbele beelden waargenomen door Dr. Alexanderson na het afleggen van een weg van ongeveer 36.000 k.m. Hij zond een zwarten rechthoek op een wit veld uit over den zender 2XAF te Schenectady. Opgevangen te

Wellington, werden deze teekens opnieuw uitgezonden, daarna opgevangen in Australië en door Sydney 2ME teruggezonden naar Amerika. Hier werden nakomende teekens met tijdsverschillen tot 3 m. sec. waargenomen; natuurlijk hebben we hier voornamelijk te maken met meervoudige teekens van de derde soort.

Wij willen thans nog iets meedeelen over het gevolg van de meervoudige gevolgde wegen: het *Doppler-effect*.

Wanneer een fluitende locomotief nadert, hooren wij den toon lager dan hij is. Wanneer een gekleurd lichaam, bijv. een ster, snel nadert, zien wij een andere kleur licht met een grootere golflengte, dan werkelijk uitgestraald wordt. Nu is snel naderen van zender en ontvanger onmogelijk, maar wanneer de teekens van een langeren weg plotseling overgaan op een korteren weg, is het effect hetzelfde. De afwijking van de ontvangen frequentie is grooter, naarmate de verandering der weglengte per secunde grooter is. Bedraagt de laatste 30 k.m./sec., dan is de afwijking der frequentie 0,1 ‰; bij een golflengte van 15 meter dus 2000 Hertz. De beeldtelegrafie leert ons, dat belangrijk grootere Doppler-effecten op kunnen treden.

May señor nuestro:

En vista del incremento que va tomando diariamente la congestión del tráfico en las calles excesivamente estrechas, lo que trae por consecuencia frecuentes accidentes, los ~~automovilistas~~ ~~se ven obligados~~ a defenderse por sus propios medios para evitar toda clase de dificultades. Para ese fin es indispensable echar mano de un medio eficaz para asegurar su propio coche y librarse de injustificadas multas.

EL "CONTAX" RESUELVE EL PROBLEMA

El "CONTAX" es un aparato eléctrico, señalador de dirección, al cual por más grande que sea la aglomeración se hace visible y cuyo significado lo entienden inmediatamente tanto los vehículos que lo siguen o vienen en su encuentro, como también los transeuntes.

Fig. 12

Fig. 12 geeft ons een eigenaardig gevolg van dit effect. Er zijn geen belangrijke letterverbredingen aanwezig, echter staan in enkele regels de letters scheef.

Afwijkingen van synchronen gang waren niet aanwezig en zouden bovendien andere verschijnselen tengevolge gehad moeten hebben.

De scheeve stand van de letters kan alleen het gevolg zijn van snelle wegveranderingen. Een ding was onverklaarbaar: aan het begin van een regel hielden de letters naar rechts, aan het eind naar links. Dat de weglengte zich synchroon met de rotatie van den trommel zou wijzigen, was niet aan te nemen. De verklaring is deze: wanneer een stel lijnen, evenwijdig aan de trommelas en dus loodrecht op de aftastrichting wordt uitgezonden, en gedurende enkele omwentelingen een wegverlenging optreedt, dan ontstaat op het ontvangen beeld een stel lijnen, als in fig. 13 voorgesteld. Elke lijn heeft een afwijking; bij een wegverlenging komt een volgend stel punten wat later aan en komt dus niet recht onder een vorig stel te staan. Is nu een bedrukt vel papier niet precies recht op den trommel gespannen, maar volgens de getrokken lijnen in fig. 13 (de stippellijnen stellen den uitgeslagen trommel voor) dan worden de letters aan het begin van een regel niet op denzelfden tijd afgetast als die aan het einde. Terwijl aan het begin van een regel de verbindingsweg langer wordt, wordt hij aan het eind van een regel weer korter, waardoor tegengesteld gerichte schuine standen ontstaan. In het midden van een regel moet dus buiging van de letters ontstaan.

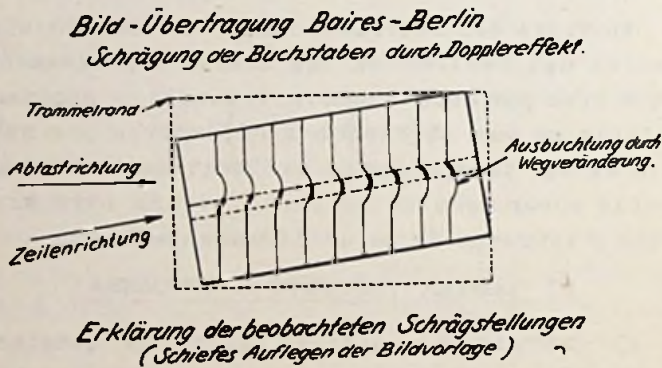


Fig. 13

Om dit verschijnsel nader te bestudeeren werd de toon van de stemvork, die het synchronisme regelt, overgezonden en opgenomen (fig. 14). Omdat deze toonfrequentie een veelvoud is van het aantal omwentelingen van den trommel, moesten bij constante weglengten evenwijdige lijnen in het ontvangen beeld ontstaan. Uit de sterke afwijkingen kan men een Doppler-effect tot 20.000 Hertz berekenen. Uit deze figuur is een merkwaardige samenhang tusschen fading en Doppler-effect op te maken; bij sterke afwijkingen verdwijnt het beeld bijna geheel. Het is waarschijnlijk, dat veel

fadingverschijnselen te verklaren zijn uit sterke afwijkingen van de resonantiefrequentie.

Zoals bekend is, onderscheidt men twee soorten fading, totale fading en selectieve fading. De eerste soort wordt veroorzaakt door veranderingen van de ionisatie, veranderingen van de buiging in de bovenste lagen van de atmosfeer, ten slotte veranderingen in het polarisatievlak van de golven, kortom door dempingsveranderingen tusschen zender en ontvanger.

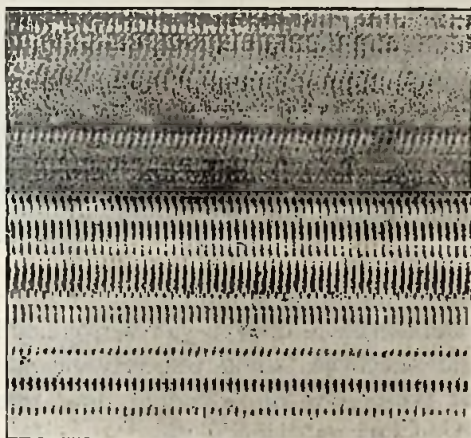


Fig. 14

Daarentegen is de selectieve fading niets anders dan een gevolg van interferentie door wegveranderingen. Wanneer wij aannemen, dat een telefonie-frequentieband langs verschillende wegen met constante amplitude aankomt, dan treedt voor de eene frequentie door gelijke fase der verschillende wegen versterking op, voor een andere frequentie door tegengestelde fase-uitdooving. Veranderen nu de samenwerkende wegen, dan veranderen ook de frequenties waarvoor versterking en die, waarvoor uitdooving ontstaat. De maxima en minima in de ontvangst looplen voortdurend over de geheele band heen en weer; des te sneller naarmate de wegen sneller veranderen. Met andere woorden: Elke frequentie van den band schijnt gemoduleerd te zijn met de „veranderings frequentie” van de wegen.

Deze selectieve fading werd zeer duidelijk aangetoond door twee tonen met verschillende frequentie, n.l. 800 en 2750 Hertz uit te zenden en oscillografisch op te nemen, na door filters gescheiden te zijn. Het resultaat is in fig. 15 afgebeeld. De toon van 800 perioden vertoont een geheel andere modulatie, of uitdoovingsfrequentie

dan die van 2750 perioden. Dit is trouwens te begrijpen; de lagere toon heeft een langere golflengte en dus een grooter tijdsverschil of een grootere wegverandering noodig om van een versterking in uitdooving te veranderen. Voor deze grootere wegverandering nu is meer tijd noodig.

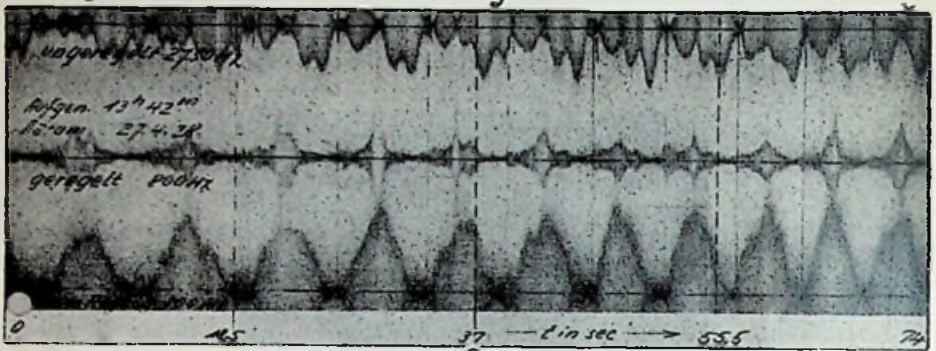


Fig. 15

Door het versterken en uitdooven van verschillende spraak-frequenties heeft de selectieve fading een vervormenden invloed op telefonie. Omdat echter ook de draaggolf door selectieve fading beïnvloed wordt en dus na demodulatie de geheele band fading-verschijnselen vertoont, zijn de gevolgen van totale en selectieve fading niet te scheiden.

Tegen selectieve fading heeft men geen middelen kunnen vinden; totale fading is met de volgende middelen te bestrijden: 1o. onderdrukken en aan de ontvangzijde weer toevoegen van de draaggolf; 2o. versterkingsregulateurs; 3o. amplitudebegrenzers; 4o. speciale antennes; 5o. variëren van de draaggolfrequentie.

De eerste methode, waarbij men de niet-constante ontvangen draaggolf vervangt door een wel-constante lokaal opgewekte draaggolf, heeft tot resultaat opheffen van de amplitude variatie's van de spraakfrequentieband, voorzover zij door selectieve fading van de draaggolf worden veroorzaakt. Naast de draaggolf moet ook een der zijbanden onderdrukt worden, om niet gebonden te zijn aan absolute frequentie- en fasengelijkheid van de onderdrukte en opgewekte draaggolf. Het onderdrukken van één zijband reeds in den zender heeft voor korte golven belangrijke bezwaren.

Het tweede middel: versterkingsregeling kan men voor of achter de detectie toepassen met als regulator de gelijkgerichte stroom. Het resultaat is opheffing van invloeden der totale fading, de selectieve fading wordt niet beïnvloed. Voor beeldtelegrafie is met zeer

goede resultaten een bijzondere methode van versterkingsregeling toegepast, waarbij voor elke aankomende impuls de versterkingsgraad zeer snel op de juiste waarde wordt gebracht, terwijl in de ruimten tusschen de impulsen de versterking constant blijft.

Naast deze middelen wordt voor het overbrengen van zwart-wit beelden amplitude-begrenzing toegepast, waarbij alle impulsen boven een bepaalde waarde geregistreerd worden; onder deze waarde niet.

Alle drie genoemde middelen, hebben als voorwaarde, dat bij de sterkste fading de amplitude van de aankomende golf niet beneden het stoor niveau daalt. Dit wordt bereikt door groote richtantennes in zender en ontvanger of door gebruik van een aantal ontvangantennes op verschillende plaatsen. De beeldtelegrafie op grooten afstand is pas door richtantennes mogelijk geworden.

Het laatste middel tegen fading is het moduleeren van de amplitude of van de frequentie van de uitgezonden golf. Door de amplitude-modulatie, waarbij naast de draaggolf twee of meer zijgolven worden uitgezonden, wordt de daling van de ontvangen energie bij selectieve fading van de draaggolf sterk verminderd. De werking is nog niet volmaakt, omdat de draaggolf ook bij sterke modulatie nog sterk in het voordeel blijft boven de zijgolf. Het zou beter zijn, tegelijkertijd enkele naast elkaar liggende draaggolven met gelijke amplitude uit te zenden. Een voorbeeld van het resultaat van amplitude-modulatie geven wij in fig 16, waarvan het bovenste deel zonder, het onderste met modulatie werd uitgezonden.

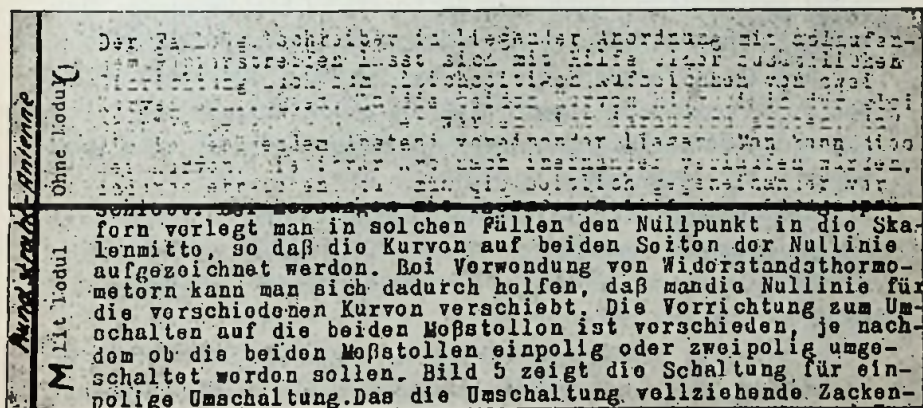


Fig. 16

De frequentie-modulatie van den uitgezonden band, heeft een dergelijke werking; men kan een constant wisselende frequentie

opvatten als spectrum van draaggolf en zijgolven; het praktische resultaat van frequentie-variatie is echter beter dan dat van amplitude-modulatie. Terwijl bij amplitude-modulatie de amplitude bij de zwaarste fading nog tot nul kan dalen, is dit bij frequentie-modulatie niet meer het geval.

Elk oogenblik doorloopt de aankomende amplitude in het tempo van de variatie-frequentie van de draaggolf, een serie waarden, overeenkomende met de invloeden, die op elk oogenblik voor het doorloopen frequentiegebied gelden.

*Herrn Rückauf! Wir erwidern herzlichen, die
 Ihnen auf dem neuen radiotelegraphischen Wege
 überbrachten Wünsche für das Jahr 1929*

*Radiochef d. d. d. d.
 Berlin 8/1 29*

Fig. 17

Door samenwerking van de verschillende middelen tegen fading, is het gelukt, de moeilijkheden, die vooral bij beeldtelegrafie door fading ontstonden, geheel te overwinnen. De belangrijkste storingen, die nog te overwinnen zijn, worden gevormd door verbreding van de teekens in de aftastrichting bij groote aftastsnelheid. Een zeer goed voorbeeld van deze verbreding van geschreven tekst wordt in fig. 17 gegeven.

In het ontvangstation te Noordwijkerhout wordt een dezer dagen begonnen aan het installeeren van een Telefunken-beeldtelegrafie-inrichting voor de draadloze beeldtelegrafische verbinding met Indië.

Het zou zeer belangwekkend zijn, te zijner tijd iets omtrent de bereikte resultaten met deze speciale toestellen te mogen vernemen.

Vereenigingsnieuws.

BIBLIOTHEEK.

Ranonkelstraat 23, den Haag.

(Leestijd 14 dagen.)

De bibliotheek ontving van den schrijver ten geschenke:

H. C. Huizing, Recherches sur les plaques téléphoniques. 1930.
12 blz.

Aangekocht werden:

Mr. A. J. Fokker, Geschiedenis van de radio-wetgeving. 1930.
242 blz.

C. Gutton, Les ondes électriques de très courte longueurs et leurs applications. 1930. 20 blz.

P. David, Electro-acoustique. 1930. 39 blz.

P. Hémardinquer, Le phonographe et ses merveilleux progrès. 1930. 278 blz.

G. Jahn, Die Sender. (Göschel, Die Radiotechnik. VII). 1930.
120 blz.

Openbaar gemaakte Octrooiaanvragen op het gebied der Hoogfrequentietechniek.

No. 38368 Ned. Aanvraag ingediend 26 September 1927, openbaar gemaakt 15 October 1930, voorrang van 25 Januari 1927 af (Oostenrijk).

Friedrich Horny, Weenen.

Electrische condensator, speciaal draaicondensator.

Doel is met eenvoudige middelen een gemakkelijke en nauwkeurige montage van den condensator te bereiken.

Conclusie: Electrische condensator, met het kenmerk, dat de isoleerende tusschenstukken, tusschen een groep condensatorplaten en het gestel bestaan uit lichamen met bolvormige vlakken, b.v. kogels, bolvormige lenzen, die in uitsparingen van de van elkaar te isoleren apparaatdeelen gelegen zijn.

1 pag. beschrijving, 1 conclusie, 2 figuren.

No. 40199 Ned. Aanvraag ingediend 24 Februari 1928, openbaar gemaakt 15 October 1930, voorrang van 30 Maart 1927 af (Duitsland).

Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie., Baden, Zwitserland.

Inrichting voor de bescherming van een met andere gelijkstroombronnen parallel werkenden gelijkrichter met een willekeurig aantal fasen.

Conclusie: Inrichting voor het beschermen van een met andere gelijkstroombronnen parallel werkenden gelijkrichter met een willekeurig aantal fasen tegen het optreden van een tegenontsteking van kathode naar anode, waarbij de kathode een rooster bezit, met het kenmerk, dat de potentiaal van den rooster van de kathode steeds zooveel lager wordt gehouden, dan die der kathode, dat de roosterpotentiaal gelijk of meer negatief dan de potentiaal van de tegenontstekende anode gemaakt wordt.

2 pag. beschrijving, 3 conclusies, 2 fig.

No. 38134 Ned. Aanvraag ingediend 3 September 1927, openbaargemaakt 15 October 1930.

N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

Radio-ontvangtoestel geschikt voor gelijk- of wisselstroomvoeding.

Doel is toestel zoodanig in te richten, dat het op zeer gemakkelijke wijze naar keuze kan worden geschikt gemaakt voor gelijkstroomvoeding van de gloeidraden der ontladingsbuizen, dan wel voor wisselstroomvoeding van deze gloeidraden.

Conclusie: Radio ontvangtoestel geschikt voor gelijk- of wisselstroomvoeding van de gloeidraden der ontladingsbuizen, in welk toestel in het geval van wisselstroomvoeding een kastje is aangebracht, dat een transformator, een gelijkrichter met afvlakker en een potentiometer bevat in de plaats van de voorspanningsbatterij, die bij gelijkstroomvoeding der gloeidraden in het toestel is geplaatst en dat verder een rij contacten is aangebracht, die bij gelijkstroomvoeding groepsgewijze door beugels kunnen worden verbonden en bij wisselstroomvoeding gedeeltelijk verbonden worden met overeenkomstige contacten van het ingebrachte gelijkrichter hulpvoedingstoestel, met het kenmerk, dat deze rij tevens twee of meer contacten bevat, die bij gelijkstroomvoeding dienen voor verbinding aan een gelijkstroombron en bij wisselstroomvoeding voor verbinding aan een wisselstroomnet.

2 pag. beschrijving, 1 conclusie, 3 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-Expres:

... „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.**

Uitgaaf van **N. VEENSTRA** te 's-Gravenhage:

TWEEDE DEEL (ACHTSTE DRUK) van

Het Draadloos Amateurstation

DOOR **J. CORVER.**

Prijs: in geïll. omslag **f 2.50** — Geb. **f 3.50**



De levering geschiedt door bemiddeling van den boekhandel of na inzending van het bedrag plus 20 cents voor porto door den

Uitgever **N. Veenstra** te 's-Gravenhage

VARTA

GLOEI- EN PLAATSTROOM-ACCU'S

VOOR

ONTVANG- EN ZEND-INSTALLATIES

HET MERK!



Fa. Ch. VELTHUISEN

ANNO 1891

OUDE MOLSTRAAT 18

Tel. 16228 en 16227

Giro 28376

DN HAAG

5 nieuwe PHILIPS-Lampen

E 410	F 443	F 410	E 443 N	E 406
vf = 4.0 V	vf = 4.0 V	vf = 4.0 V	vf = 4.0 V	vf = 4.0 V
if = 1.0 A	if = 2.0 A	if = 2.0 A	if = 1.0 A	if = 1.0 A
va = 200-400 V	va = 400-500 V	va = 200-500 V	va = 300-400 V	va = 150-250 V
g = 10	vg = 150-175 V	g = 10	vg = 150-175 V	g = 6
s = 6.0 $\frac{MA}{V}$	g = 60	s = 8.0 $\frac{MA}{V}$	g = 60	s = 6.0 $\frac{MA}{V}$
	s = 4.0 $\frac{MA}{V}$		s = 3.0 $\frac{MA}{V}$	
1650 Ohm	15000 Ohm	1250 Ohm	20.000 Ohm	1000 Ohm
12 Watt	25 Watt	25 Watt	12 Watt	12 Watt
f 22.50	f 37.50	f 36.00	f 22.50	f 22.50



RADIO

— TOESTELLEN

— LUIDSPREKERS

— LAMPEN

De oudste ervaring — De modernste constructie

TELEFUNKEN

vert. door Siemens & Halske A. G.

DEN HAAG

Huygenspark 38-39