

Tijdschrift van het **Nederlands Radiogenootschap**

DEEL XVII No. 5 en 6

SEPTEMBER/NOVEMBER 1952

SYMPOSIUM OVER RUIS

Op 21 Mei 1952 werd in samenwerking met het Kon. Inst. van Ingenieurs, Sectie Telecommunicatie Techniek, te Delft een symposium over Ruis gehouden. De Commissie van voorbereiding bestond uit:

Prof. Ir J. L. van Soest (voorzitter)

Prof. Dr Ir. J. L. H. Jonker

Ir W. H. van Zoest

Ir J. Piket (secretaris)

In dit nummer zijn de voordrachten van de sprekers, t.w. Prof. Dr H. B. G. Casimir, Ir S. Gratama, Dr F. L. Stumpers, Ir J. L. Bordewijk en Dr G. Diemer opgenomen.

Wij vonden Prof. van Soest bereid om bij deze artikelen een historische inleiding te schrijven.

Historische Inleiding.

Eén en een kwart eeuw geleden is de geschiedenis der *fluctuatie*-verschijnselen in de natuurkunde begonnen, toen de bioloog R. Brown (1827) de aandacht vestigde op bewegingsfluctuaties van kleine deeltjes. Maar eerst nog geen halve eeuw geleden brachten physici (Einstein, von Smoluchowski, Langevin) de theoretische basis voor de, toentertijd in de aandacht liggende, onderwerpen van diffusie, osmose en van de thermische fluctuaties in het algemeen. Uit diezelfde tijd dateren de voorspellingen van elektrische fluctuaties (Einstein) en de waarneming van emissiefluctuaties (v. Schweidler).

Wat later publiceert Ornstein de correlatierekenmethode, toegepast op thermische fluctuaties en Schottky de fourier-rekenmethode, toegepast op partikel-fluctuaties. Daarna be merken Moll en Burger thermische fluctuaties aan een geraffineerde meetopstelling.

Een kwart eeuw geleden berekent Nyquist de elektrische fluctuaties in elektrische ketens en meet Johnson deze. Zeer groot wordt in die vijf en twintig jaar de Nederlandse bijdrage aan theorie en experiment, in het bijzonder als de perfectie van elektronische toestellen steeds groter wordt.

Het in de omgangstaal gebruikte woord geruis, wordt omgevormd tot een elektrisch begrip *ruis*, ontgaan van een geluidsgedachte; zo spreekt men nu van hemel-, zonne-, antenne-, weerstands-, emissie-ruis, enz.

Toch gaat het in de electrotechniek minder om het begrip ruis, dan om het begrip *signaal-ruisverhouding*, dat in de communicatietechniek, alsmede in de meettechniek, een belangrijke rol vervult. Deze verhouding bepaalt, in het kort gezegd, de *informatie*, die in een signaal — zij het een doorgeseind bericht of een waargenomen meetgegeven — aanwezig is.

Communicatie- en meettechniek leveren technische producten, wier output wordt overgebracht naar een waarnemingsorgaan van mens en machine. Daarbij speelt de energielevering een minder belangrijke rol dan de informatielevering. Daarom is de signaal-ruisverhouding zo iets belangrijks en hebben electrotechnici grote belangstelling in deze onderwerpen.

Dat kort geleden een symposium over fluctuatie-verschijnselen¹⁾ is gehouden, is weliswaar een toevallige samenloop van omstandigheden geweest, maar door een andere doelstelling vormen beide symposia onderling een gelukkige aanvulling.

J. L. van Soest

¹⁾ 16 Mei 1952, Sectie voor Toegepaste Natuurkunde van de N.N.V. en de afdeling voor Technisch Wetenschappelijk Onderzoek van het K. I. v. I.

Algemene Inleiding

door H. B. G. Casimir ¹⁾

S U M M A R Y

This paper gives general information about the mathematical equations in relation to noise.

Wij willen deze inleiding beginnen met een korte uiteenzetting van de mathematische beschrijving van ruis. Wij hebben steeds te maken met een grootheid — veelal een stroom of spanning — die als functie van de tijd willekeurige fluctuaties om een gemiddelde vertoont; deze gemiddelde waarde mogen wij zonder beperking van de algemeenheid 0 stellen.

Dan geldt

$$\bar{V} = 0$$

waarbij \bar{V} gedefiniëerd is als

$$\bar{V} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t) dt$$

Daarentegen is $\overline{V^2} \neq 0$; stel de waarde hiervan A .

Kenmerkend voor ruis is dat V gaussisch is verdeeld: de kanswaarden tussen V en $V + dV$ te vinden is dan

$$\Phi(V) dV = \frac{1}{\sqrt{2\pi A}} e^{-V^2/2A} dV$$

Verder is belangrijk de correlatiefunctie $\psi(t)$. Deze is gedefiniëerd door de vergelijking

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t) V(t + \tau) dt = \overline{V^2} \cdot \psi(\tau)$$

1) Natuurkundig Laboratorium N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Nederland.

In het algemeen is $\psi(\tau)$ een snel afnemende functie.

Wij vragen vervolgens naar de spectrale samenstelling van de ruis. Allereerst zij opgemerkt, dat men zich in de praktijk niet zozeer voor de Fourier-componenten in de zin van de wiskunde interesseert, maar meer voor het gedrag van een scherp afgestemde kring of van een mechanisch resonerend meetinstrument. Deze zullen echter altijd een eindige bandbreedte hebben en een daarmee samenhangende eindige dempingstijd, zodat het voldoende is als de functie $V(t)$ in een interval $-T/2$ tot $+T/2$ juist wordt weergegeven. Wij kunnen in een dergelijk interval een Fourier reeks opschrijven:

$$V(t) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_{-\infty}^{\infty} a_n e^{2\pi j n t/T} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

waarin:

$$a_n = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-2\pi j n t/T} V(t) dt$$

Daar V een reële grootheid is, geldt:

$$a_n = a_{-n}^*$$

Uit de theorie der Fourierreeksen volgt:

$$\int_{-T/2}^{T/2} V^2 dt = \sum_{-\infty}^{\infty} |a_n|^2$$

Bij ruisverschijnselen is het steeds zo, dat naburige $|a_n|$ vrijwel gelijk zijn. (Discontinuïteiten zouden alleen kunnen voorkomen als b.v. één harmonische trilling het *gehele* tijdsinterval T uithield zonder dat daarbij de phase zoekraakt). Het aantal a_n in een intervalletje $\Delta\nu$ is $T\Delta\nu$; daarom is, als wij een reeks intervallen $\Delta_i\nu$ beschouwen:

$$\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V^2 dt \approx \sum_i |a_n|^2 \Delta_i\nu \approx \int_{-\infty}^{\infty} |a(\nu)|^2 d\nu = 2 \int_0^{\infty} |a(\nu)|^2 d\nu$$

waar we $|a(\nu)|$ voor de waarde van de $|a_n|$ in het intervalletje $\Delta\nu$ schrijven. Wij zien dus, dat de gemiddelde V^2 uit spectrale bijdragen is opgebouwd en dat men $2|a(\nu)|^2$ de spectrale intensiteit van V kan noemen:

$$I(V) = 2 |a(\nu)|^2$$

Men zou kunnen opmerken, dat wij door onze overgang van som op integraal toch in zekere mate weer een Fourier-integraal hebben ingevoerd. Evenwel vermijden wij door onze formulering divergentie-moeilijkheden.

Wij merken verder nog op, dat, indien de $|a_n|$ in een interval $\Delta \nu$ constant zijn, de uitdrukking:

$$\frac{1}{\vartheta} \int_{t_0 - \vartheta/2}^{t_0 + \vartheta/2} \left| \sum a_n e^{2\pi j n t/T} \right|^2 dt$$

reeds voor $\vartheta \gg 1/\Delta \nu$ tot $|a(\nu)|^2 \Delta \nu$ nadert: wij behoeven dus niet het gehele interval $-T/2$ tot $+T/2$ te beschouwen.

Een eenvoudige berekening toont, dat een resonerende kring juist $|a(\nu)|^2$ meet als wij aannemen, dat de bandbreedte kleiner is dan het boven gedefinieerde interval $\Delta \nu$ waarin de $|a_n|$ constant zijn.

Er bestaat een eenvoudig verband tussen de spectrale intensiteit en de correlatiefunctie zoals door een eenvoudige berekening kan worden aangetoond:

$$|a(\nu)|^2 = \left[\int_0^\infty e^{-2\pi j \nu t} \psi(t) dt + \int_0^\infty e^{2\pi j \nu t} \psi(t) dt \right] \overline{V^2} \quad (1)$$

(Daar uit de definitie van de correlatiefunctie volgt, dat $\psi(t) = \psi(-t)$ mogen wij ook schrijven:

$$|a(\nu)|^2 = \int_{-\infty}^\infty e^{-2\pi j \nu t} \psi(t) dt \cdot \overline{V^2}$$

maar wij vinden het aangenamer de correlatiefunctie alleen voor positieve waarden van het argument te gebruiken).

Het zal duidelijk zijn, dat er nog wel het een en ander nodig is om het boven aangegeven eenvoudige schema tot een werkelijk streng wiskundig geheel te maken.

Na deze inleiding willen wij de oorzaken van ruis bespreken. Wij onderscheiden:

a) Thermische ruis; deze is een gevolg van temperatuur-

beweging, die door statistische fluctuaties macroscopische afmetingen kan krijgen (Brownse beweging).

- b) Corpusculaire ruis; deze is een gevolg van de eindige lading van het electron en zij treedt voornamelijk op in radiobuizen.
- c) Externe ruis. Storingen van buiten af kunnen het karakter van een ruis hebben. Dit soort ruis zullen wij hier niet verder bespreken.

Thermische ruis.

Wij beschouwen een of ander netwerk, dat trouwens ook nog mechanische vrijheidsgraden mag hebben, waarin geen energiebronnen aanwezig zijn en dat zich geheel op één temperatuur bevindt; het beste is wel, dat wij ons voorstellen, dat het gehele systeem is gedompeld in een groot warmtereservoir met temperatuur T . De stelling der *equipartitie* uit de statistische mechanica leert dat voor het gemiddelde spanningsquadraat over een capaciteit C geldt:

$$C \overline{V^2} = k T$$

waar k de constante van Boltzmann is, $k = 1,37 \times 10^{-23}$ watt sec/graad; evenzo geldt voor de stroom door een zelfinductie:

$$L \overline{i^2} = k T$$

Om tot het ruisspectrum te geraken gaat men uit van de premisse, dat de correlatiefunctie berekend kan worden met behulp van de gewone macroscopische vergelijkingen voor het uitsterven van stroom en spanning. Om dit te verduidelijken beschouwen wij een R met een C parallel.

Zien wij even van de ruis af, dan geldt:

$$V = V_0 e^{-(t-t_0)/RC}$$

Is er wel ruis, dan zal deze afwijkingen van dat systematische verloop veroorzaken die gemiddeld 0 zijn. Weten wij, dat $V = V_0$ op het tijdstip $t = t_0$ dan zal gelden:

$$\overline{V(t)} = V_0 e^{-t/RC}$$

Aangenomen wordt verder, dat dit ook zo is wanneer V_0 niet boven de gemiddelde ruis uitkomt. Voor de correlatiefunctie volgt nu ogenblikkelijk:

$$\psi(t) = e^{-t/RC}$$

Opgemerkt zij, dat iedere behandeling van de Brownse beweging dezelfde onderstelling gebruikt. Bovengenoemde beschouwings-trant heeft m.i. het voordeel, dat ze de onderstelling niet camoufleert.

Wij vinden nu door toepassing van (1) ogenblikkelijk:

$$|a(\nu)|^2 = \overline{V^2} \left[\frac{1}{(1/RC) + j\omega} + \frac{1}{(1/RC) - j\omega} \right] = \frac{2RC}{1 + \omega^2 R^2 C^2}$$

en dus

$$I(V) = \frac{4RC\overline{V^2}}{1 + \omega^2 R^2 C^2} = \frac{4RkT}{1 + \omega^2 R^2 C^2}$$

Voor $\omega RC \ll 1$ is dit de bekende formule van Nyquist. Evenzo geldt voor een in zichzelf gesloten weerstand met zelfinductie:

$$\psi(t) = e^{-tR/L}$$

en derhalve:

$$I(i) = \frac{4kT}{R} \frac{1}{1 + \omega^2 L^2/R^2}$$

Men ziet gemakkelijk, dat voor algemene netwerken

$$I(V) = 4kT \operatorname{Re}(Z)'$$

waar Z de impedantie is tussen de twee punten waar tussen de spanning bepaald wordt en

$$I(i) = 4kT \operatorname{Re}(Y)$$

als Y de admittantie is, tussen de punten die ontstaan als men de stroomgeleiding waarin men de i meet doorgesneden denkt.

Het is nuttig op te merken, dat met inachtneming van de boven genoemde premissen, de formules van Nyquist volkomen algemeen zijn. Ze gelden voor *ieder* systeem in thermisch evenwicht dus ook voor koolweerstand en germaniumdiodes — voorzover de ruis-amplitudines maar voldoende klein blijven opdat het systeem lineair zij. Zodra er radiobuizen op het toneel verschijnen, gaat het echter mis. Alleen het geval van een buis met twee even hoog verhitte gloeikathoden tegenover elkaar en zonder uitwendige spanning valt er onder. Eventueel ook nog het geval van een diode met zeer sterke tegenspanning, daar

men in dat geval van een pseudo-evenwicht zou kunnen spreken. Het is verder belangwekkend, dat in de formules de lading van het electron niet voorkomt, maar uitsluitend de constante k van Boltzmann.

De formules van Nyquist kunnen ook worden geïnterpreteerd door te zeggen, dat ieder stukje Ohmse weerstand dR een spanning met spectrale intensiteit $4 k T dR$ produceert.

Men neemt nu verder steeds aan — zonder te vermelden dat dit een nieuwe onderstelling is — dat dit ook nog geldt wanneer wel de weerstand, niet echter de rest van het systeem in thermisch evenwicht is. Men kan dan bijvoorbeeld praten over de ruisenergie, die door een hete weerstand R_u aan een systeem wordt afgegeven. Berekening leert, dat deze energie maximaal is, wanneer de ingangsweerstand van het systeem gelijk aan R_u is en men vindt dan in een frequentie interval $\Delta \nu$ een afgegeven energie van $k T \Delta \nu$.

Corpusculaire ruis.

Het eenvoudigst is de zaak voor een verzadigde diode. Daarbij mogen wij aannemen, dat alle electronen onafhankelijk van elkaar oversteken en een zeker stroomverloop in de aangesloten kring veroorzaken. Wij schrijven nu:

$$i(t) = \sum_{t_i} \varepsilon f(t - t_i)$$

waar ε de lading van het electron is en de tijden t_i niet gecorreleerd zijn. De functies f zijn alleen van nul verschillend voor kleine waarden van $|t - t_i|$ en verder geldt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t - t_i) dt = 1$$

Het aantal t_i per sec. is gemiddeld $\overline{i/e}$. Het is in dit geval het eenvoudigst het ruisspectrum direct, dus zonder gebruik van de correlatiefunctie te bepalen. Wij vinden dan:

$$\begin{aligned} |a(\nu)|^2 &= \frac{\varepsilon^2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-2\pi j \nu t} \sum_{t_i} f(t - t_i) dt \int_{-T/2}^{T/2} e^{2\pi j \nu t'} \sum_{t_k} f(t' - t_k) dt' = \\ &= \frac{\varepsilon^2}{T} \sum_{t_i} \sum_{t_k} e^{2\pi j \nu (t_k - t_i)} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-2\pi j \nu t} f(t) dt \int_{-T/2}^{T/2} e^{2\pi j \nu t'} f(t') dt' . \end{aligned}$$

Nu zullen gemiddeld de termen met $t_i \neq t_k$ wegvallen; er blijven dus slechts de diagonaaltermen, waarvan er per tijdseenheid gemiddeld i/ε zijn, dus:

$$|a(\nu)|^2 = i\varepsilon \left| \int_{-T/2}^{T/2} e^{-2\pi j\nu t} f(t) dt \right|^2$$

Zij τ de tijd waarin $f(t)$ van 0 verschilt. Zolang $\nu\tau \ll 1$ wordt de integraal in deze uitdrukking 1 en dus:

$$2 |a(\nu)|^2 = 2 i \varepsilon.$$

Dit is de bekende formule van Schottky voor het hageleffect en wij zien dat deze de lading van het electron bevat in tegenstelling met de formules voor de thermische ruis.

Het is nog leerzaam te onderzoeken in welke weerstand R_{eq} dezelfde thermische ruis optreedt als in een verzadigde diode met stroom i . Wij hebben:

$$\frac{4 k T}{R_{eq}} = 2 i \varepsilon$$

dus

$$R_{eq} = \frac{2 (kT/\varepsilon)}{i}$$

Nu is zoals welbekend kT/ε bij kamertemperatuur $25 mV$ en dus is

$$R_{eq} = \frac{0,05}{i}$$

Afwijkingen van de formule van Schottky zijn van tweeërlei aard. Wordt de frequentie zo hoog, dat $\nu\tau$ niet langer $\ll 1$ dan nemen de Fourier-coëfficiënten af en ook bij de verzadigde diode gaat de ruisintensiteit omlaag. Veel ingewikkelder is de situatie bij een niet verzadigde diode.

Daar zijn nl. de verschillende electronen niet langer ongecorreleerd: de toestand is zo, dat de electronen die onderweg zijn een potentiaal minimum veroorzaken en dat het van de (thermische) beginsnelheid afhangt of een electron, dat de kathode verlaat, dit minimum overwint dan wel terugkeert naar de kathode. Een teveel aan overstekende electronen verdiept het potentiaalminimum waardoor de stroom juist weer wordt verkleind: de ruimtelading leidt tot ruisonderdrukking. Men kan hiervan een

gemengd corpusculair-thermische ruis spreken: in de formules komen zowel k als ε voor. Er bestaat hier geen algemene statische behandelingswijze: het is noodzakelijk de beweging der electronen in detail te bestuderen. Bijzonder ingewikkeld wordt de zaak als wij gelijktijdig met ruisonderdrukking en looptijdeffecten moeten rekening houden. Daarover wordt in de voordracht van Dr Diemer uitvoerig gesproken.

Men kan zich afvragen in hoeverre ook in een weerstand R een extra ruis optreedt, wanneer er een stroom vloeit. Een nadere beschouwing gebaseerd op de electronentheorie der metalen leert ons dat dit niet het geval is. In deze zin zou men kunnen zeggen: een metaal is een diode met volkomen ruisonderdrukking. Dit hangt er mee samen, dat wij in een metaal zeer ver van de verzadiging af zijn. Toch treedt in koolweerstand, keramische weerstanden en dergelijke veelal een extra ruis op wanneer er een stroom loopt. Dit moet dan echter worden toegeschreven aan fluctuaties van de weerstandswaarde — schematisch kan men denken aan het openen en sluiten van contacten. Voor de practijk is dit verschijnsel soms zeer belangrijk; het leent zich echter weinig voor een theoretische behandeling.

Ruis in ontvangers en versterkers

door S. Gratama *)

SUMMARY

This paper gives a general survey of the different causes of noise encountered in radio receiving systems, including cosmic noise.

The physical mechanisms of shot-effect, induced grid-noise, and total-emission-noise are briefly explained.

By means of vector diagrams the phase relation (correlation) between induced grid-noise and shot-effect is shown.

Means for reducing shot-effect to a large extent, by making use of this correlation, are briefly indicated.

Finally a fairly complete list of references is given.

Inleiding

Het is een overbekend feit dat er de laatste 10 jaar door vele onderzoekers zeer intensief researchwerk is verricht op het gebied van ruisverschijnselen, grensgevoeligheden, enz.

De in wereldoorlog II op grote schaal toegepaste V.H.F. en U.H.F. communicatie-, peil- en afstandsmetingapparatuur maakte het noodzakelijk dat men beschikte over ontvangers, die in staat waren zeer zwakke signalen met een goede signaal/ruis-verhouding weer te geven. Dit had een intensieve bestudering van het ruisprobleem tengevolge.

Hieruit ontwikkelde zich, mede met hetgeen reeds voor die tijd bestond, datgene, wat we de „klassieke” theorie omtrent ruisverschijnselen in buizen en aangesloten ketens zouden willen noemen.

Deze klassieke theorie hield evenwel geen rekening met het feit, dat er tussen de ruisstromen in de diverse elektroden van een elektronenbuis een min of meer volledige cohaerentie (correlatie) aanwezig is.

Het zijn Strutt en van der Ziel geweest, die reeds in

*) Hoofdingenieur Fysisch Laboratorium R.V.O. - T.N.O., den Haag.

1941 aantoonen ¹⁾ dat er een cohaerentie bestaat tussen twee ruisstromen, die van dezelfde ruisbron afkomstig zijn (geïnduceerde roosterruis en hageleffect) en dit effect ook quantitatief hebben nagegaan.

Vreemd genoeg heeft men er, behoudens enkele uitzonderingen, weinig aandacht aan geschonken. Zo vindt men bijv. in de Engelse of Amerikaanse literatuur weinig of in het geheel niets over dit belangrijke fundamentele werk van Strutt en van der Ziel. Eerst nu begint men, zij het hier en daar nog aarzelend, overtuigd te raken van de mogelijkheden tot practisch volledige compensering (opheffing) van ruisstromen, onder gebruikmaking van bovengenoemde cohaerentie, waarbij het gewenste signaal een kleinere vermindering ondergaat t.g.v. de voor de signaal- en ruisstromen verschillend zijnde looptijdfuncties.

Hierdoor is het mogelijk gebleken om extreem lage ruisfactoren te bereiken ($< 1,5$ bij een freq. van 300 à 400 MHz).

Gezien de omvang van het onderwerp is het in dit korte bestek slechts mogelijk een min of meer vluchtig overzicht te geven.

Het probleem der ruiscompensatie zal zeer summier even aangestipt worden, daar in het artikel van dr Diemer in dit nummer dieper op dit onderwerp wordt ingegaan.

Degenen, die belang stellen in een dieper gaande studie van de algemene ruisproblemen worden naar de uitgebreide literatuur verwezen.

R u i s o o r z a k e n .

Men kan bij ontvangtoestellen in het algemeen vier ruis-„soorten” onderscheiden, en wel:

I. Cosmische ruis (zonne- en interstellaire ruis).

Dit is ruisvermogen afkomstig uit de hemelruimte, waarvan een deel door de antenne wordt opgenomen en aan de ontvanger toegevoerd.

II. Ruis in elektronenbuizen.

III. Ruis in weerstanden en netwerken.

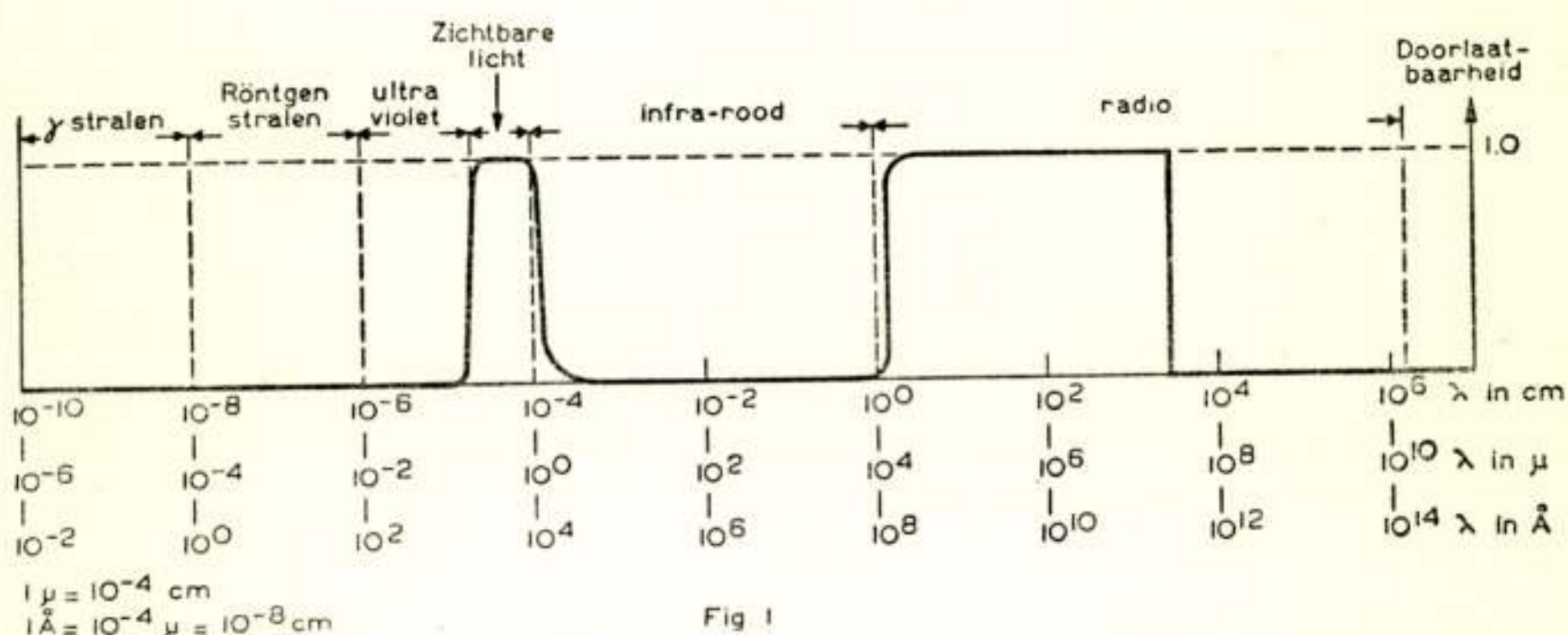
IV. Overige uitwendige ruisoorzaken, zoals atmosferische ruis t.g.v. elektrische ontladingen, ruis veroorzaakt door elektrische machines, gasontladingsbuizen, ontstekingsapparatuur van explosiemotoren, diathermie-apparaten, enz.

In het vervolg zullen de versterkers niet afzonderlijk genoemd worden, daar de ontvangers eigenlijk ook versterkers zijn.

1. *Cosmische ruis.*

Een van de vele ruisverschijnselen in ontvangtoestellen wordt veroorzaakt door de electromagnetische straling, afkomstig van de zon en het Melkwegstelsel.

Deze straling, die zich zonder twijfel over een kolossaal frequentiespectrum uitstrekt, kan slechts via een tweetal atmosferische „vensters” of „openingen” naar het aardoppervlak doordringen (zie fig. 1). Het eerste venster loopt van $\lambda \approx 0,3 \mu$ tot



$\lambda \approx 2,5 \mu$, en de doorgelaten straling bevat dus een deel van het totaal door de zon uitgezonden ultra-violet en infra-rode spectrum, alsmede het zichtbare licht.

Het tweede venster heeft een doorlaatgebied, lopende van $\lambda \approx 5 \text{ mm}$ tot $\lambda \approx 25 \text{ m}$ (frequenties $60.000 \text{ MHz} \rightarrow 10 \text{ MHz}$).

De door dit tweede venster doorgelaten straling ligt geheel in het „radio”gebied en kan dus worden waargenomen m.b.v. radio-ontvangapparatuur. In deze apparatuur openbaart zich bovengenoemde straling na detectie als een ruisspanning (of -stroom) en is als zodanig in karakter niet te onderscheiden van andere typische ruisspanningen of -stromen, zoals die, afkomstig van normale thermische of electronische ruisbronnen.

Het gedeelte van het stralingsspectrum, dat boven een golflengte van ca 25 m ligt, kan, door de afschermende werking van de ionosfeer, het aardoppervlak niet meer bereiken.

Golven, kleiner dan ca 5 mm , worden door de aardatmosfeer volkomen verstrooid, met uitzondering van die, welke door het eerste venster worden doorgelaten.

Cosmisch ruisvermogen.

Teneinde een globaal overzicht te krijgen van de in een antenne ontwikkelde cosmische ruisvermogens, is in fig. 2 aan-

gegeven het in een antenne van 10 m^2 effectief oppervlak ontwikkeld ruisvermogen t.g.v. de zonne- resp. melkwegstraling, als functie van de golflengte en per Hz bandbreedte ²⁾.

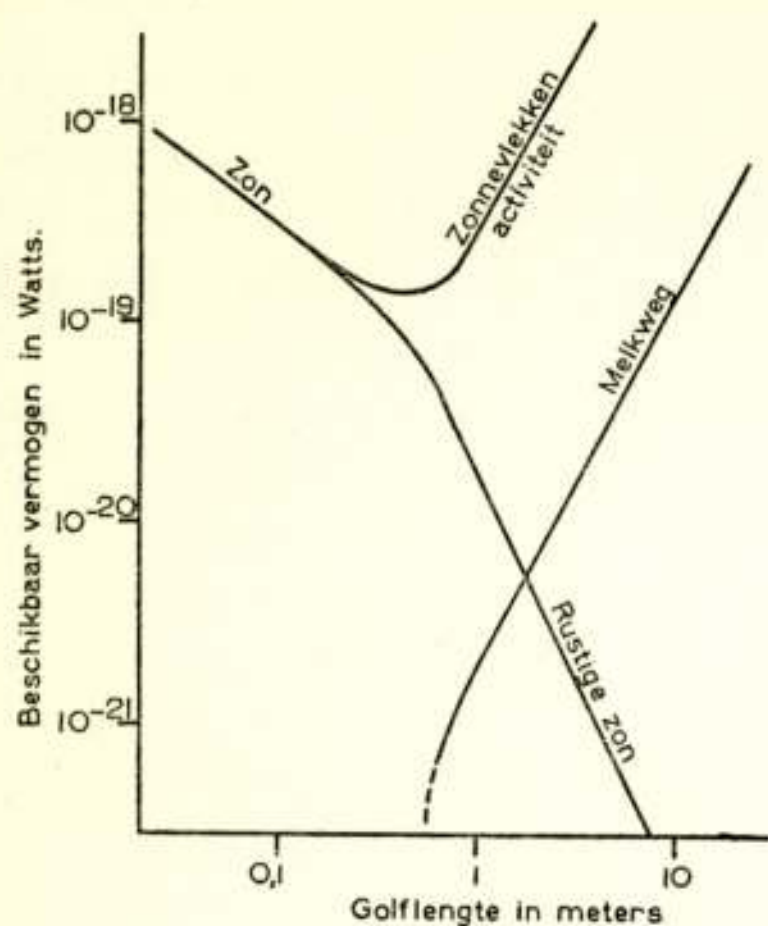


Fig. 2

Uit deze fig. blijkt dat de radiostraling van de „rustige” zon toeneemt met afnemende golflengte. Dit is dus in overeenstemming met de wet van Rayleigh-Jeans, die voor radiogolven uit de stralingswet van Planck kan worden afgeleid.

Southworth ³⁾ toonde in 1945 aan dat bij een golflengte van ca 1 cm de stralingsintensiteit van de zon overeenkomt met die van een zwart lichaam op een temperatuur van 10.000°K en bij deze golflengte dus bijna overeenstemt met de zonnepool-

temperatuur, die uit visuele waarnemingen bekend is (6000°K).

De langere zonne-radiogolven hebben een intensiteit, die overeenkomt met de straling van een zwart lichaam bij veel hogere temperaturen dan 6000°K (zie fig. 3).

$\lambda(\text{cm})$	T_{aeq} in $^\circ \text{K}$
1	10^4
10	8×10^4
25	2×10^5
60	$5,5 \times 10^5$
150	6×10^6
370	10^6
670	2×10^6

Fig. 3

Het is gebleken dat deze „langere” golven door de z.g. corona van de zon worden uitgestraald, en wel zo, dat de langste uit de buitenste delen van deze corona komen.

Volgens het lijstje in fig. 3 meet men met de radiomethodes (radio„telescoop”) bij deze „langere” golven aequivalente temperaturen in de

orde van 10^6°K .

Langs andere wegen wist men in de moderne zonne-fysica reeds dat de temperatuur van de corona inderdaad ongeveer 10^6°K moest zijn.

De kortere golven komen uit dieper gelegen delen van de corona. Zo komt bijv. de straling van 3 cm golflengte uit een laag op ca 10.000 km boven het zonoppervlak, en die van 50 cm uit een laag op 20.000 km hoogte.

Met behulp van de „radiotelescoop” is men dus in staat de temperatuur in de verschillende lagen van de corona te bepalen, iets waar de astronoom zich bijzonder voor interesseert.

Melkweg-ruis.

Het algemeen karakter van deze straling is als volgt:

- a) Een min of meer diffuse straling, die het sterkst is in de richting van het centrum van de Melkweg. (sterrebeeld Sagittarius).
- b) Sterke straling, afkomstig van z.g. puntbronnen, d.w.z. bronnen, die onder een zeer kleine ruimtehoek worden waargenomen.

Deze puntbronnen bevinden zich o.a. in de sterrebeelden Cygnus en Cassiopeia ⁴⁾.

Er zijn reeds een groot aantal van deze puntbronnen ontdekt (meer dan 100).

Gezien de zeer grote afstand en de sterke straling schat men de aeq. temperatuur van deze puntbronnen op minstens 10^{12} á 10^{14} °K!

Het eigenaardige van deze bronnen is dat ze niet samen vallen met een of andere ster. Optisch is op deze plaatsen niets bijzonders waar te nemen.

De straling vertoont soms stootachtige veranderingen, die, naar gebleken is, ten dele door de aardatmosfeer worden veroorzaakt en ten dele van de bron zelf afkomstig zijn. Waar deze straling door ontstaat en waarom speciaal op discrete plaatsen is nog onbekend.

Wat de diffuse straling betreft, hiervan weet men uit recente onderzoekingen dat althans een deel hiervan veroorzaakt wordt door straling van interstellair waterstof. Deze stralingsmogelijkheid was reeds voorspeld door dr van de Hulst en is onlangs ook in ons land daadwerkelijk gemeten. ⁵⁶⁾

Stoorniveau t.g.v. hemelruis.

Voor de hoogfrequent technicus is het van belang te weten hoe hoog het door de hemelstraling veroorzaakte stoorniveau ligt met het oog op de constructie van ontvangapparatuur en speciaal de eerste trappen hiervan.

Zoals bekend is het max. uit de antenne te verkrijgen ruisvermogen per eenheid van bandbreedte gegeven door:

$$W_{ant} = K T_A \quad (1)$$

waarin K = constante van Boltzmann = $1,37 \times 10^{-23}$ Joule/°K

T_A = aequivalente temp. van de antennestralingsweerstand t.g.v. de opgevangen hemelstraling, in het vervolg antenne-temperatuur genoemd.

De gevoeligheid van de ontvanger wordt bepaald door de uitdrukking:

$$W_{min} = F \cdot K \cdot T_0 \quad (2)$$

waarin F = zg. ruisfactor,

K = constante van Boltzmann

$T_0 = 293^\circ \text{ K}$.

W_{min} is het, van een uitwendige generator afkomstige beschikbare ruis- of signaalvermogen, benodigd om het oorspronkelijk aanwezige ontvanger uitgangsvermogen (t.g.v. de ingangskringruis en de „eigen” ruis van de ontvanger) te verdubbelen. Hierbij is verondersteld dat de inwendige weerstand van de meetgenerator een temp. $T_0 = 293^\circ \text{ K}$ heeft.

Wanneer we nu in plaats van de hulpgenerator (of ruis-generator) onze antenne met „temperatuur T_A ” op de ontvanger aansluiten, dan ziet men dat bij een antennetemp. $T_A = F \cdot T_0$ het ruisvermogen in de ontvanger-uitgang verdubbelt. In dit geval is dus de door de hemelstraling aan de uitgang van de ontvanger geproduceerde ruis even groot als de zonder antenne optredende ruis. (In dit laatste geval wordt de antenne vervangen gedacht door een weerstand gelijk aan de stralingsweerstand en met een temp. van $T_0 = 293^\circ \text{ K}$).

Uit het bovenstaande is het duidelijk dat wanneer $\frac{T_A}{T_0} > 3 \text{ à } 4 F$ is, het geen zin heeft de ruisfactor te gaan verkleinen; de antenneruis overheerst dan.

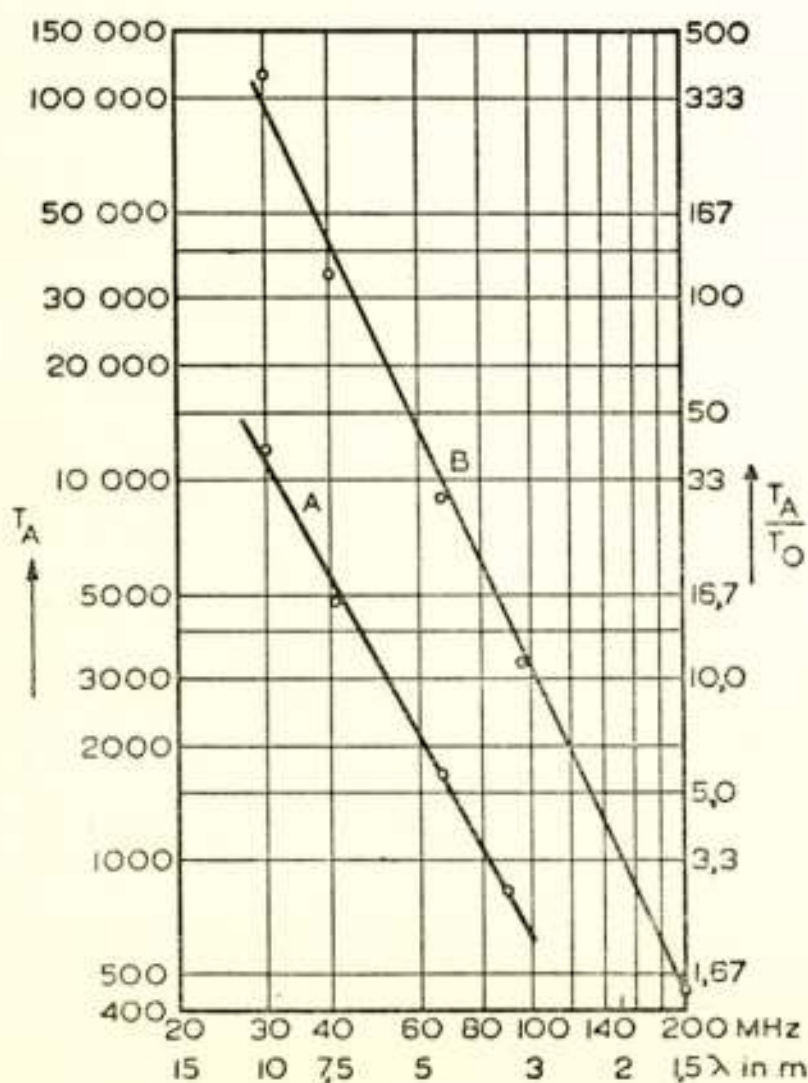


Fig 4

Uit de metingen van Jansky, Reber, Ryle en Vonberg, Hey, Philips, Parsons, Fränz, Moxon, e.a. ⁵⁾ kan men globaal het verloop van de temp. T_A als functie van de golflengte nagaan. Dit is afgebeeld in fig. 4, waar de lijn A geldt voor de minimale waarden (antenne van de Melkweg af gericht) en B voor de maximale waarden.

Uit deze gegevens ziet men dat eerst bij golven, korter dan ca 2 à 3 meter de verhouding $\frac{T_A}{T_0}$ van dezelfde grootte-orde wordt als de met moderne h.f.

versterkers te bereiken ruisfactoren. Practisch kan men evenwel m.b.v. richtantennes met sterke verticale bundeling het cosmisch ruisniveau bij deze golflengtes nog wel aanzienlijk verminderen.

Iets over de meting van de temperatuur van cosmische materie. ²⁹⁾ ⁵²⁾ ⁵³⁾

Als introductie tot dit probleem beschouwen we eerst een zg. isotropische antenne, opgesteld in het centrum van een zg. zwarte straler, die hier eenvoudigheidshalve als een holle bol aangegeven is (zie fig. 5). De temperatuur van deze straler wordt verondersteld $= T_V$ te zijn. De straal D is zeer groot t.a.v. de antenne-afmetingen.

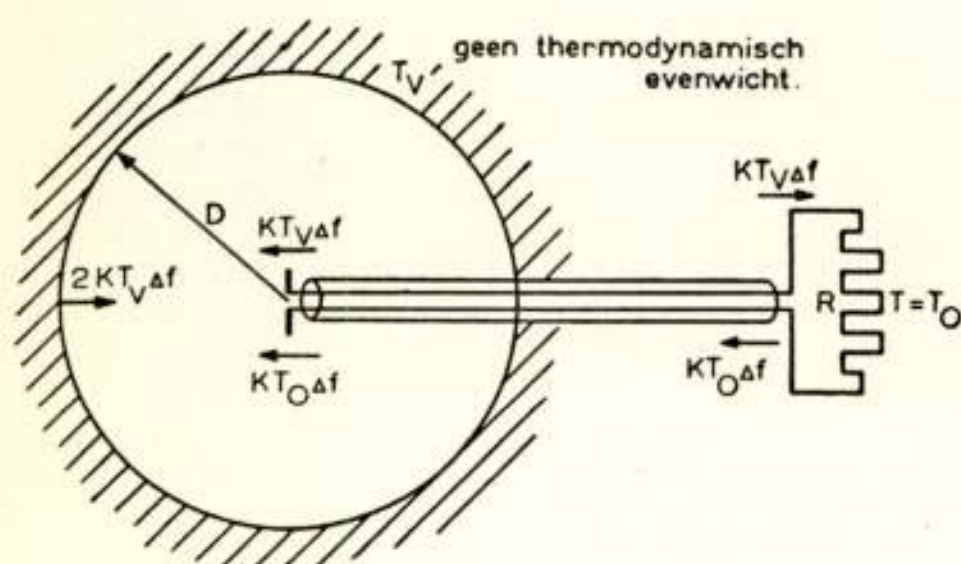


Fig. 5

ling heeft ook een component in het radio-golflengte gebied.

De intensiteit van deze radiostraling wordt gegeven door de stralingswet van Rayleigh-Jeans. Deze wet leidt men gemakkelijk af uit de wet van Planck door de uitdrukking $e^{hv/KT} - 1$ te vervangen door $\frac{hv}{KT}$, daar in het radiogebied $\frac{hv}{KT}$ een zeer kleine grootte is.

Men vindt zodoende voor genoemde straling:

$$\Delta S = \frac{2KT_V}{\lambda^2} \Delta f \Delta \Omega \quad (3)$$

waarin λ de golflengte is waar omheen het beschouwde frequentiegebied Δf gelegen is, en $\Delta \Omega$ een elementaire ruimtehoek beschreven vanuit de antenne.

De polarisatierichting van deze straling verandert volgens het toeval.

De voor de antenne nuttige straling is dus evenredig met $\frac{\Delta S}{2}$.

Het door de antenne opgenomen vermogen bedraagt nu:

$$W_A = \frac{\Delta S}{2} \cdot A \cdot \varphi \quad (4)$$

waarin A = zg. effectief oppervlak van de antenne.

φ = effectieve ruimtehoek in sterradianen, beschreven door de antenne-karakteristiek.

Nu geldt voor een isotropische antenne:

$$A_{is.} = \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

en $\varphi_{is.} = 4\pi$ sterradianen (antenne heeft een bol als richtkarakteristiek).

$$\text{En dus} \quad W_A = \frac{K T_v \Delta f}{\lambda^2} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot 4\pi = K T_v \Delta f$$

Voor een willekeurige antenne geldt:

$$A \cdot \varphi = \lambda^2$$

en voor *iedere willekeurige* antenne, ongeacht de afmetingen, enz., aangebracht i.p.v. onze isotropische antenne, geldt dus:

$$W_A = K T_v \Delta f \quad (5)$$

Dit is het ruisvermogen wat in de belastingsweerstand R (zie fig. 5) terechtkomt.

Thermodynamisch is de zaak niet in evenwicht, daar de weerstand R in het algemeen een temperatuur T_o zal hebben ($T_o \neq T_v$).

Energetisch gebeurt er nu het volgende:

Totaal wordt er in de goede polarisatierichting een vermogen $2 K T_v \Delta f$ door het zwarte lichaam naar de antenne gestraald. Hiervan absorbeert de antenne een bedrag $K T_v \Delta f$. Dit vermogen gaat naar R , waar het in warmte wordt omgezet.

De antenne straalt eveneens een bedrag $K T_v \Delta f$ terug.

De weerstand R heeft een temperatuur $T = T_o$ en geeft een ruisvermogen $K T_o \Delta f$ aan de antenne af. Dit vermogen wordt eveneens uitgestraald. Totaal wordt dus door de antenne uitgestraald $K T_v \Delta f + K T_o \Delta f$, en dit bedrag is kleiner dan het totaal „ingestraalde” vermogen $2 K T_v \Delta f$.

Het bedrag $(T_v - T_o) K \Delta f$ wordt dus aan de stralende bolschil onttrokken. Dit vermogen is in werkelijkheid uiterst miniem en in de orde van micro-microwatts, en het is duidelijk dat de stralende bolschil, die zich op een enorme afstand bevindt, daar practisch niets van merkt. Wat dit betreft kunnen we dus ge-

rust zeggen dat er *practisch* wel thermodynamisch evenwicht heerst.

Theoretisch hebben we alleen thermodynamisch evenwicht indien we de weerstand R tot een temperatuur T_v zouden verhitten (zie fig. 5a) Eerst dan is het totaal door de antenne uitgestraalde vermogen gelijk aan het „ingestraalde”.

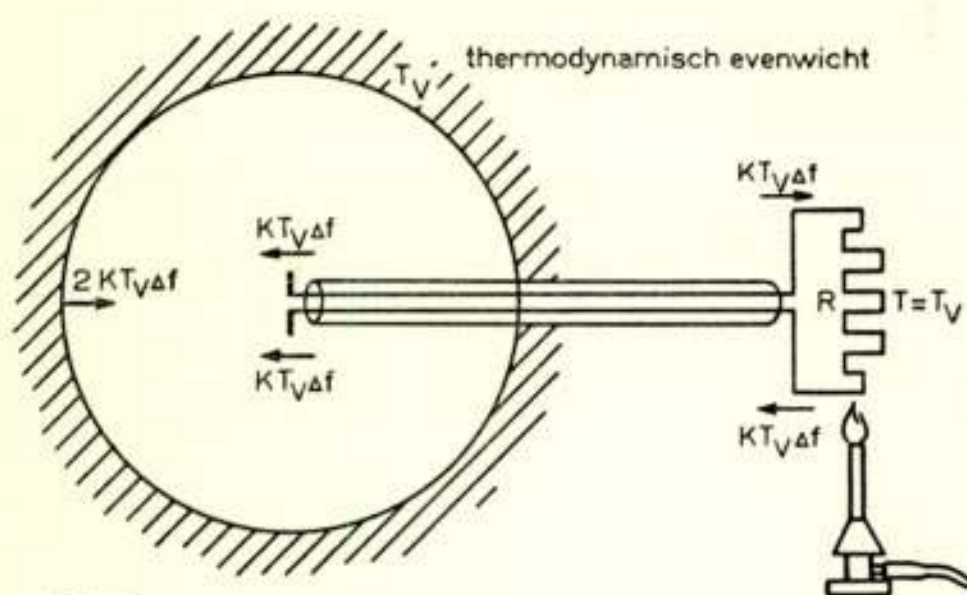


Fig. 5a

Uit (5) volgt dat men hetzelfde effect krijgt, indien de antennestralingsweerstand zich op een temp. T_v zou bevinden. In dit geval zou ook aan de belastingsweerstand R een vermogen van $KT_v \Delta f$ geleverd worden. (Feitelijk geldt deze beschouwing alleen voor het geval

van thermodynamisch evenwicht, dus zoals in fig. 5a is aangegeven).

In het geval volgens fig. 5a is dus de „antenne-temperatuur” T_A gelijk aan T_v (= de stralingsveld-temperatuur). Verhitten we nu de weerstand R tot een temperatuur zo hoog dat er geen netto-vermogen meer door de transmissieleiding gaat, dan zou deze temperatuur gelijk aan T_v moeten worden. Dit zou dus een methode zijn om de temperatuur van onze stralende bolschil te bepalen.

Practisch licht men een beetje de hand met de voorwaarde voor thermodynamisch evenwicht en meet men het door de antenne uit het stralingsveld geabsorbeerde en in de weerstand R in warmte omgezette vermogen $KT_v \Delta f$ volgens fig. 6.

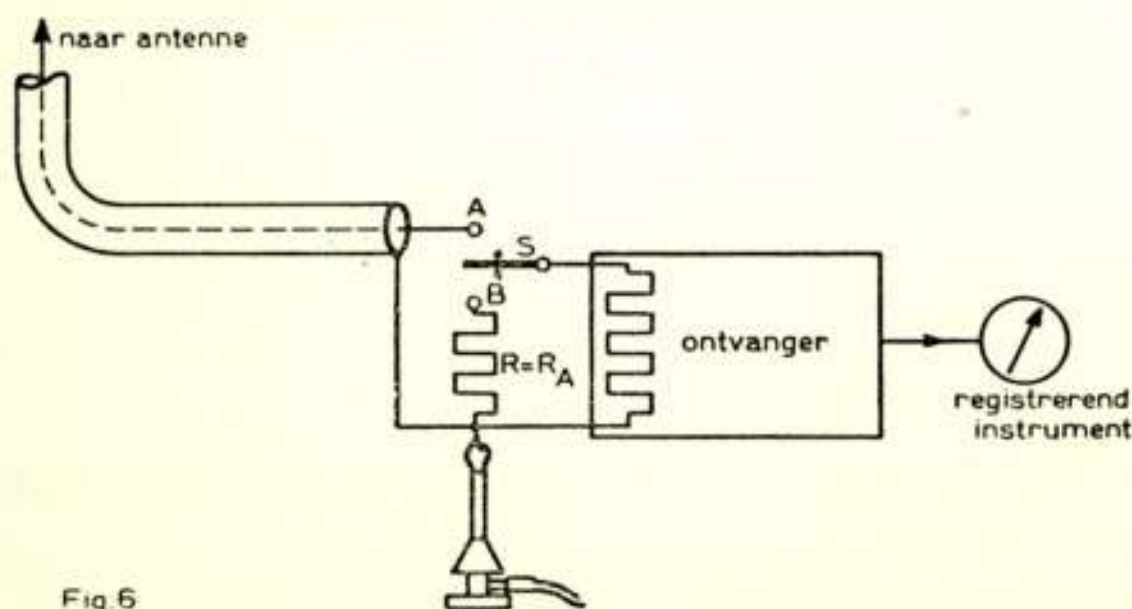


Fig. 6

Met de schakelaar S verbindt men de ontvanger met de antenne, of met de weerstand R , die gelijk is aan de stralingsweerstand van de antenne. R kan

d.m.v. een verwarmingsinrichting tot op een bepaalde temperatuur gebracht worden.

Is nu het ruisvermogen aan de ontvangeruitgang in stand A resp. B hetzelfde, dan is de temperatuur van R gelijk aan die van de antenne-stralingsweerstand.

Practischer is het om in plaats van de verhittingsmethode een zg. ruisgenerator met verzadigde diode toe te passen, waarvan de anodestroommeter direct in graden geijkt is.

Is de „antenne-temperatuur” T_A lager dan T_o , dan verwisselt men de antenne en de weerstand R. De ruisgenerator wordt dan op de antenne aangesloten en men verhoogt hiermede dus de temp. T_A tot deze gelijk aan T_o wordt. Uit het dan door de ruisgenerator gefourneerde ruisvermogen $W_{gen.}$ is T_A direct af te leiden.

Is het uitgangsvermogen in de standen A en B gelijk, dan geldt:

$$K T_A \Delta f + W_{gen} = K T_o \Delta f$$

Voor W_{gen} geldt:

$$W_{gen} = \frac{e I_g R_A \Delta f}{2}$$

Hierin is:

e = lading van het electron = $1,59 \times 10^{-19}$ Coul.

I_g = anodegelijkstroom van de verzadigde diode in amp.

R_A = antennestralingsweerstand in Ohms.

$$T_A = T_o - \frac{e I_g R_A}{2 K} = T_o - T_{RG} \quad (6)$$

$$T_{RG} = \text{aeq. temp. van de ruisgen.} \approx 5800 I_g R_a.$$

Passen we in plaats van een isotropische antenne een sterk gerichte antenne toe, dan blijven bovenstaande beschouwingen gehandhaafd, ook wanneer we een groot deel van de zwarte straler wegnemen. Is nu de ruimtehoek Φ , waaronder de antenne de stralende materie „ziet”, groter dan φ (zie fig. 7), dan blijft $T_A = T_v$.

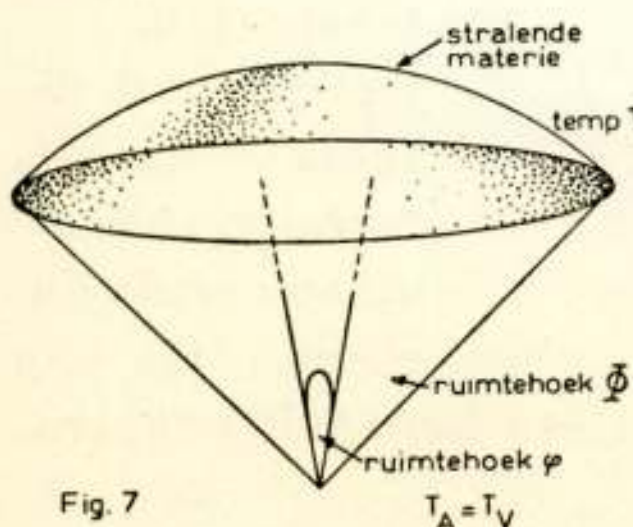
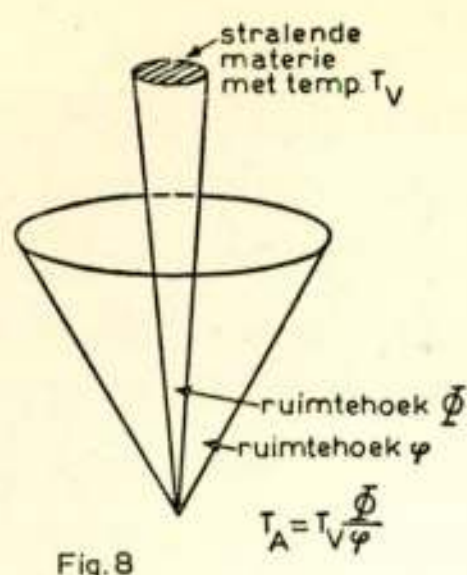


Fig. 7

Is daarentegen $\varphi > \Phi$ (fig. 8), dan wordt $T_A = \frac{\Phi}{\varphi} \cdot T_v$.

Streng genomen gelden deze beschouwingen alleen voor zwarte stralers; de invloed van het aardoppervlak is geheel verwaarloosd.

De met deze methode verkregen



temperaturen van cosmische materie behoeven helemaal niet overeen te stemmen met de werkelijke temperaturen daarvan, aangezien het niet waarschijnlijk is dat genoemde materie geheel met een zwarte straler gelijkgesteld mag worden. De verkregen temperatuur is hier dan ook equivalente temperatuur genoemd, d.w.z. de temperatuur, die de beschouwde materie

zou hebben indien het een volkomen zwart lichaam was.

Bepaling specifiek vermogen van een puntbron.

Wanneer van de te onderzoeken stralingsbron (puntbron) geen ruimtehoek bekend is kan men de tot nu toe behandelde methode niet meer toepassen. Wel kan men dan aangeven het specifieke vermogen p aanwezig per oppervlakte-eenheid, (gerekend loodrecht op de voortplantingsrichting) en per Hz bandbreedte.

(Bij een „monochromatisch” veld is het specifiek vermogen bekend indien de veldsterkte bekend is. Hier is $p = \frac{F^2}{377}$ watts/m², waarin F de veldsterkte is in volts/m. Bij een „polychromatische” straling zoals hemelstraling is het eenvoudiger het vermogen per opp. eenheid en per eenheid van bandbreedte op te geven).

Het specifieke vermogen is gemakkelijk te meten wanneer het effectief absorberend oppervlak van de antenne bekend is. Dit kan men berekenen, of nog beter meten.

Van de gebruikelijke grote antennes (met gelijke phase en uniforme straling over de opening) is het effectief oppervlak praktisch gelijk aan het geometrisch oppervlak. ⁶⁾

Is het eff. opp. = A , en meet men het ontvangen vermogen W_A met behulp van een geijkte ontvanger met bandbreedte B , dan is het specifiek vermogen p van het stralingsveld:

$$p = \frac{2 W_A}{A \cdot B} \text{ watts/m}^2/\text{Hz.} \quad (7)$$

Meting van zeer kleine ruisvermogens.

Het van de antenne aan de ontvanger toegevoerde ruisvermogen bij cosmische radio-stralingsmetingen kan van de orde van 10^{-20} tot 10^{-23} watt zijn; in het algemeen bedraagt het slechts een fractie van het op de ingangsketen betrokken „eigen” ruisvermogen van de ontvanger.

Hoe men in staat is dergelijke extreem kleine vermogens te registreren moge het onderstaande verduidelijken:

Het op de ontvangeruitgang aangesloten registrerende instrument zal fluctuaties om een gemiddelde stand vertonen.

Stel een ogenblik dat de antenntemperatuur $T_A = 0^\circ K$ is. Het registrerende instrument zal nu een gemiddelde uitslag vertonen, die overeenkomt met de op de ingangsketen „gereduceerde” ruis van de ontvanger zelf. (Men kan, zoals gemakkelijk is in te zien, alle ruis in de „output” van de ontvanger z.g. „reduceren” op de ingangsketen en de ontvanger zelf ruisvrij veronderstellen).

De *gemiddelde* uitslag van het instrument zal dus overeenkomen met de ruistemperatuur T_{ont} van de ontvanger-ingangsketen. Doet men N *onafhankelijke* waarnemingen aan een fluctuerend verschijnsel en maakt men het gemiddelde op van deze waarnemingen, dan leert de waarschijnlijkheidsrekening dat dit gevonden gemiddelde afwijkt van het *ware* gemiddelde met een bedrag, dat evenredig is met $\frac{1}{\sqrt{N}}$.

Indien nu de bandbreedte van het ontvangerdeel, voorafgaande aan het registrerende instrument, B Hz bedraagt, zijn er B onafhankelijke „waarnemingen” mogelijk. Maakt men nu de tijdconstante van het registrerende instrument gelijk aan $\frac{1}{\beta}$ sec. (waarbij β van de orde $\frac{1}{100}$ is) dan registreert dit dus de gemiddelde „output” over $\frac{1}{\beta}$ sec. In die $\frac{1}{\beta}$ sec. schrijft het instrument dus het gemiddelde van $\frac{B}{\beta} = N$ onafhankelijke waarnemingen.

Hieruit volgt dus dat (zie boven) de *afwijking* van het ware gemiddelde evenredig zal zijn met $\frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\beta}{B}}$.

In dit geval kunnen we dus zeggen dat de fluctuaties rond de gemiddelde uitslag evenredig zijn met $\sqrt{\frac{\beta}{B}}$ en de schijnbare ruistemperatuur, die door deze fluctuaties gekenmerkt is, bedraagt $T'_{ont} = T_{ont} \sqrt{\frac{\beta}{B}}$.

(Voor het extreme geval, dat B zeer groot gekozen wordt en we β tot nul laten naderen, zou de uitslag *constant* zijn en de schijnbare temperatuur $T'_{ont} = 0$ worden).

Is nu de antenne-temperatuur niet = 0, maar bedraagt deze T_A , dan zal het ruisvermogen in de ingangsketen toenemen en dus ook de aeq. ruistemperatuur hiervan. De uitslag van het registrerende instrument zal toenemen en indien deze toename groter is dan de bovengenoemde rest-fluctuaties, dan kan deze geregistreerd worden. Het door de antenne toegevoerde vermogen kan dus nog net worden waargenomen indien $T_A > T'_{ont}$,

$$\text{of } T_A > T_{ont} \cdot \sqrt{\frac{\beta}{B}}.$$

Gebruikt men voor $\frac{\beta}{B}$ een waarde van $= 10^{-6}$ dan is het dus mogelijk om een antennevermogen te meten, overeenkomende met ongeveer $\frac{1}{1000}$ van het gereduceerde ingangsisruisvermogen van de ontvanger zelf.

We zullen hier niet verder ingaan op het ontwerp, constructie, enz. van ontvangers van cosmische radiostraling. Men raadplege hiertoe de methoden van Dicke⁷⁾, Ryle en Vonberg²⁾ en anderen.

II. Ruis in electronenbuizen.

1. Hageleffect (Shot-effect, Schroteffekt).⁵⁷⁾

De ruis, optredende in electronenbuizen, wordt veroorzaakt door statistische fluctuaties in de electronenstroom.

Gezien het quanteuze karakter van deze electronenstroom ligt het wel voor de hand onmiddellijk ruis te verwachten.

Een van de buizen, waaraan reeds zeer lang geleden speurwerk op ruisgebied is gedaan, is de diode geweest⁸⁾.

Voor een diode met wolfram kathode, werkende in verzadigingstoestand (d.w.z. alle door de kathode geëmitteerde electronen komen op de anode terecht), geldt voor de anode-ruisstroom:

$$\overline{i^2} = 2 e I_g \Delta f \quad (8)$$

Hierbij is I_g = anodegelijkstroom in amp.

e = lading van het electron = $1,59 \times 10^{-19}$ Coulomb en Δf = beschouwde frequentie-interval.

Mechanisme van de anodestroom.

Beschouwen we een diode met vlakke elektroden (zie fig. 9). De anode heeft een pos. potentiaal V_a t.o.v. de kathode. Hiertoe is een batterij tussen anode en kathode aangesloten.

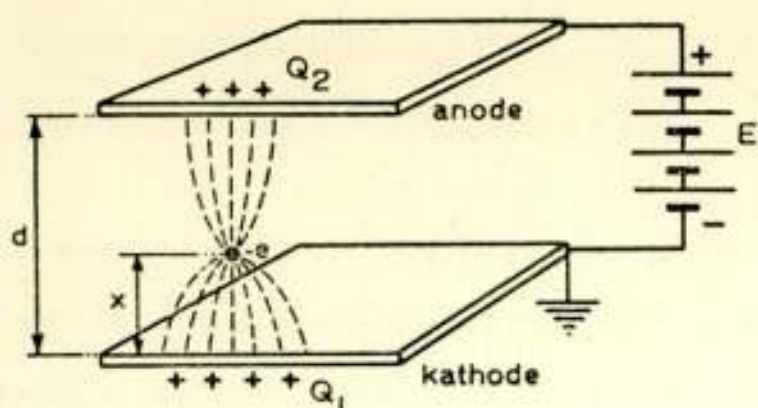


Fig. 9

De afstand van anode tot kathode is d en de veldsterkte is dus $F = \frac{V_a}{d}$ (volts/m). Het veld wordt geacht homogeen te zijn, alle randeffecten worden verwaarloosd.

We laten nu één electron van de kathode vertrekken. Onder invloed van de constante veldsterkte zal dit electron zich nu eenparig versneld naar de anode bewegen. Na een tijdje t bevindt het electron zich op een afstand x van de kathode. Het electron induceert positieve ladingen, zowel op de anode, als op de kathode, en wel resp. Q_2 en Q_1 . Nu moet ten allen tijde $Q_1 + Q_2 = e$ zijn, waarin e = lading van het electron.

Verder moet voor $x = 0$: $Q_1 = e$, $Q_2 = 0$

en voor $x = d$: $Q_1 = 0$, $Q_2 = e$.

Men kan dus schrijven:

$$Q_2 = \frac{x}{d} e$$

$$\text{en } Q_1 = \left(1 - \frac{x}{d}\right) e$$

Bij het bewegen van het electron veranderen deze influentie-ladingen met de tijd, d.w.z. er lopen stromen in de anode- en kathodeleiding en wel geldt:

$$i_{a_t} = \frac{d Q_2}{d t} = \frac{e}{d} \frac{d x}{d t} = \frac{e}{d} V_t \quad (9)$$

$$\text{en } i_{k_t} = \frac{d Q_1}{d t} = - \frac{e}{d} V_t \quad (10)$$

Hierin is dus i_{a_t} = anodestroom ten tijde t

i_{k_t} = kathodestroom ten tijde t

V_t = snelheid van het electron ten tijde t .

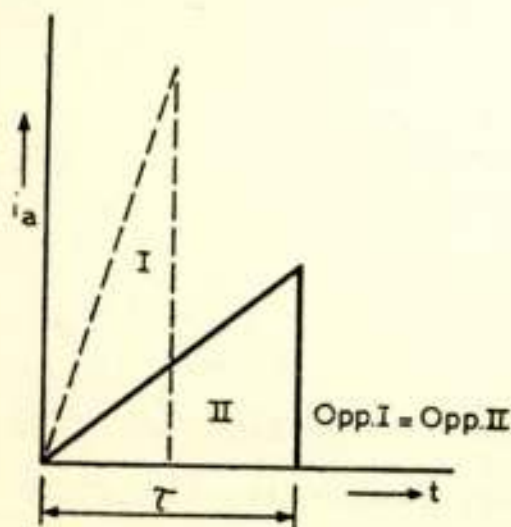


Fig. 10

Het anodestroomverloop als functie van de tijd wordt gegeven door fig. 10. Zolang het electron *beweegt* vloeit er anodestroom. Op het moment, dat het electron de anode zal raken is de snelheid, en dus ook de stroomsterkte, maximaal. Wanneer het electron de anode raakt, neutralizeren de lading van het electron en de tegengestelde influentielading op de anode elkaar, en de

stroom eindigt abrupt. Het door het electron op zijn weg naar de anode verkregen arbeidsvermogen van beweging wordt bij deze botsing in warmte omgezet.

Maken we de afstand d tweemaal zo klein met behoud van dezelfde anodespanning, dan is het anode-stroomverloop volgens de gestippelde kromme in fig. 10.

De door de resp. driehoeken omsloten oppervlakken zijn aan elkaar gelijk ($\int i dt = \int \frac{dq}{dt} dt = q = e =$ lading van het electron).

In fig. 11 is zeer ruw aangegeven hoe het stroomverloop wordt wanneer er meer dan één electron vertrekt en bovendien de vertrektijden niet aan elkaar gelijk zijn. Men ziet hier evenwel reeds duidelijk uit dat de anodestroom bestaat uit een constant plus een fluctuerend deel. Wordt de *looptijd* (fig. 10) zeer klein, dan nadert het driehoekige anode-stroomverloop tot een zeer kort durende impuls.

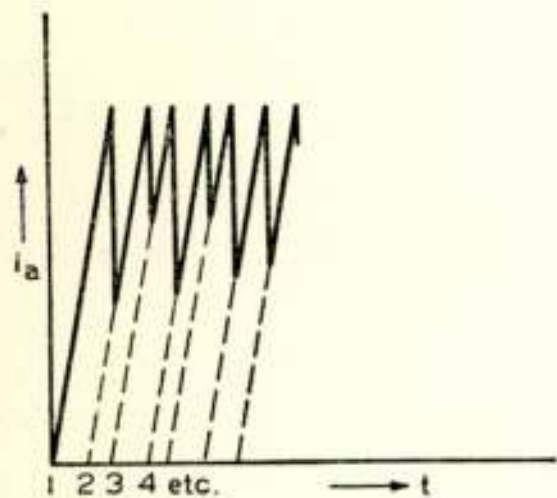


Fig. 11

De Fourier-analyse leert dat in dit geval de amplituden van de fluctuaties onafhankelijk zijn van de frequentie in het frequentiegebied waar $\frac{1}{f} > \tau$.

(Men kan de op de anode „vallende” electronen vergelijken met hagelkorrels, die op een metalen plaat vallen, waarbij iedere korrel dus een korte acoustische impuls veroorzaakt en het aantal korrels per eenheid van oppervlak volgens het toeval fluctueert. Zo ontstaat een acoustisch geruis, dat over een groot frequentiegebied een frequentie-onafhankelijke amplitude bezit. In analogie met dit verschijnsel wordt bovengenoemde ruis *hageleffect* genoemd.)

Voor frequenties waarbij $\frac{1}{f} < \tau$ begint de amplitude van het Fourier-spectrum af te nemen.

Wanneer men veronderstelt dat de impulsen onafhankelijk van elkaar optreden kan de reeds eerder genoemde uitdrukking voor het gemiddelde kwadraat van de anodestroomfluctuaties afgeleid worden ⁸⁾:

$$\overline{i^2} = 2 e I_g \Delta f$$

Deze uitdrukking geldt voor verzadigde anodestroom (geen ruimtelading), waarbij aan de onafhankelijkheidsvoorwaarde is voldaan.

Kan het oversteken van de electronen niet meer als onafhankelijk van elkaar beschouwd worden (wederzijdse beïnvloeding van de electronenbanen, ruimtelading en potentiaal minimum) dan verminderen de fluctuaties en in dit geval geldt voor de anoderuisstroom:

$$\overline{i^2} = p^2 \cdot 2 e I_g \Delta f \quad (11)$$

waarin p^2 = de ruisonderdrukkingsfactor ⁹⁾.

De verzadigde diode vindt als ruisstandaard een uitgebreide toepassing bij metingen aan ontvangers en cosmische ruisverschijnselen en kan verder gebruikt worden om nauwkeurig de lading van een electron en de constante van Boltzmann te bepalen.

Bij de meting van de ruisfactor zullen we op de verzadigde diode terugkomen.

2. Looptijd ruis (geïnduceerde roosterruis) ¹⁾ ¹⁰⁾ → ¹⁵⁾

Laat men in een triode een electron van de kathode trekken, dan krijgt men in principe dezelfde verschijnselen als in een diode. Beschouwen we hiertoe een triode met geaarde kathode (zg. kathodebasis-schakeling, afgekort Kbs).

Tijdens de beweging van het electron in de kathode-rooster-ruimte ontstaat een roosterstroomstoot. De tijdsduur van deze impuls bedraagt τ_{kg} (fig. 12).

Bij het passeren van het roostervlak wordt deze stroom = 0, om bij de verdere beweging, in de rooster-anoderuimte, van teken om te keren. Zodra het electron de rooster-anoderuimte binnentreedt, ontstaat ook een anode-stroomimpuls.

Tijdens de beweging van een electron van kathode naar anode ontstaan dus de roosterimpulsen I en II en de anode-stroomimpuls III.

τ_{kg} en τ_{ga} stellen de looptijden voor resp. in de kathode-rooster- en rooster-anoderuimte. De stroom i_g (fig. 12) is nu de geïnduceerde roosterstroom, en aangezien het aantal electronen statistisch fluctueert, zal ook deze roosterstroom statistisch fluctueren.

Nu is het duidelijk dat, gezien het Fourier-spectrum van bovengenoemde roosterimpulsen, in een frequentie-interval, gelegen tussen f en $f + \Delta f$, waarbij f klein is vergeleken bij $\frac{1}{\tau_{kg}}$ of $\frac{1}{\tau_{ga}}$, de intensiteit van de componenten van genoemd

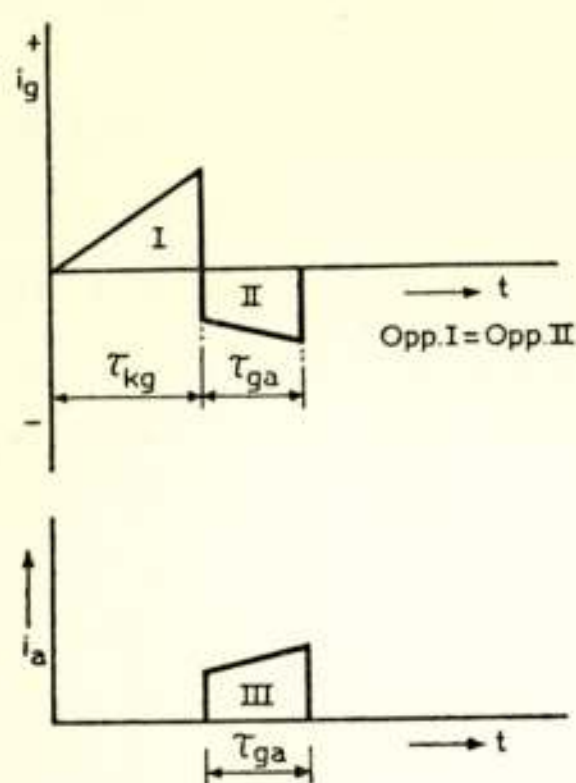


Fig. 12

spectrum verwaarloosbaar klein zullen zijn.

Bij lange golven is dus de geïnduceerde roosterruis in de Kbs te verwaarlozen. In dit geval krijgen we dus alleen een bijdrage t.g.v. de plaatstroomimpulsen, die een vrijwel continu spectrum met constante amplituden geven. Bij lange golven treedt dus alleen het hagel- of shoteffect op.

Eerst bij frequenties in de orde van de reciproke looptijden wordt de geïnduceerde roosterruis groter. Behalve d.m.v. bovengenoemde Fourier-analyse kan men het verschijnsel van de looptijdruis en het hageffect ook als volgt bekijken: Zoals hierboven is uiteengezet wordt de anodestroom van een vacuumbuis veroorzaakt door een groot aantal bewegende ladinkjes in de ruimte tussen kathode en anode.

Deze stroom van geladen deeltjes heet de *convectiestroom* en de grootte hiervan wordt bepaald door de totale hoeveelheid lading, die per sec. een bepaalde doorsnede passeert.

Men kan zich het hageffect afkomstig denken te zijn van een spontane, volgens het toeval met de tijd variërende „dichtheidsrimpel”, gesuperponeerd op de „rust” convectiestroom, welke „rust” stroom op zichzelf beschouwd in de uitwendige keten aanleiding zou geven tot een gelijkstroom zonder fluctuaties.

„De „dichtheidsrimpel” start op de kathode (eigenlijk ter plaatse van het potentiaal minimum) en beweegt zich als een soort „lopend” golfje door de kathode-anode ruimte.

De statistisch fluctuerende „dichtheidsrimpel”, kortweg convectie-ruisstroom genoemd, bevat vele frequenties. Beschouwen we ter vereenvoudiging slechts één van deze frequentie-componenten, dan kan men zich afvragen welke stromen er hierdoor in de uitwendige leidingen van de verschillende buiselectroden veroorzaakt worden.

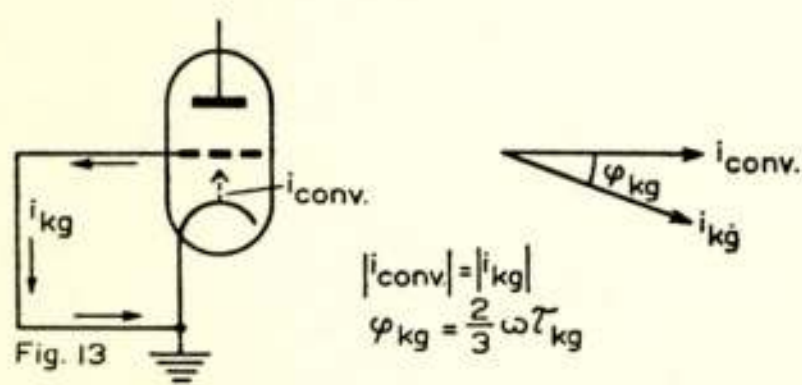
We beschouwen hier, terwille van de eenvoud, uitsluitend een triode. Er bestaat een zekere fazerelatie tussen de sinusvormig gedachte convectie-ruisstroom \bar{i}_{conv} en de hierdoor in de uitwendige keten veroorzaakte stroom i_u . Het verband tussen \bar{i}_u en \bar{i}_{conv} wordt gegeven door een zg. complexe looptijdfunctie. Deze looptijdfuncties zijn berekend door Strutt en van der Ziel¹³⁾.

Voor niet te grote looptijden ($\tau < \frac{1}{2\pi f}$) reduceert de looptijd-functie tot de gedaante $e^{j\varphi}$, waarin φ afhangt van ω en τ . Deze phasehoek φ kan men gemakkelijk berekenen m.b.v. de zg. zwaartepuntstelling van Strutt en van der Ziel¹³⁾.

Aangezien we, zoals boven is uiteengezet, slechts één sinusvormige component van de convectie-ruisstroom beschouwen, kunnen we gebruik maken van vectordiagrammen. Zo is in fig. 13 het vectordiagram gegeven van i_{conv} en de daardoor veroorzaakte stroom i_{kg} in de uitwendige (kortgesloten) kathode-roosterketen.

Volgens genoemde zwaartepuntstelling vindt men voor φ_{kg} :

$$\varphi_{kg} = \frac{2}{3} \omega \tau_{kg}$$

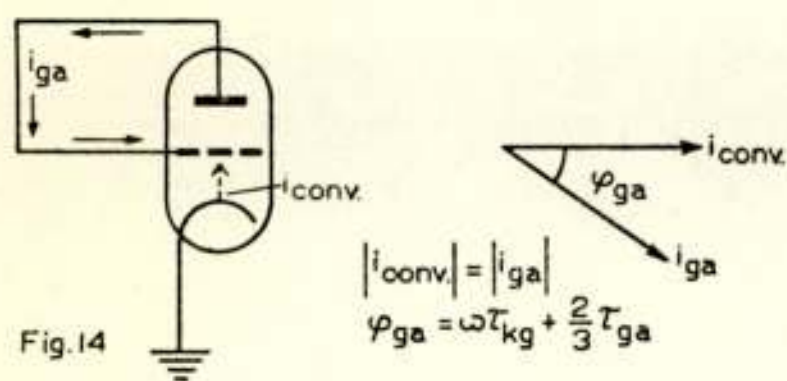


waarin τ_{kg} = looptijd in de kathoderoosterruimte.

Fig. 14 geeft het vectordiagram voor i_{conv} en de daardoor veroorzaakte stroom i_{ga} in de uitwendige (kortgesloten) rooster-anodeketen.

Men vindt voor φ_{ga} :

$$\varphi_{ga} = \omega \tau_{kg} + \frac{2}{3} \tau_{ga}$$



hierin is τ_{ga} de looptijd in de rooster-anoderuimte.

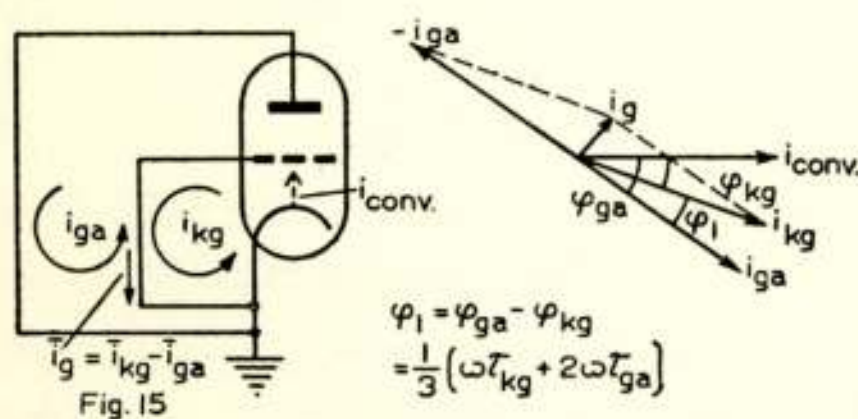
De totaal resulterende stroom i_g in de uitwendige (kortgesloten) roosterleiding wordt dus gevonden door de figuren 13 en 14 te superponeren en het

vectorverschil van i_{kg} en i_{ga} te bepalen (zie fig. 15).

Men vindt dan gemakkelijk: $i_g \approx i_{kg} j \varphi_1$, waarin

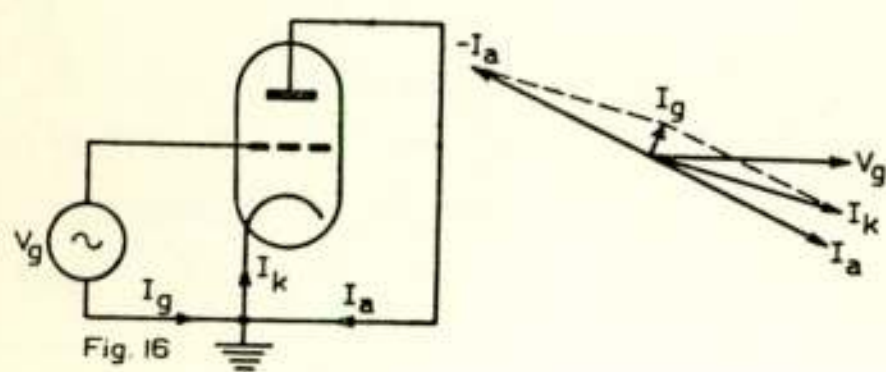
$$\varphi_1 = \varphi_{ga} - \varphi_{kg} = \frac{\omega}{3} (\tau_{kg} + 2 \tau_{ga})$$

Deze resulterende ruisstroom i_g wordt geïnduceerde rooster-ruis of looptijdruis genoemd. Uit fig. 15 is het zonder meer duidelijk dat de looptijdruis kleiner wordt met afnemende frequentie.



Zolang de spreiding in looptijden verwaarloosbaar klein blijft, zal er een goede cohaerentie (correlatie) bestaan tussen de geïnduceerde rooster-ruisstroom i_g en de hageleffect-stroom i_{ga} . Van deze belangrijke eigenschap wordt gebruik gemaakt om d.m.v. een juist gekozen impedantie in serie met de uitwendige roosterleiding een groot gedeelte van het hageleffect te compenseren. (Zie het artikel van dr Diemer in dit nummer).

In geval van een aan het rooster toegevoerde *signaalspanning* krijgt men een diagram analoog met dat van fig. 15, met dit verschil dat de phasehoeken voor de signaalstromen anders (kleiner) zijn dan voor de ruisstromen. Dit wordt veroorzaakt door het feit, dat de roosterwisselspanning ook het potentiaal minimum beïnvloedt. De looptijdfunctie verandert hierdoor.



Hierdoor is het mogelijk om onder bepaalde omstandigheden de ruisstromen meer te verzwakken dan de signaalstromen.

Het vectordiagram van de signaalstroom is in fig. 16 aangegeven.

Looptijddemping.

De optredende signaal-roosterstroom I_g kan men ontbinden in 2 componenten, waarvan de ene 90° uit phase en de andere in phase is met V_g . Deze laatste component heeft dus een reële ingangsweerstand ten gevolge, die demping van de aangesloten keten veroorzaakt. Deze demping is de zg. „looptijddemping”.

3. Totale emissieruis. ¹²⁾ ¹⁶⁾ ¹⁷⁾ ¹⁸⁾ ⁵⁷⁾

Ten gevolge van het optreden van ruimtelading ontstaat in een electronenbuis een potentiaal minimum in de ruimte tussen rooster en kathode. Een fractie van de, door de kathode geëmitteerde, electronen heeft een voldoende aanvangssnelheid om dit minimum te kunnen passeren. Verreweg het grootste deel van de geëmitteerde electronen valt weer terug op de kathode. Bij hun beweging heen en terug naar het potentiaal minimum induceren zij veranderende influentieladingen en dus stroomimpulsen in de uitwendige roosterleiding. De ruis tengevolge hiervan heet totale emissieruis, daar deze ruis samenhangt met de verzadigingsstroom (zie ook ⁵⁵⁾). Deze ruis is volkomen non-cohaerent (ongecorreleerd) met het hageleffect. Kwantitatief is is er nog niet veel over bekend.

In tegenstelling met de normale geïnduceerde roosterruis, die nul wordt indien de anodestroom nul wordt (door vergroting van de neg. roosterspanning), blijft de totale emissieruis in dit geval een eindige waarde houden. Wel kan men van deze ruis zeggen dat bij frequenties, overeenkomende met metergolven voor de gebruikelijke moderne buizen in de normale instelling geldt dat de totale emissieruis klein is t.o.v. de normale geïnduceerde roosterruis.

Het spectrum van de totale emissieruis heeft zijn maximale amplituden bij frequenties $f \approx \frac{1}{2 \tau_\alpha}$, waarin τ_α = looptijd van de bovengenoemde naar de kathode terugkerende electronen (zg. α -electronen).

Deze frequentie komt practisch overeen met het cm-golven gebied.

Is de frequentie van de aangelegde signaalspanning van dezelfde orde als de zo juist genoemde, dan zullen de α -electronen onder invloed van het rooster-kathode wisselveld periodieke bewegingen volvoeren met een rythme, overeenkomende met de aangelegde frequentie. Deze rhythmisch bewegende electronen zullen nu weer variërende influentieladingen en dus een wisselstroom in de uitwendige keten veroorzaken. Deze wisselstroom bevat een component, die in phase is met de aangelegde spanning en deze component geeft dus aanleiding tot een reële ingangsweerstand, die damping van de aangesloten ingangskring veroorzaakt. Deze damping wordt totale emissie-damping (total emission damping) genoemd. Dit verschijnsel werd het eerst vermeld door Smyth¹⁶⁾.

De totale emissieruis kan men zich denken afkomstig te zijn van de ingangsweerstand t.g.v. het totale emissie-effect, onder toekenning van een bepaalde „ruis”temperatuur aan deze weerstand. Deze temperatuur blijkt gelijk te zijn aan de kathode-temperatuur, hetgeen vrij plausibel lijkt, daar de α -electronen nagenoeg in thermisch evenwicht met de kathode verkeren.

4. *Andere elektronische ruisoorzaken.*

Naast bovengenoemde ruisverschijnselen treden er nog een aantal meer bekende ruisoorzaken op. Deze zullen hier ter completering even summier aangestipt worden.

5. *Verdeelruis.* ¹⁹⁾ ²⁰⁾ ²¹⁾ ⁵⁷⁾

In een electronenbuis met meer electroden is de verdeling van de electronen over deze electroden aan fluctuaties onder-

hevig. De resulterende fluctuaties in de anodestroom zijn dus een gevolg van genoemde verdeelruis en het oorspronkelijk reeds aanwezige hageffect. Vandaar dat bijv. een pentode meer anoderuis heeft dan een triode, waar de verdeelruis ontbreekt.

6. *Reflectieruis.* ⁵⁷⁾

Onder omstandigheden kunnen electronen aan de anode gereflecteerd worden. Het aantal gereflecteerde electronen fluctueert met de tijd. Deze electronen kunnen zelfs tot in het potentiaal minimum doordringen en geven dan weer aanleiding tot extra fluctuaties.

7. *Ruis t.g.v. ionen.* ²²⁾ ⁵⁷⁾

Tengevolge van gasresten kunnen ionen in de buis ontstaan. Deze ionen geven aanleiding tot ruis, doordat zij statistische fluctuaties in het potentiaal minimum veroorzaken.

Het ruispectrum heeft zijn grootste amplituden in het gebied der „langere” golven (boven het metergolvengebied).

8. *Secundaire emissieruis.* ²³⁾ ⁵⁷⁾

Het aantal electronen, dat door een (primair) electron wordt vrijgemaakt, fluctueert met de tijd.

De totale fluctuatie aan de desbetreffende electrode wordt dus gevormd door de som (van de gemiddelde kwadraten) van de oorspronkelijk aanwezige fluctuatie in de primair opvallende electronenstroom en de genoemde fluctuatie in de secundaire electronenstroom.

9. *Flikkereffect.* ²⁴⁾ ²⁵⁾ ²⁶⁾ ⁵⁷⁾

Deze ruis, die ontstaat t.g.v. plaatselijke veranderingen in het kathode-oppervlak, waarvan de tijdsduur vrij groot is, heeft een spectrum, dat vrijwel geheel in het toonfrequente gebied ligt, en waarvan de amplituden toenemen met afnemende frequentie. Bij een frequentie van enkele Hz overtreft deze ruis het hageffect zeer vele malen.

III. *Ruis in weerstanden en netwerken.* ²⁷⁾ ²⁸⁾ ²⁹⁾

Nyquist heeft met behulp van thermodynamische overwegingen aangetoond dat men iedere reële weerstand R kan opvatten als een ruisspanningsgenerator met een e.m.k. $\bar{e} = \sqrt{4 K T R \Delta f}$ en een inwendige weerstand R (zie fig. 17).

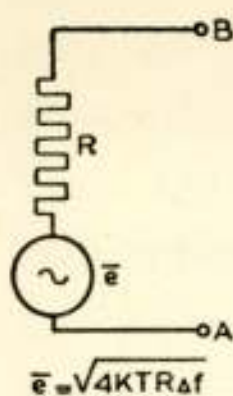


Fig. 17

Hierin is

K = constante van Boltzmann = $1,37 \times 10^{-23}$ Joule/gr. K

T = temperatuur in graden K

R = weerstand in Ohms

Δf = beschouwde frequentie-interval.

Ook kan men zich deze ruisbron denken als een bron van constante stroom, waaraan parallel de weerstand R (zie fig. 18). De grootte van de constante stroom wordt gegeven door:

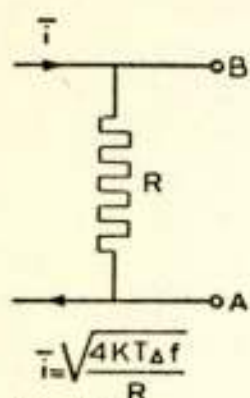


Fig. 18

$$\bar{i}^2 = \frac{4 K T \Delta f}{R} \quad (13)$$

Het beschikbare vermogen bedraagt, zoals men gemakkelijk kan verifiëren, voor beide typen vervang-generatoren P_a waarin:

$$P_a = K T \Delta f = \frac{\bar{e}^2}{4 R} = \frac{\bar{i}^2 R}{4} \quad (14)$$

Worden 2 weerstanden R_1 en R_2 in serie geschakeld, dan vindt men uit elementaire overwegingen voor het gemiddelde kwadraat van de resulterende fluctuatiespanning:

$$\bar{e}^2 = 4 K T (R_1 + R_2) \Delta f \quad (15)$$

Eveneens vindt men gemakkelijk voor de parallelschakeling van twee weerstanden:

$$\bar{e}^2 = 4 K T \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \Delta f \quad (16)$$

Het begrip ruisfactor. ³⁰⁾ ²⁹⁾

De bruikbaarheid van een ontvanger voor het detecteren van zwakke signalen wordt bepaald door het feit in hoeverre de signaal/ruis-verhouding aan de uitgang van de ontvanger afwijkt van de signaal/ruis-verhouding in de antenne. Bij een praktische ontvanger is deze verhouding aan de uitgang verslechterd, doordat de ontvanger er zelf ruis bij produceert. Een ideale ontvanger daarentegen produceert zelf geen ruis en hier is dus de signaal/ruis-verhouding aan de uitgang dezelfde als aan de ingang. Het is evenwel zonder meer duidelijk dat men zelfs met een ideale ontvanger niet in staat is een willekeurig zwak signaal te ontvangen, daar de in de antenne normaal aanwezige ruis hieraan een grens stelt.

Gewoonlijk bevindt de antenne zich immers altijd in een

stralingsveld met een eindige temperatuur. Eerst in het gebied van de dm en cm golven, waar deze temperatuur het abs. nulpunt nadert (mits men niet op de zon richt!) en dus de antenne-stralingsweerstand geen ruisspanning meer geeft, zou het gebruik van een ruisvrije en dus ideale ontvanger enorme voordelen opleveren. Voorlopig is men echter nog niet zo ver, al zijn de jongste resultaten met speciaal-buizen in dit opzicht veelbelovend ⁴³⁾.

Men heeft als maat voor de gevoeligheid van een ontvanger of netwerk de zg. ruisfactor F ingevoerd; deze wordt gedefinieerd als:

$$F = \frac{\text{signaal/ruis-verhouding aan de ingang}}{\text{signaal/ruis-verhouding aan de uitgang}} = \frac{\frac{S_i}{W_i}}{\frac{S_o}{W_o}} \quad (17)$$

waarin: S_i = beschikbaar ingangssignaal afkomstig van de antenne

W_i = „ ruisvermogen „ „ „ „

S_o = „ signaalvermogen aan de uitgang

W_o = „ ruisvermogen „ „ „

Nu is, zoals bekend, het beschikbare antenne-ruisvermogen $W_i = K T \Delta f$ (Bij alle volgende beschouwingen wordt T verondersteld kamertemperatuur te zijn, tenzij anders vermeld).

Het signaalvermogen aan de ontvangeruitgang $S_o = g S_i$, waarin g = energieversterking van de ontvanger. We kunnen dus voor F schrijven:

$$F = \frac{\frac{S_i}{K T \Delta f}}{g \frac{S_i}{W_o}} = \frac{1}{g} \frac{W_o}{K T \Delta f} \quad (18)$$

Nu kan men voor W_o formeel invoeren:

$$W_o = K T_1 \Delta f$$

Dit in (18) geeft:

$$F = \frac{1}{g} \frac{T_1}{T} = \frac{1}{g} t_1 \quad (19)$$

Hierin is T_1 de aeq. ruistemperatuur van het netwerk of versterker, en t_1 is de zg. ruis-temperatuur verhouding (noise temperature ratio).

Uit (18) volgt: $W_o = g \cdot F \cdot K T \Delta f$

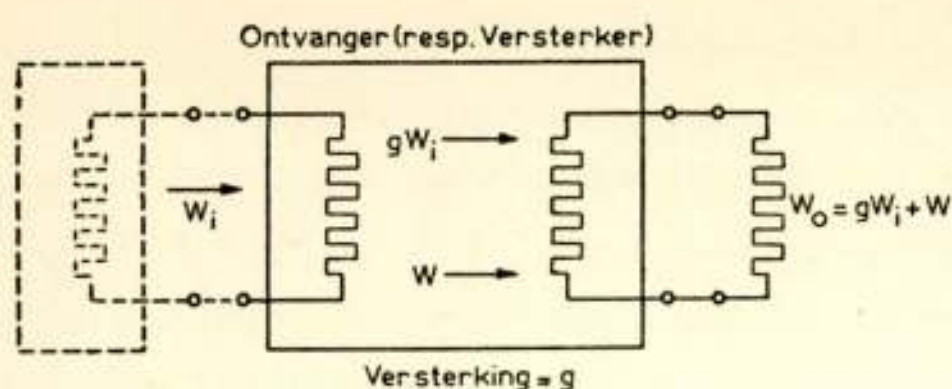


Fig. 19

Nu is ook $g W_i + W = W_o$, waarin W het deel is van het uitgangsruijsvermogen, dat door de ontvanger zelf geproduceerd wordt (zie fig. 19).

$$\text{Dus } W = W_o - g W_i = g (F - 1) K T \Delta f \quad (20)$$

of wanneer we dit op de ingang reduceren:

$$W_{red} = W_{aeq} = (F - 1) K T \Delta f \quad (21)$$

Men kan de praktische ontvanger (of netwerk) dus door een ideale vervangen denken (met dezelfde g), mits men aan de ingang een aeq. ruijsvermogen $(F - 1) K T \Delta f$ toevoert. Dit komt overeen met de ruis, die de praktische ontvanger er zelf bij maakt. De uitdrukking (20) zullen we straks nodig hebben.

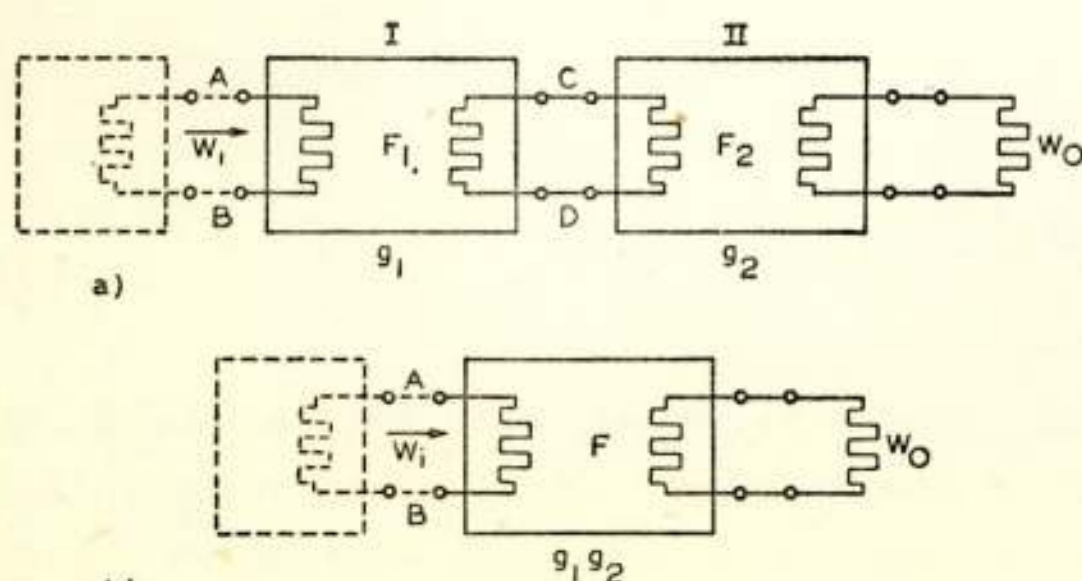
Opmerking.

Terzijde kan hier nog worden opgemerkt dat bij ontvangers voor vele communicatie doeleinden alleen het feit, dat deze een lage ruisfactor moeten bezitten wel een noodzakelijke, maar geen voldoende voorwaarde is. Wanneer men bijv. bij telegrafie-ontvangst op V.H.F- of U.H.F. de beschikking heeft over twee ontvangers, beide geschikt voor telegrafie en ieder met dezelfde ruisfactor, wil dit nog geenszins zeggen dat ze beide even goede resultaten zullen geven. De ontvanger, die de kleinste „overall”-bandbreedte (gemeten voor de detector) heeft, wint het in dit geval, zoals men gemakkelijk zal kunnen inzien.

Voor optimale resultaten moet dus:

- de ruisfactor zo laag mogelijk zijn,
- de bandbreedte, gemeten voor de detector, niet groter zijn dan strikt noodzakelijk.

Ruisfactor van twee netwerken „in cascade”.

b)
Fig. 20

Soms is het gewenst om de resulterende ruisfactor van twee netwerken (versterkers) in cascade te kennen.

Voorbeelden hiervan zijn bijv.: een h. f. versterkertrap, gevolgd door een

tweede, of een kristalmengdiode, gevolgd door een trap midden-frequentversterking, enz.

Stel de ruisfactoren en de versterkingen van de twee netwerken (zie fig. 20 a) bedragen resp. F_1 , F_2 , g_1 en g_2 . Ter plaatse $C-D$ hebben we een beschikbaar ruisvermogen $W'_0 = g_1 W_i F_1$, waarin W_i = beschikbaar ruisvermogen ter plaatse $A-B$, afkomstig van het eerste netwerk aangesloten ruisbron (bijv. antenne). Deze ruis wordt in het tweede netwerk versterkt en levert aan de uitgang hiervan een beschikbaar vermogen $W''_0 = g_1 g_2 W_i F_1$. De door het tweede netwerk *zelf* geproduceerde ruis W_2 is gelijk aan $W_2 = (F_2 - 1) g_2 W_i$ (zie formule 20).

De totale ruis-output van netwerk 2 is dus $W''_0 + W_2 = g_1 g_2 W_i F_1 + (F_2 - 1) g_2 W_i = g_1 g_2 W_i F$, waarin F de resulterende ruisfactor van beide netwerken (zie fig. 20 b).

Hieruit volgt:

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{g_1} \quad (22)$$

Schrijft men voor F_1 de in (19) gevonden uitdrukking, dan wordt F :

$$F = \frac{t_1 + F_2 - 1}{g_1} \quad (23)$$

Deze uitdrukking wordt speciaal gebruikt bij het beschrijven van de ruis eigenschappen van kristalmengdioden met de daarop volgende M.F. versterkertrap (F_2).

In dat geval betekent t_1 de ruistemperatuur-verhouding (zg. noise-temperature ratio) van het kristal, wanneer dit geëxciteerd wordt door een ruisvrije menggenerator („local oscillator”) en betrokken op kamertemperatuur. Wij komen op deze uitdrukking terug bij de behandeling van de ruisfactor van kristaldiode. Uit (22) volgt dat, indien de versterking van het eerste netwerk groot is, de „overall” ruisfactor practisch door de ruisfactor van dit netwerk wordt bepaald. De ruisfactor van het tweede netwerk speelt dan geen grote rol meer.

Bij sommige netwerkcombinaties, zoals een kristalmengdiode, gevolgd door een trap m.f. versterking, doet zich evenwel het geval voor dat $g_1 < 1$ is. Dan is het dus wel van het grootste belang er voor te zorgen dat F_2 , d.w.z. de ruisfactor van de M.F. versterker, zo laag mogelijk is. Dit probleem doet zich voornamelijk voor bij ontvangers in het frequentiegebied boven 1000 à 1200 MHz, waar geen h.f. versterkerbuizen vóór de

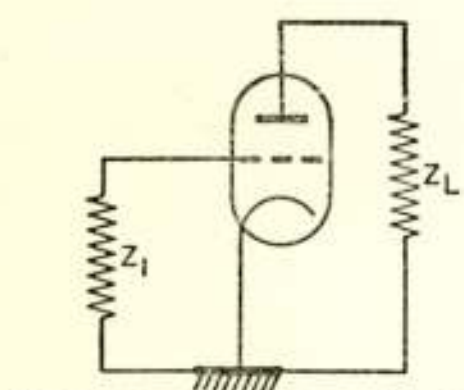
kristalmengdiode meer worden toegepast, aangezien de tot nu toe bekende moderne buizen bij deze frequentie (en hoger) de ruisfactor slechter doen worden dan die welke met een kristalmengdiode alleen te bereiken is. *)

Beneden 1000 MHz geeft het gebruik van een goede h.f. versterker wel een verbetering in dit opzicht. Ook is bij deze frequenties de triode als mengbuis te prefereren boven een kristalmengdiode, althans volgens de huidige stand der techniek (zie fig. 25).

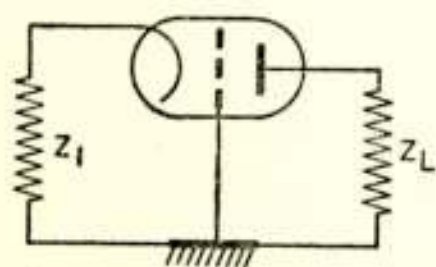
In de toekomst zullen zeer waarschijnlijk òn de kristallen òn de electronenbuizen (bijv. volgens het zg. Disc-seal principe en ook het Travelling-wave type) nog belangrijke verbeteringen ondergaan. Vooral de buizen, berustende op het „Travelling-wave” beginsel, zien er in dit opzicht veelbelovend uit ³¹⁾ ⁵⁸⁾.

In elk geval is het uitermate belangrijk om juist in het gebied der dm en cm golven zeer ruisarme ontvangers te hebben, omdat hieruit enorme voordelen voortvloeien, die op langere golven principieel onmogelijk zijn.

Iets over de ruisfactor van triodeversterkers tot ca 1000 MHz. ³²⁾ → ⁴¹⁾



Kathodebasisschakeling (Kbs)
Fig 21



Roosterbasisschakeling (Rbs)
Fig 22

Voor dit frequentiegebied komen twee h.f. versterkers in aanmerking, en wel:

- 1e. de zg. kathode-basisschakeling (kathode h.f. „geaard”) zie fig. 21.
- 2e. de zg. rooster-basisschakeling (rooster h.f. „geaard”) zie fig. 22.

(Ook worden soms combinaties van 1 en 2 gebruikt, zoals bijv. in de zg. „cascode”-schakeling van H. Wallman ⁴²⁾). Hierbij wordt een Kbs gevolgd door een Rbs. Het geheel krijgt qua versterking de eigenschappen van een pentode en heeft de ruis van een triode.

Zoals men gemakkelijk zal kunnen inzien bepaalt hier de 1e buis geheel de ruis van de totale versterker. In de kathodeleiding van de 2e buis bevindt zich nl. de inwendige weerstand van de 1e buis, zodat een zeer sterke tegenkoppeling optreedt voor de in de 2e buis ontstane ruis.

De cascode-schakeling, die oorspronkelijk ontworpen is om als ingangstrap van een m.f. versterker achter een kristalmeng-

*) Een veelbelovende uitzondering op deze regel is de nieuwe „Lighthouse”-buis type EC 56, die kort geleden door de N.V. Philips werd ontwikkeld.

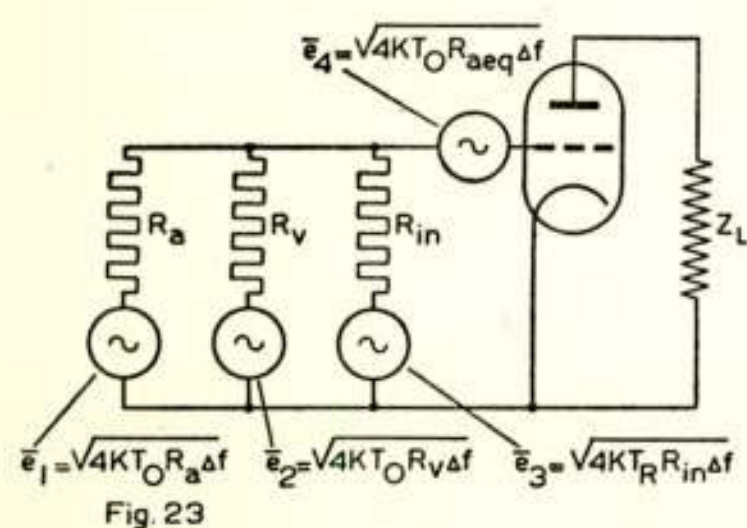
diode dienst te doen, is tot op heden wel één van de beste schakelingen voor dit doel.

(Recente onderzoeken op het gebied der ruiscompensering in het gebied der dm-golven hebben aangetoond dat de cascode speciaal door zijn „soepele” instelling van de neutrodynisatie hier ook superieur is.)

Men kan aantonen dat beide schakelingen qua ruisfactor gelijkwaardig zijn ³²⁾.

Hier zullen we ons korthedshalve alleen tot de Kbs beperken en summier aangeven hoe men volgens de „klassieke” theorie tot de ruisfactor van deze schakeling komt (zie fig. 23).

R_a , R_v en R_{in} stellen resp. de getransformeerde antenne-weerstand, de sperweerstand van de roosterafstemketen en de ingangsweerstand van de buis ten gevolge van de eindige looptijd voor. De temperatuur van R_a en R_v wordt verondersteld $T_0 = 293^\circ K$ te zijn. Verder worden de volgende vereenvoudigende veronderstellingen gemaakt:



a) alle looptijdeffecten worden verwaarloosd; de ingangsweerstand R_{in} (die in feite het gevolg is van het looptijdeffect) wordt geacht de looptijdruis te produceren en hiertoe wordt aan deze weerstand een temperatuur $T_R = 5 T_0$ toegekend ³⁹⁾.

- De ruis t.g.v. het hageleffect wordt gereduceerd op de roosterring en voert tot het begrip aequivalente ruisweerstand R_{aeq} .
- Totale-emissie-effecten worden buiten beschouwing gelaten.
- De sperimpedantie R_v van de afstemketen wordt gesteld groot te zijn t.o.v. R_{in} , en R_v wordt derhalve verwaarloosd.
- De ruis van Z_L wordt verwaarloosd.

Uit a) en b) volgt dus dat bij deze theorie geen rekening is gehouden met enige correlatie tussen geïnduceerde roosterruis en hageleffect.

Met behulp van het bovenstaande kan men gemakkelijk uit fig. 23 afleiden dat voor de ruisfactor van de ingangsschakeling geldt:

$$F = 1 + 5 \frac{R_a}{R_{in}} + \frac{R_{aeq}}{R_a} \left(1 + \frac{R_a}{R_{in}}\right)^2 \quad (24)$$

Men vindt een optimale waarde voor R_a uit $\frac{\delta F}{\delta R_a} = 0$, en dit geeft:

$$R_{a_{opt.}} = \frac{R_{in}}{\sqrt{1 + 5 \frac{R_{in}}{R_{aeq}}}} \quad (25)$$

(25) in (24) ingevoerd geeft voor F_{opt} :

$$F_{opt} = 1 + 2 \frac{R_{aeq}}{R_{in}} + 2 \sqrt{\frac{R_{aeq}}{R_{in}} \left(5 + \frac{R_{aeq}}{R_{in}} \right)} \quad (26)$$

We kunnen (24) iets anders schrijven, en wel:

$$F = 1 + \frac{R_a}{R_{in}} \left[5 + \left(\frac{R_{aeq}}{R_{in}} \right) \cdot \frac{1}{\left(\frac{R_a}{R_{in}} \right)^2} \left(1 + \frac{R_a}{R_{in}} \right)^2 \right] \quad (27)$$

Deze uitdrukking kan men grafisch weergeven, waarbij F als functie van $\frac{R_a}{R_{in}}$ wordt uitgezet, met $\frac{R_{aeq}}{R_{in}}$ als parameter (zie fig. 24); deze fig. geeft dus aan welke waarde men de getransformeerde antenneweerstand R_a moet geven om een minimum ruis-

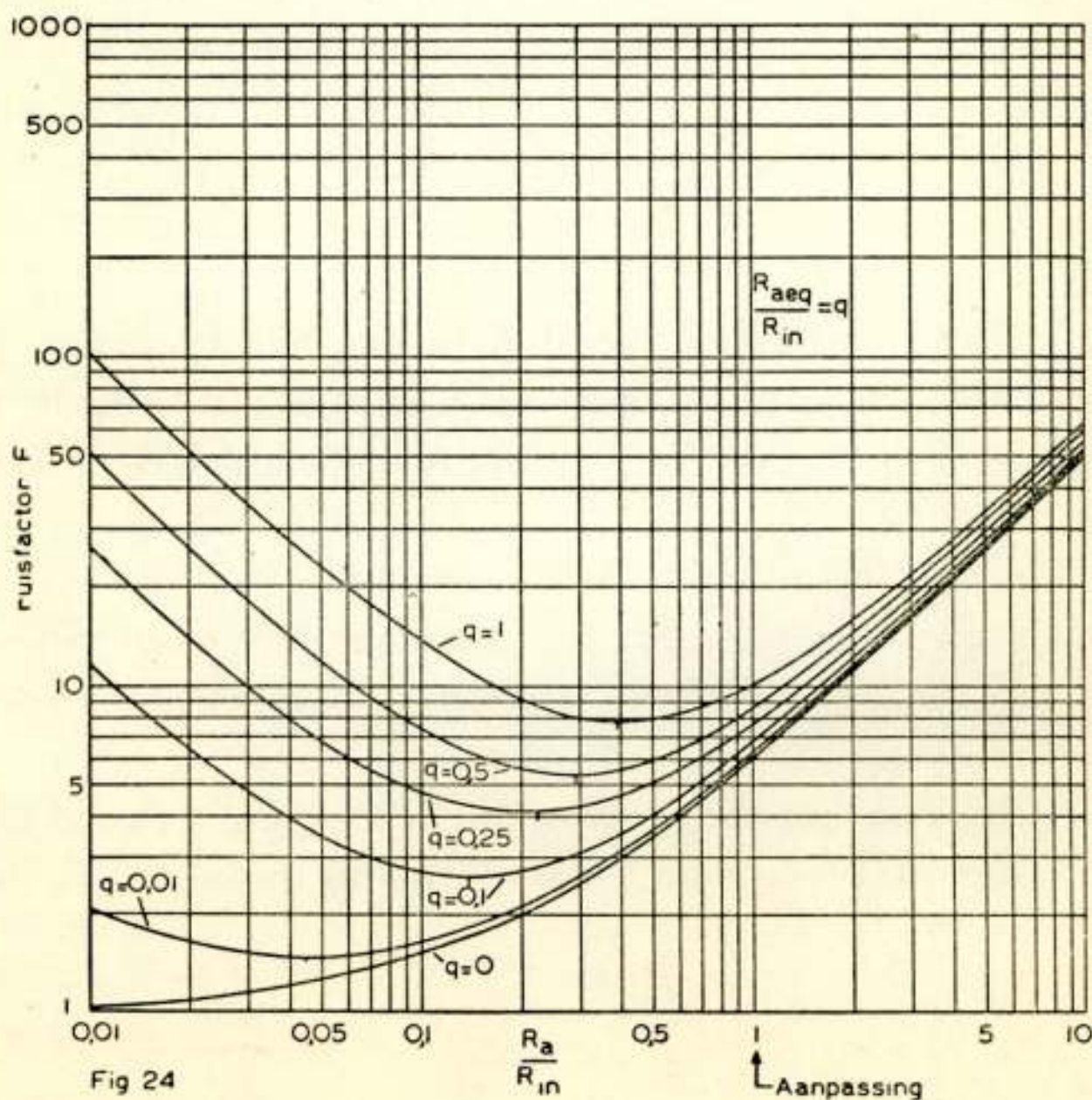


Fig 24

factor te krijgen indien R_{aeq} en R_{in} bekend zijn. R_a stelt men in door de koppeling van de roosterkring met de antenne te wijzigen. Vaste koppeling geeft een kleine R_a ; naarmate de koppeling losser wordt, wordt R_a groter, om bij koppeling nul tenslotte oneindig te worden. Uit fig. 24 blijkt dat het, voor het verkrijgen van een minimale ruisfactor, meestal noodzakelijk is de antenne belangrijk vaster te koppelen dan voor „aanpassing” (d.w.z. $R_a = R_{in}$, of $\frac{R_a}{R_{in}} = 1$) nodig zou zijn.

Er treedt in het algemeen, energetisch gezien, een „mis”-aanpassing op en deze misaanpassing is des te sterker naar mate $\frac{R_{aeq}}{R_{in}}$ kleiner is. De signaalsterkte zal dus minder zijn dan bij aanpassing, maar de *signaal/ruisverhouding* is gunstiger en dit is doorslaggevend.

Het kleine signaalsterkteverlies kan altijd weer goed gemaakt worden door de versterking van de volgende trappen (bijv. M.F.) wat groter te maken.

De „mis”-aanpassing heeft uit de aard der zaak tot gevolg dat de antennekabel niet met de goede weerstand belast wordt, en dit kan aanleiding geven tot ongewenste staande-golfverschijnselen op deze kabel, waardoor bijv. de spanning op de ontvanger-ingang afhankelijk van de lengte van deze kabel (en dus ook frequentie-afhankelijk) wordt. Dit is vooral goed merkbaar wanneer de kabel verscheidene golflengten lang is.

Men kan genoemde ongewenste verschijnselen geheel voorkomen door er voor te zorgen dat de antenne zelf de kabel met de goede weerstand belast, d.w.z. de antenne moet over het gewenste frequentiegebied (al dan niet via een transformatienetwerk) een reële weerstand vertonen, die gelijk is aan de golfweerstand van de kabel. In dit geval is dus de kabel aan de antennezijde aangepast en krijgt men aan de ontvangerzijde van de kabel toch een frequentie-onafhankelijke spanning, ook al is de kabel hier niet aangepast. Deze redenering, die onmiddellijk uit elementaire lange-leidingtheorie volgt, geldt alleen, indien de kabel zelf geen verliezen geeft (practisch indien de kabel zeer verliesarm is).

Berekent men de ruisfactor volgens de moderne theorie, dus wel rekening houdend met looptijdeffecten en cohaerentie van geïnduceerde roosterruis en hageleffect, dan wordt de zaak veel ingewikkelder. Men zie hiertoe ³²⁾. Kleen heeft hierin aangetoond dat ook in dit geval de K_{bs} en de R_{bs} gelijkwaardige

ruisfactoren opleveren, alleen liggen deze lager dan (26) aangeeft, hetgeen niet te verwonderen is, daar hier geen rekening gehouden werd met genoemde cohaerentie, en dientengevolge ook geen compenserende effecten bij verstemming van de ingangsketen verwacht konden worden. Toch is (26) als eerste aanloop een zeer bruikbare formule, ook al zijn de uitkomsten wat aan de hoge kant.

Hoofdzaak is dat men zich bij het gebruik van (26) blijft realiseren dat er in werkelijkheid wel een phase-betrekking tussen hageffect en geïnduceerde roosterruis bestaat.

Overzicht van de met moderne buizen te bereiken ruisfactoren. ³³⁾ ⁴³⁾

Zie fig. 25 ³³⁾.

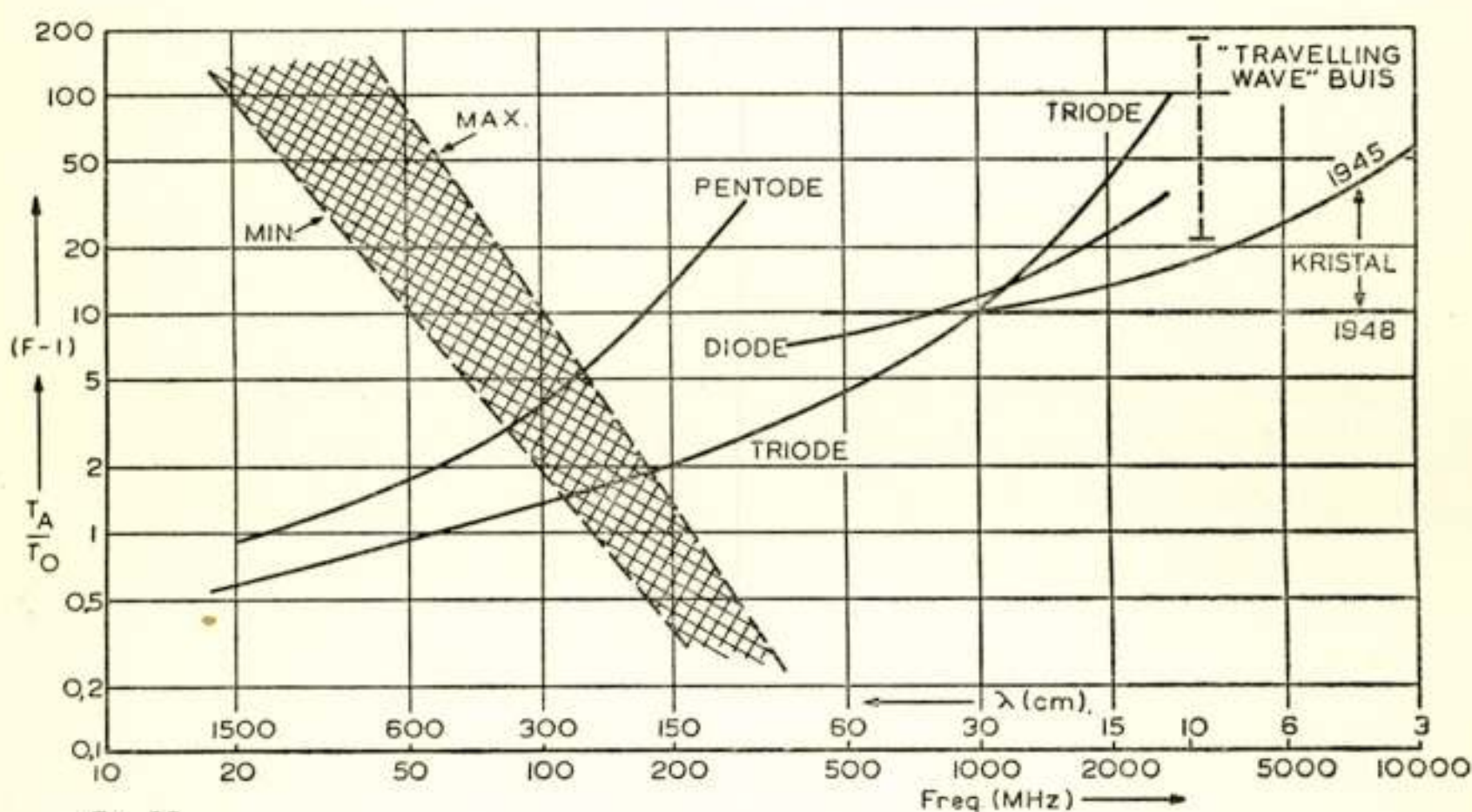


Fig 25

Uit deze figuur blijkt duidelijk dat de pentode, vooral bij frequenties boven 100 MHz ($\lambda = 3$ m), achterstaat bij de triode.

Met trioden van geschikte constructie, zoals de moderne eikelbuizen, sommige miniatuur- en sub-miniatuurbuizen, „disc-seal” en „lighthouse tubes” enz. kan men een gunstige ruisfactor bereiken tot frequenties van ca 1000 MHz ($\lambda = 30$ cm).

Beneden 1000 MHz is de triode als h.f. versterkerbuis te prefereren.

Boven 1000 MHz is de vacuumdiode beter dan de triode, maar de vacuumdiode staat weer ten achter bij de kristaldiode.

Opmerkelijk is de belangrijke verbetering van de kristalmengdiode, zoals blijkt uit de twee krommen, die resp. golden in 1945 en 1948.

In de figuur zijn voor de golflengte van 8 à 10 cm ook nog aangegeven de waarde van de ruisfactoren, bereikt met „Travelling-wave”-versterkerbuizen. De laagste waarde ligt bij ca 20, en het ziet er naar uit dat dit bedrag in de naaste toekomst nog wel wat lager zal komen te liggen.

De 2 lijnen, die het gearceerde deel insluiten, geven resp. de minimale en maximale relatieve ruistemperatuur $\left(\frac{T_a}{T_o}\right)$ t.g.v. cosmische ruis aan. Hieruit blijkt dat in de buurt van 2 à 3 m golflengte de antenneruis t.g.v. cosmische radiostraling in de orde ligt van de door de ontvanger zelf geproduceerde ruis.

Iets over de ruisfactor van kristal-mengdioden. ⁴⁷⁾

Het is in dit korte overzicht niet mogelijk in te gaan op de fundamentele grondslagen betreffende de ruis van halfgeleider kristallen. Men raadplege hiertoe o.m. ⁴⁴⁾, ⁴⁵⁾, ⁴⁶⁾.

We zullen hier enkele praktische gegevens, definities en formules aangeven, waarmee men kristallen op hun eigenschappen als mengdioden pleegt te onderzoeken.

Zoals bekend produceert een kristal ruis, ook al voert het geen stroom. In dit geval voldoet de ruis aan de Nyquist-formule: $e_c^2 = 4 K T R \Delta f$, waarin $T = T_o$ = kamertemperatuur, en voor R moet worden ingevoerd de eindige, inwendige differentiaalweerstand van het kristal voor een doorgelaten stroom = nul.

Wordt er een gelijkspanning of een h.f. wisselspanning op het kristal gezet, dan neemt de ruis sterk toe.

Men kan dus zeggen dat het kristal in dit geval een hogere (ruis)temperatuur heeft dan de normale (kamertemperatuur). Het spectrum van deze vergrote ruis is *niet uniform* zoals bij zuivere thermische ruis (Nyquist) het geval is. De amplituden van het spectrum bij lage frequenties (50 Hz → 1 MHz) zijn *veel* groter dan bij hoge frequenties (> 5 MHz) (verg. flikker-effect). Tussen 50 Hz en 1 MHz varieert het ruisvermogen omgekeerd evenredig met de frequentie, om boven 1 MHz over te gaan in de normale thermische ruis. Daarom geeft het gebruik van middenfrequenties van 10 MHz en hoger geen moeilijkheden met dit type ruis, terwijl bij „middenfrequenties”, liggende in het toonfrequentie gebied, de extra ruis zeer groot is.

Indien men het kristal exciteert met een h.f. wisselspanning, zoals dit gebruikelijk is bij het gebruik van het kristal als

mengdiode, dan zal er ook een gelijkstroom gaan vloeien en de ruistemperatuur hangt af van deze gelijkstroom en dus van de excitatie.

Onder deze omstandigheden verstaat men onder de ruistemperatuur van het kristal die temperatuur, die een weerstand, gelijk aan de middenfrequent uitgangsweerstand van het kristal, moet hebben om de ruis op te leveren, die het kristal in deze toestand produceert.

We kunnen nu dus schrijven:

$$T_c = \frac{\overline{e_c^2}}{4 K R_{mf} \Delta f} \quad (28)$$

Hierin is: T_c = ruistemperatuur van het kristal

$\overline{e_c^2}$ = ruisspanning² van het kristal

R_{mf} = M.F. uitgangsweerstand van het kristal

Δf = bandbreedte van het mengkristal en de daarop volgende M.F. versterker.

Nu voert men in de *ruistemperatuur-verhouding* t (noise temperature ratio) en voor t geldt:

$$t = \frac{T_c}{T_o}, \text{ waarin } T_o = 293^\circ K.$$

Dit in (28) ingevoerd geeft:

$$t = \frac{\overline{e_c^2}}{4 K R_{mf} T_o \Delta f} = \frac{\overline{e_c^2}}{R_{mf} \Delta f \times 1,6 \times 10^{-20}} \quad (29)$$

Zoals bekend is de conversieversterking van een mengkristal kleiner dan 1. We kunnen dus ook zeggen: het signaalverlies is groter dan 1.

Men definieert nu het signaalverlies (conversion loss) als:

$$l = \frac{\text{signaalvermogen aan het kristal toegevoerd}}{\text{M.F. vermogen aan de uitgang van het kristal ontwikkeld}}$$

Met behulp van de formule (23), waarbij voor $\frac{1}{g_1}$ ingevoerd wordt l , kunnen we nu voor de ruisfactor van het kristal plus de M.F. trap schrijven:

$$F = l (F_2 - 1 + t) \quad (30)$$

waarin F_2 = ruisfactor van de M.F. versterker.

De ruisfactor van het kristal zelf volgt hier direct uit, en wel:

$$F_c = l \cdot t \quad (31)$$

waarin F_c = ruisfactor van het kristal

l = signaalverlies (conversion loss)

t = ruistemperatuur-verhouding (noise temperature ratio), afgek. N.T.R.

Meting van de ruisfactor van een ontvanger resp. netwerk ⁴⁸⁾ ⁴⁹⁾ ⁵⁰⁾ ⁵⁹⁾.

Deze meting kan geschieden m.b.v. een zg. ruisgenerator of een meetzender (signaalgenerator)

a) Meting met de ruisgenerator.

De ruisgenerator bestaat uit een diode, uitgerust met een zuivere wolfram kathode en werkend met „verzadigde” anodestroom. Onder deze omstandigheden kunnen we de diode beschouwen als een ruisbron met constante stroom $\bar{i} = \sqrt{2 e I_g \Delta f}$.

De inwendige weerstand $\frac{d V_a}{d i_a}$ is practisch als oneindig op te vatten.

De bedoeling is nu van deze ruisgenerator een imitatie antenne-ruisbron te maken, geschikt voor aansluiting op de te meten ontvanger en met een inwendige weerstand, overeenkomend met de antenneweerstand, die men normaal van de ontvanger uit „ziet”.

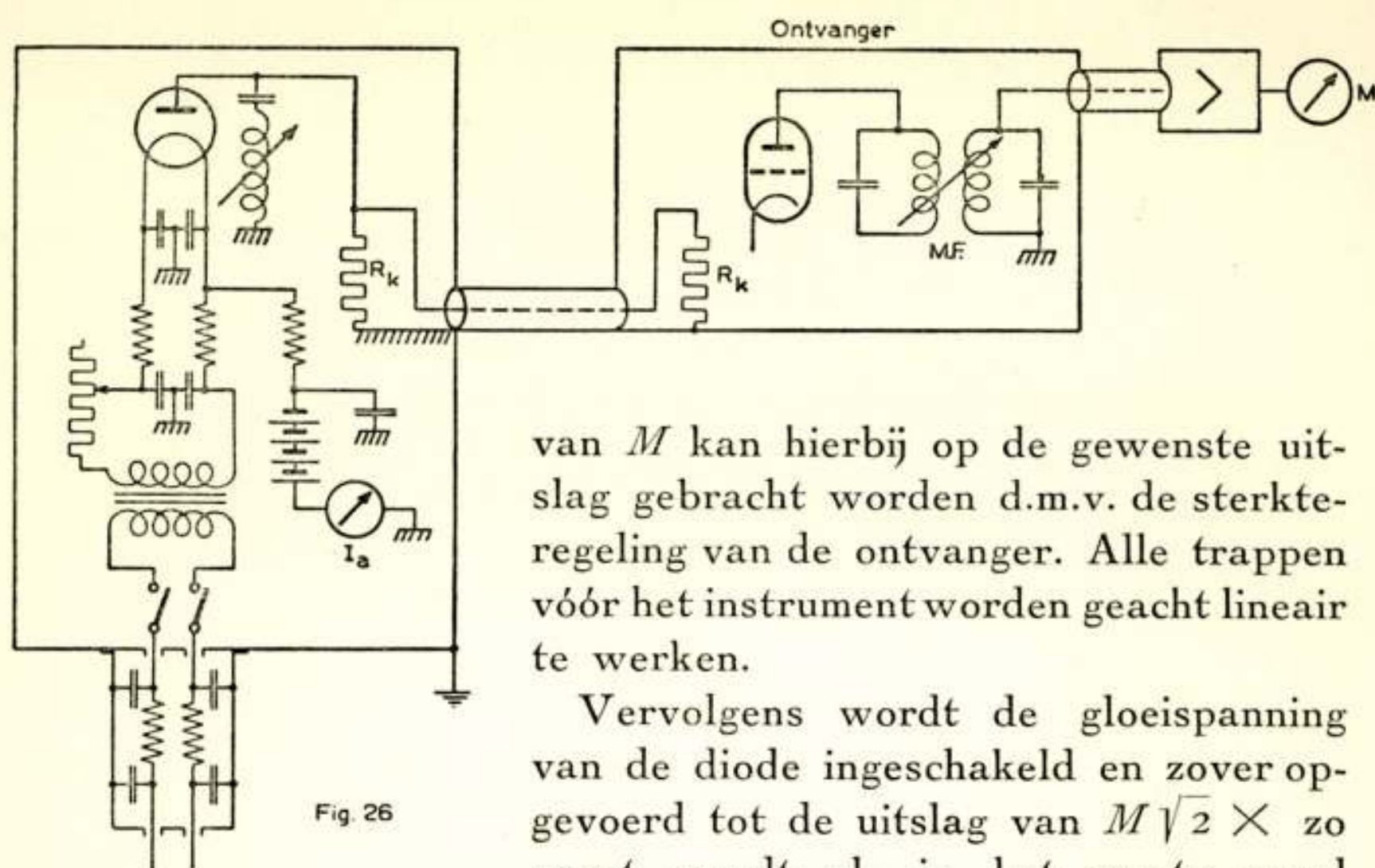
(De antenne is met de ontvanger verbonden gedacht d.m.v. een co-axiale transmissieleiding. De antenne is aangepast aan de golfweerstand R_k van deze leiding en de antenneweerstand, gezien van de ontvanger uit, is dus gelijk aan genoemde golfweerstand.)

Om aan genoemde voorwaarden te voldoen wordt in de plaatketen van de diode een reële weerstand ter grootte van R_k opgenomen.

Eventuele reactanties in de vorm van elektroden- en bedradingscapaciteiten, enz. worden „uitgestemd” d.m.v. een instelbare zelfinductie. Het geheel wordt geschakeld volgens fig. 26, hierbij is aangenomen dat de ontvanger-ingangsweerstand gelijk is aan R_k . Zoals men gemakkelijk kan nagaan, blijven de beschouwingen van kracht, ook indien dit niet het geval is.

De meting gaat nu als volgt:

Eerst wordt de diode gedoofd en men bepaalt d.m.v. het kwadratisch werkende instrument M , aangesloten op de M.F. versterker, het nu optredende M.F. ruisvermogen. De uitslag



van M kan hierbij op de gewenste uitslag gebracht worden d.m.v. de sterkte-regeling van de ontvanger. Alle trappen vóór het instrument worden geacht lineair te werken.

Vervolgens wordt de gloeispanning van de diode ingeschakeld en zover opgevoerd tot de uitslag van $M \sqrt{2} \times$ zo groot wordt als in het eerste geval

(ruisvermogen nu $2 \times$ zo groot).

Men noteert de bijbehorende anodestroom I_g van de ruisdiode. De ruisfactor wordt nu gevonden uit de uitdrukking:

$$F = 20 I_g R_k$$

Deze uitdrukking kan als volgt afgeleid worden:

$$\text{Uit (18) volgt: } W_o = F \cdot g \cdot W_i \quad (31)$$

waarin: g = energieversterking van de ontvanger tot aan het meetinstrument M .

W_i = het beschikbare ingangsisruisvermogen.

W_o = het beschikbare uitgangsisruisvermogen ter plaatse van M .

Hierbij is de ruisdiode gedoofd.

Met ingeschakelde en juist ingestelde ruisdiode wordt het uitgangsisruisvermogen $2 W_o$. In dit geval levert dus de ruis-generator een bedrag W_o extra aan de uitgang. Noemen we het ingangsisvermogen, afkomstig van de ruisdiode, W_{gen} dan geldt:

$$g W_{gen} = W_o \quad (32)$$

Uit (31) en (32) volgt nu:

$$F = \frac{W_{gen}}{W_i}$$

$$\text{Nu is: } W_{gen} = \frac{\bar{i}^2 \cdot R_k}{4}, \text{ waarin } \bar{i}^2 = 2 e I_g \Delta f$$

en

$$W_i = K T_o \Delta f$$

Dus komt er voor F :

$$F = \frac{2 e I_g \Delta f R_k}{4 K T_o \Delta f} \approx 20 I_g R_k \quad (33)$$

Deze uitkomst is onafhankelijk van de bandbreedte en geldt ook voor het geval dat de ontvanger niet „aangepast” is aan R_k .

Bij bovenstaande proef is stilzwijgend aangenomen dat de verzwakking van de zg. „spiegel”-frequenties en andere zg. „spurious responses” voldoende groot is om geen invloed op de gemeten ruisfactor uit te oefenen. Is deze verzwakking niet groot genoeg, dan dient de invloed hiervan in rekening gebracht te worden.

b) Meting met een signaalgenerator.

In principe gaat deze meting op dezelfde wijze als de vorige.

De signaalgenerator wordt op de ontvanger aangesloten, waarbij weer de generator inwendige weerstand gelijk moet zijn aan de antenne- resp. antenne-kabelgolfweerstand R_k .

Met generator aangesloten en signaal „output” nul laat men d.m.v. de sterkteregeling van de ontvanger de meter M tot een geschikte waarde uitslaan. Daarna wordt de geijkte verzwakker van de meetzender zover „open” gedraaid dat M een uitslag vertoont, die $\sqrt{2} \times$ zo groot is als in het eerste geval (M.F. ruisvermogen nu $2 \times$ zo groot). Op de geijkte verzwakker wordt nu de spanning E_a (= „open” spanning) van de generator afgelezen.

Dan volgt F uit:

$$F = \frac{E_a^2}{4 K T_o \Delta f R_k}$$

Deze uitdrukking kan als volgt afgeleid worden:

Het ingangssignaalvermogen S_i bedraagt $\frac{E_a^2}{4 R_k}$ (verondersteld

is weer dat de ontvanger-ingangsweerstand gelijk aan R_k is. E_a is de „open” spanning van de meetzender.)

Het ingangsisruisvermogen W_i , afkomstig van de inwendige weerstand van de meetzender, bedraagt $W_i = K T_o \Delta f$. Het uitgangsisruisvermogen met de generator uit = W_o , en het uitgangsisvermogen met de meetzender in is in het algemeen P (signaalvermogen + ruisvermogen).

Het uitgangsisvermogen t.g.v. het signaal *alleen* is dus $S_o = P - W_o$.

Uit het bovenstaande volgt dus algemeen voor F :

$$F = \frac{S_i/W_i}{S_o/W_o} = \frac{\frac{E_a^2}{4 R_k K T_o \Delta f}}{\frac{P - W_o}{W_o}}$$

Maken we nu zoals in bovenstaande proef $P = 2 W_o$, door E_a de juiste waarde te geven, dan wordt F dus:

$$F = \frac{E_a^2}{4 K T_o R_k \Delta f} \quad (34)$$

Hierin is E_a = de open spanning van de meetzender, d.w.z. de spanning, die men op de geijkte verzwakker afleest.

Δf = de effectieve bandbreedte van het ontvangergedeelte tot aan het instrument M .

$$\Delta f = \frac{1}{g_m} \int_0^\infty g df, \text{ waarin } g_m = \text{de max. optredende verster-}$$

king in het doorlaatgebied.

Bovenstaande uitdrukking voor F geldt ook indien de ontvanger niet aan de antenne(-kabel) is aangepast, zoals men gemakkelijk zelf kan verifiëren.

Maatregelen tot vermindering van de electronische ruis.

Reeds bij de bespreking van de cohaerentie tussen geïnduceerde roosterruis en het hageleffect is op de mogelijkheid van ruisvermindering gewezen. Dit kan bereikt worden door de ingangsketen zodanig te verstemmen dat deze een capacitief karakter krijgt.

De geïnduceerde rooster-ruisstroom veroorzaakt aan deze keten een rooster-ruisspanning, die op zijn beurt weer een anoderuisstroom veroorzaakt, die nagenoeg in tegenphase met de hageleffect-ruisstroom is. Hierdoor kan een groot deel van het hageleffect geneutraliseerd worden.

Een verdere vermindering van het hageleffect kan worden verkregen door een capacitieve reactantie tussen plaat- en roosterkring aan te brengen (onvolledige neutrodynisatie).

We zullen deze hoogst belangrijke effecten hier niet verder uitwerken, daar in het artikel van dr Diemer in dit nummer uitvoerig op deze zaken wordt ingegaan.

IV. Overige ruisoorzaken. ⁵¹⁾

Tenslotte zullen we nog even in het kort de overige, buiten de ontvanger of versterker liggende, ruisoorzaken van niet-cosmische oorsprong de revue laten passeren.

a) Atmosferische ruis.

Deze ruis ontstaat t.g.v. elektrische ontladingen in de atmosfeer (onweders e.d.).

Het aantal bliksemontladingen, dat over de gehele aarde plaats vindt, is zeer groot en bedraagt ca 100 per sec.

De e.m. straling door deze ontladingen veroorzaakt, plant zich via de ionosfeer (golven > 15 m) voort en geeft tot op grote afstanden aanleiding tot bovengenoemde ruis. Vooral op de zeer lange golven (tot $\lambda = 20.000$ m) kan deze „ruis” (storingen) zeer sterk zijn. Dit gaf vroeger, toen de korte golven nog niet „bekend” waren, wel eens aanleiding tot grote moeilijkheden en vergde veel van de telegrafisten.

Beneden een golflengte van 10 m is deze soort ruis echter van geen betekenis meer.

b) „Ruis” t.g.v. elektrische apparatuur.

De belangrijkste bronnen van dit soort „ruis” zijn wel: collector motoren (zoals tram-, trein-, stofzuiger-, naaimachine-, rekenmachine-, boormachinemotoren, enz.), gasontladingsbuizen (ernstige stoorder), ontstekingsinrichtingen voor explosiemotoren (auto's, bromfietsen en vliegtuigen, speciaal sportvliegtuigen storen nogal eens hevig op VHF), diathermie-apparaten, zg. hoogfrequent bestralingsapparatuur, enz.

Al deze storingen, behalve die van de gasontladingsbuizen en diathermie-apparaten, worden veroorzaakt door miniatuur vonkontladingen. In het algemeen geeft een vonkontlading aanleiding tot straling over een breed frequentiegebied (vgl. de nu verouderde vonkzenders!). De vonkontlading is een impulsachtig verschijnsel van zeer korte duur en dientengevolge is het frequentiespectrum hiervan zeer uitgebreid.

Op lagere frequenties, zoals omroepfrequenties e.d., heeft men hoofdzakelijk te maken met de voortplanting van deze storingen langs energieleidingen en de hierdoor veroorzaakte stoorspanning in een ontvangtoestel (*storingsgeleiding*).

Bij de hogere frequenties (televisie, VHF en U.H.F.) tot golven van ca 30 cm) is het voornamelijk de *straling* waar men de meeste hinder van heeft. In dit gebied zal men zich er dus

op moeten toeleggen de *stoorstraling* van genoemde apparatuur zoveel mogelijk te onderdrukken.

Principieel zijn deze storingen bij de bronnen zelf afdoende te elimineren. Het is buitengewoon te betreuren dat er tot nu toe in de praktijk zo weinig van terecht is gekomen.

Door de snelle en logische ontwikkelingsgang van de televisie e.d. zijn deze problemen thans echter urgent geworden.

Literatuur

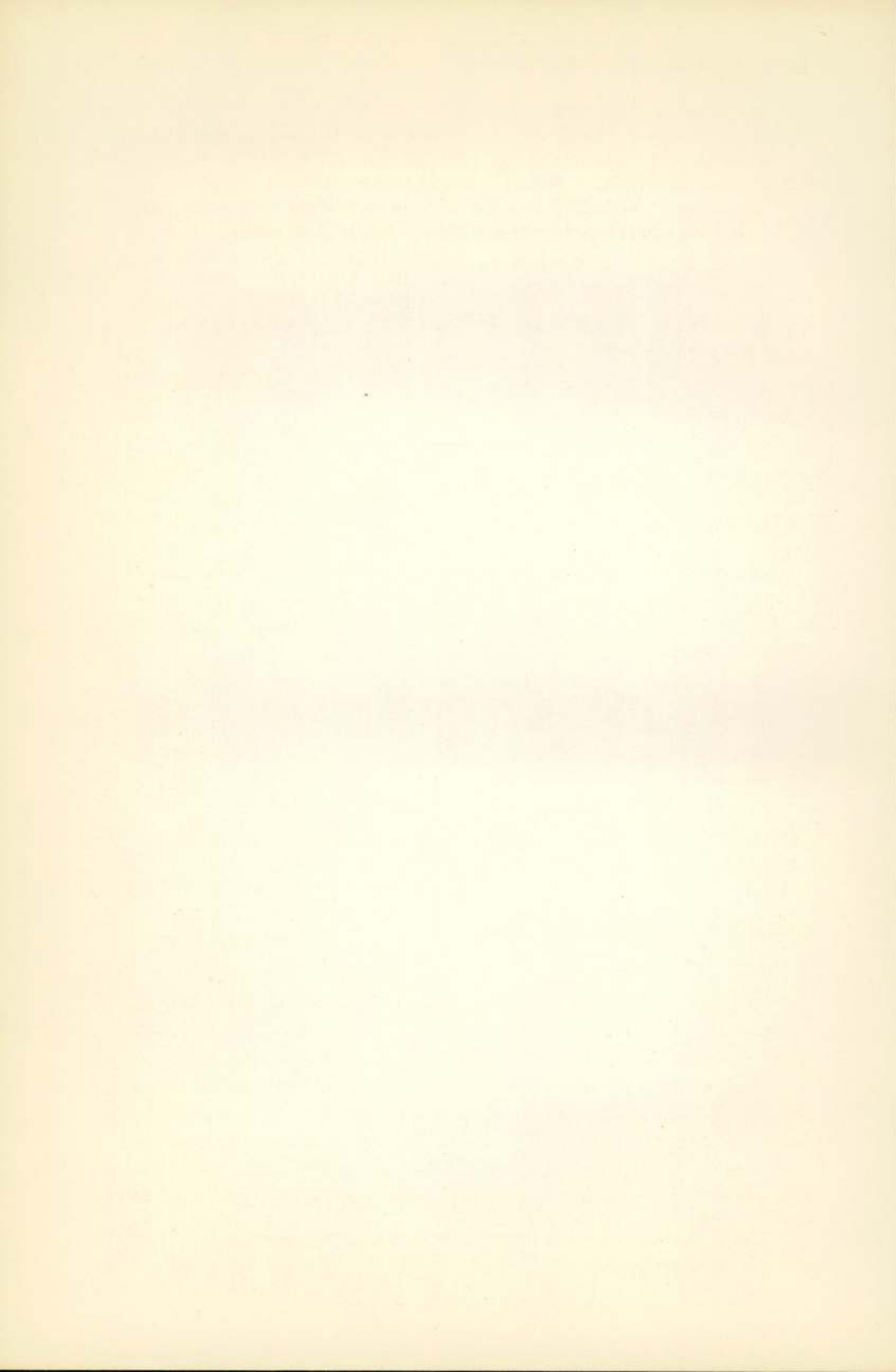
- 1) M. J. O. Strutt und A. van der Ziel: Methoden zur Kompensierung der Wirkungen verschiedener Arten von Schroteffekt in Elektronenröhren und angeschlossenen Stromkreisen. *Physica* 8, no. 1, Jan. 1941, p. 1—22.
Zie verder van dezelfde schrijvers: *Physica* 9, 1942, p. 513—527. *Physica* 9, 1942, p. 1003—1012. *Physica* 10, 1943, p. 823—826.
- 2) M. Ryle: Radio Astronomy. Reports on Progress in Physics, 12, 1950, p. 184—246.
- 3) G. C. Southworth: Microwave Radiation from the Sun. J. of the Franklin Inst. April 1945 and March 1946.
- 4) C. W. Allen and C. S. Gun: Survey of Galactic Radio Noise at 200 mc/s. *Austr. J. Sci. Res. A* 3, June 1950, p. 224—233.
J. G. Bolton and K. C. Westfold: Galactic Radiation at Radio Frequencies. I 100 mc/s Survey. *Austr. J. Sci. Res. A* 3, March 1950, p. 19—33.
G. J. Stanley and O. B. Slee: II. The Discrete Sources. *Austr. J. Sci. Res. A* 3, June 1950, p. 234—250.
J. G. Bolton and K. C. Westfold: III. The Galactic Structure. *Austr. J. Sci. Res. A* 3, June 1950, p. 251—264.
- 5) K. G. Jansky: Directional studies of atmospherics at high frequencies. *Proc. I. R. E.* 20, 1932, p. 1920.
K. G. Jansky: Electrical disturbances apparently of ex-terrestrial origin. *Proc. I. R. E.* 21, 1933, p. 1387—1398.
K. G. Jansky: Minimum noise levels obtained on short wave receiving systems. *Proc. I. R. E.* 25, 1937, p. 1517—1530.
J. S. Hey, J. W. Philips, S. J. Parsons: Cosmic radiation at 5 m wavelength. *Nature*, 157, 1946, p. 296.
G. Reber: Cosmic Static.
Proc. I. R. E. 28, 1940, p. 68.
id. 30, 1942, p. 367.
Astrophys. J. 91, 1940, p. 621.
id. 100, 1944, p. 279.
K. Fränzz: Messung der Empfängerempfindlichkeit bei ultrakurzen Wellen. *Hochf. u. El. ak.* 59, 1942, p. 105—112 en 143—144.
L. A. Moxon: The variation of cosmic radiation with frequency. *Nature* 58, 1946, p. 758.

- L. A. Moxon: The noise characteristics of radar receivers. J.I.E.E. **93** part. III A no. 6, 1946, p. 1130—1142.
- 6) R. A. Smith: Aerials for metre and decimetric wavelengths. (boek).
 - 7) R. H. Dicke: The measurement of thermal radiation at microwave frequencies. Rev. of Sc. Inst. **17**, no. 7, 1946, p. 268—275.
 - 8) W. Schottky: Ueber spontane Schwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. Ann Physik. **57**, Dec. 1918, p. 541—567.
 - 9) W. Schottky und E. Spenke: Die Raumladungsschwächung des Schroteffektes. Wissensch. Veröff. Siemenskonzern, **6**, 1937, p. 1—41.
 - 10) C. J. Bakker: Fluctuations and electron inertia. Physica **8**, 1941, p. 23—43.
 - 11) D. O. North and W. R. Ferris: Fluctuations induced in vacuum tube grids at high frequencies. Proc. I. R. E. **29**, 1941, p. 49—50.
 - 12) A. van der Ziel and A. Versnel: Induced grid noise and total emission noise. Philips Res. Rep. **3** no. 1, Febr. 1948. p. 13—23.
 - 13) M. J. O. Strutt und A. v. d. Ziel: Die Folgen einiger Elektronen-trägheitseffekte in Elektronenröhren. Physica **8** no. 1, Jan. 1941, p. 81—108.
 - 14) W. Kleen: Verstärkung und Empfindlichkeit von UKW und Dezimeter Empfangsverstärkerröhren. Telefunken Röhre, **23**, 1941, p. 293—296.
 - 15) F. L. H. M. Stumpers: Measurement of induced grid noise. W. E. **26**, 1949, p. 277—278.
 - 16) C. N. Smyth: Total emission damping with space-charge limited cathodes. Nature **157**, 1946, p. 841.
 - 17) A. van der Ziel en A. Versnel: Total emission noise in diodes. Nature **159**, 1947, p. 610.
 - 18) G. Diemer and K. S. Knol: Measurements on total emission conductance at 35 and 15 cm wavelength. Physica **15** no. 5—6, Juli 1949, p. 459—462.
 - 19) M. Ziegler: De bijdrage van de versterkerbuizen tot het ruisen van versterkers. Philips Techn. T. **2** no. 11, 1937, p. 329—334.
 - 20) C. J. Bakker: Current distribution fluctuations in multi-electrode radio valves. Physica **5**, 1938, p. 581—592.
 - 21) W. Schottky: Zur Theorie des Elektronenrauschens in Mehrgitterröhren. Ann. Physik **32**, 1938, p. 195—204.
 - 22) S. Ballantine: Fluctuation noise due to collision ionisation in electronic amplifier tubes. Physics **4**, 1933, p. 294.
 - 23) M. Ziegler: Shot effect of secondary emission I and II. Physica **3** 1936, p. 1—11 en 307—316.
 - 24) J. B. Johnson: The Schottky effect in low frequency circuits. Phys. Rev. **26**, 1925, p. 71—85.
 - 25) E. B. Moullin: Spontaneous fluctuations of voltage. (boek). Clarendon Press, Oxford 1938.
 - 26) W. Schottky: Small-shot and flicker-effect. Phys. Rev. **28**, 1926, p. 75—103.
 - 27) H. Nyquist: Thermal agitation of electric charge in conductors. Phys. Rev. **32**, 1928, p. 110—113.
 - 28) J. B. Johnson: Thermal agitation of electricity in conductors. Phys. Rev. **32**, 1928, p. 97—109.
 - 29) M. J. O. Strutt: Ultra and extreme short wave reception. (boek) Hoofdstuk 2. Van Nostrand Cy., New York 1947.

- 30) H. T. Friis: Noise figure of radio receivers. *Proc. I. R. E.* **32**, 1944, p. 419—423 en 729.
- 31) J. R. Pierce: Theory of the beam travelling-wave tube. *Proc. I. R. E.* **35**, 1947, p. 111—123.
R. Kompfner: The travelling wave valve. *Wireless W.* **52**, 1946, p. 369—372.
A. V. Haeff: The electron wave tube. *Proc. I. R. E.* **37**, 1949, p. 4—10.
- 32) W. Kleen: Die Grenzempfindlichkeit fundamentaler Röhrensaltungen. *Frequenz* **3** no. 7, 1949, p. 209—216.
- 33) W. Kleen: Das Rauschen der Empfänger. *F.T.Z.* 1951. Heft 1 p. 19—25. Heft 2 p. 56—63.
- 34) A. van der Ziel: Theory of grounded grid amplifiers. *Philips Res. Rep.* **1** no. 5, 1946, p. 381—399.
- 35) A. van der Ziel en A. Versnel: The noise factor of grounded grid valves. *Philips Res. Rep.* **3** no. 4, 1948, p. 255—270.
- 36) A. van der Ziel en A. Versnel: Measurements of noise factors of pentodes at 7,25 m wavelength. *Philips Res. Rep.* **3** no. 4, 1948, p. 121—129.
- 37) M. J. O. Strutt: Zie 29, hoofdstuk 6.
- 38) S. N. van Voorhis: Microwave receivers (boek) Hoofdstuk 4. M.I.T.serie no. 23, McGraw-Hill, New York 1948.
- 39) L. A. Moxon: Zie onder 5.
- 40) P. G. Sulzer: Noise figures for receiver input circuits. *Tele-Tech.* May 1949, p. 40—42 en 57.
- 41) H. Goldberg: Some notes on noise figures. *Proc. I. R. E.* **36**, 1948, p. 1205—1214.
- 42) H. Wallman, Macnee and Gadsen: A low-noise amplifier. *Proc. I. R. E.* June 1948, p. 700—709.
- 43) G. Diemer and K. S. Knol: Low level triode amplifier for microwaves. *Philips Res. Rep.* **5** no. 2, 1950, p. 153—154.
- 44) Pound and Durand: Microwave mixers (boek). M.I.T.serie McGraw-Hill, New York 1948.
- 45) Torrey and Whitman: Crystal rectifiers. (boek) M.I.T.serie, McGraw-Hill, New York, 1948.
- 46) H. F. Mataré: Statistische Schwankungen in Halbleitern. *Z. für Naturf.* **4a**, 1949, p. 275—283.
- 47) W. E. Stephens: Crystal rectifiers. *Electronics*, **19**, July 1946, p. 112—120.
- 48) I. J. Melman: Noise generators and measuring technics. *Tele-Tech.*, May, June, July 1950.
- 49) Zie 38.
- 50) A. Morris: Method for determining receiver noise figures. *Tele-Tech.*, Jan. 1948, p. 38—39 en 77—78.
- 51) Zie 29. Hoofdstuk I, artikel 1—1—44.
- 52) R. E. Burgess: Noise in receiving aerial systems. *Proc. Phys. Soc.* **53**, 1941, p. 293—304.
- 53) R. E. Burgess: Fluctuation noise in a receiving aerial. *Proc. Phys. Soc.* **58**, May 1946, p. 313—321.
- 54) F. C. Williams: The response of rectifiers to fluctuation voltages. *J.I.E.E.* **80**, 1937, p. 218—226.
- 55) Over totale-emissieruis zie: J. F. Freeman: *J. of Res. Nat. Bur. of*

Standards. vol. 42, 1949, p. 75—88.

- 56) C. A. Muller: Meting van radiostraling uit de Melkweg op 1420 MHz. Tijdschr. Ned. Radiogenootschap Jan. 1952, deel XVII no. 1, p. 3—15.
- 57) G. Diemer en K. S. Knol: Geruis in elektronenbuizen bij zeer hoge frequenties. I. De diode. Philips Techn. T. **14** no. 4 April 1952. p. 93—105.
- 58) J. R. Pierce: Travelling-Wave Tubes. I. B.S.T.J. **29** 1950. p. 1—59 .
II. B.S.T.J. **29** 1950. p. 189—250.
III. B.S.T.J. **29** 1950. p. 390—460.
IV. B.S.T.J. **29** 1950. p. 608—669.
- 59) J. Moffatt: A diode noise generator. J.I.E.E. vol. 93 Part IIIA No. 8 1946. p. 1335—1338.
-



De signaal-ruis verhouding bij verschillende modulatiesystemen

door F. L. Stumpers ¹⁾

SUMMARY

A survey is given of the signal-to-noise ratio in the output of different modulation systems as a function of the same ratio in the transmission channel and of the necessary bandwidth. Pulse and carrier wave systems are taken into account.

Attention is drawn to the noise-improvement threshold. It is shown that coded systems, like PCM and deltamodulation, are nearly immune to the noise in the channel, but that in their case an approximation direct at the start introduces quantization noise.

Inleiding.

Gabor heeft de volgende indeling der communicatietheorie voorgesteld:

Theorie der signalen	{	Signaalanalyse.
	{	Bepaalde transformaties van signalen.
Statistische communicatie theorie	{	Toevallige transformaties van signalen.
	{	Informatie waarde van signalen.

Het doel der signaalanalyse is een volledige beschrijving van al die kenmerken van signalen, waardoor informatie kan worden overgebracht. Aan ieder modulatiesysteem ligt zo'n kenmerk ten grondslag. Bij een sinusvormige draaggolf komen amplitude, phase en frequentie in aanmerking. De omzetting van een laagfrequente boodschap in een gemoduleerd signaal van hogere frequentie behoort tot het gebied van de bepaalde transformaties, evenals omzetting van een soort modulatie in

¹⁾ Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Nederland.

een andere. Ook de niet-lineaire distorsie wordt hiertoe gerekend. Bij beide is het gehele proces voorspelbaar. Dit is niet meer het geval, wanneer in het communicatiekanaal ruis bij het signaal komt. Daarom vormen de toevallige transformaties van signalen door ruis een aparte tak. Tenslotte heeft eerst de moderne informatietheorie het middel gegeven om de hoeveelheid informatie in een mengsel van een ruis en signalen vast te stellen. Dit vormt een grondslag voor een objectieve vergelijkende beoordeling van modulatiesystemen.

Met weglating van versterkers krijgen we schematisch de volgende opbouw:

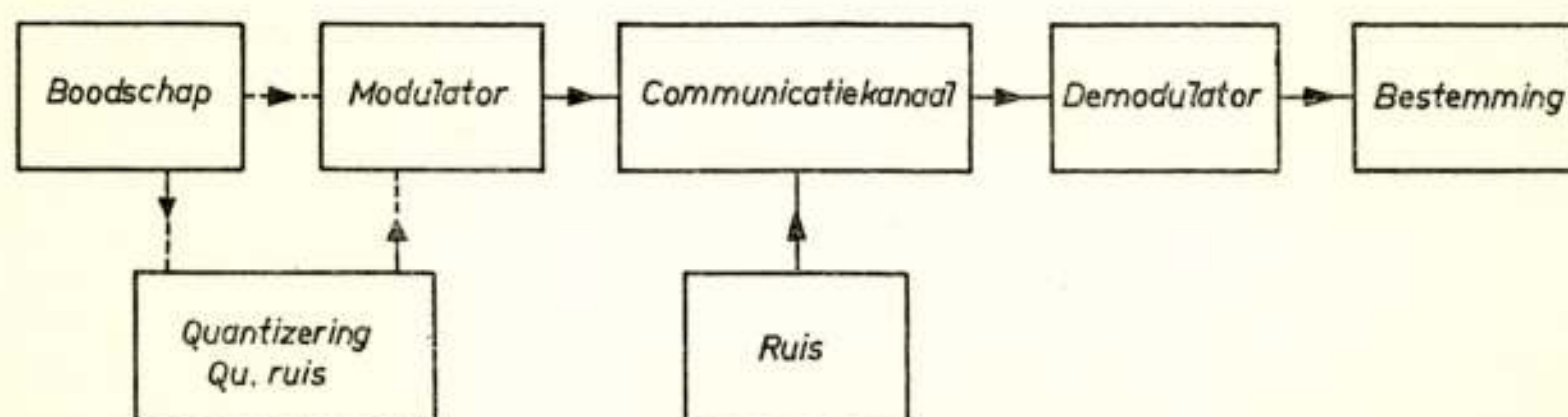


Fig. 1

Schematisch overzicht van het overbrengen van informatie door communicatiekanalen met behulp van modulatiesystemen.

Bij de klassieke opbouw streeft men er naar de invloed van de ruis op communicatie zo klein mogelijk te houden. In iedere nieuwe aansluitende verbinding heeft de ruis weer een effect, dat cumulatief is met de effecten in voorgaande kanalen. Bij de opbouw met codemodulatiesystemen neemt men genoegen met een benadering aan het begin. Hier ontstaat dan de quantizeringsruis. Daardoor wordt het systeem immuun voor de invloed van ruis in het communicatiekanaal en kunnen, na ieder kanaal, de oorspronkelijke pulsen weer hersteld worden, zodat nu geen cumulatie van fouten meer optreedt.

We zullen nu behandelen:

- A Klassiek
 1. Draaggolfsystemen.
 2. Impulsmodulatiesystemen.
- B Code
 1. Impulscodemodulatie.
 2. Deltamodulatie.

I. *Draaggolfsystemen.*

Het eenvoudigst systeem wordt gevormd door de *amplitude-*

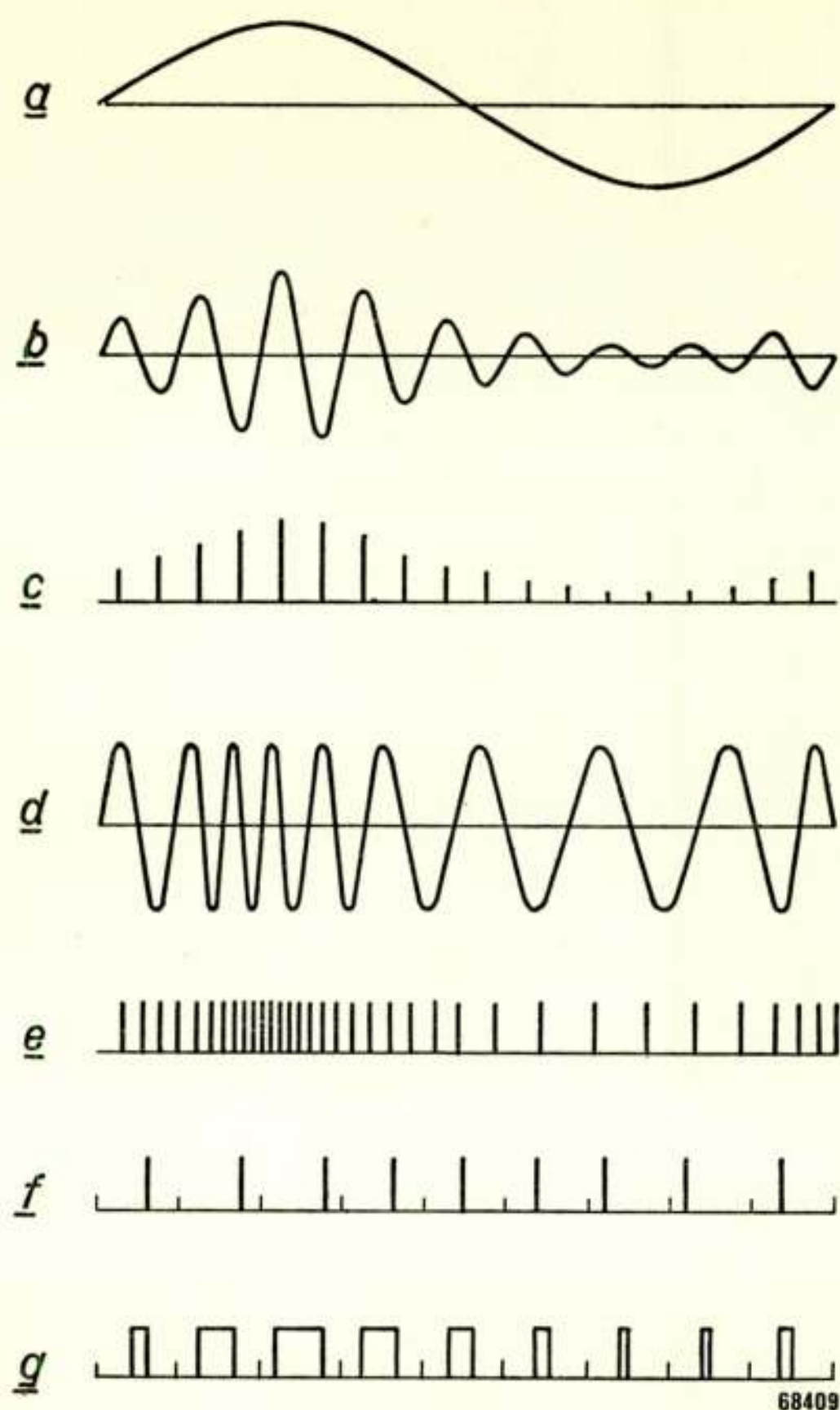


Fig. 2.

Diverse niet-gequantiseerde modatiesystemen. a) Het modulerende signaal. b) Draaggolf-amplitudemodulatie. c) Impulsamplitudemodulatie. f) Impulstijdmodulatie (let op de door streepjes aangegeven intervallen waarbinnen elke impuls zich kan bewegen). g) Impulsduurmodulatie.

modulatie. Aan de ingang van de demodulator krijgen we een spanning:

$$(1 + a \cos pt) \cos \omega t + \sum \{a_n \cos \omega_n t - b_n \sin \omega_n t\}.$$

Hierin zijn:

a: de modulatiediepte

p: de frequentie van het over te brengen signaal (bijv. audio-frequent)

ω : de draaggolffrequentie

ω_n : de frequenties der Fourier componenten van de ruis, waargenomen gedurende een bepaalde tijd T (dus $\omega_{n+1} - \omega_n = 2\pi/T$)

a_n, b_n : de amplitudes der Fourier-componenten.

Wanneer de ruis klein is t.o.v. het signaal, krijgen we na detectie:

$$a \cos pt + \sum \{ a_n \cos (\omega_n - \omega) t - b_n \sin (\omega_n - \omega) t \}$$

In het communicatiekanaal zelf is de nuttige energie $C = \frac{1}{2} + \frac{a^2}{4}$ en de ruisenergie $N = 2\omega_a D$, wanneer D de ruisenergie per eenheid van bandbreedte ($\text{rad} \cdot \text{sec}^{-1}$), en ω_a de laagfrequente bandbreedte is.

Na ontvangst is de nuttige energie $S = \frac{a^2}{2}$ en de ruisenergie $R = 2\omega_a D$.

$$\text{Dus in het kanaal } \frac{C}{N} = \frac{1 + \frac{a^2}{2}}{4\omega_a D}; \text{ na detectie } \frac{S}{R} = \frac{a^2}{4\omega_a D}.$$

Bij één zijband modulatie met behoud van de draaggolf:

$$\frac{C}{N} = \frac{1 + a^2/4}{2\omega_a D} \quad \frac{S}{R} = \frac{a^2}{8\omega_a D}.$$

Indien men ook nog de draaggolf onderdrukt, wordt

$$\frac{C}{N} = \frac{S}{R} = \frac{a^2}{8\omega_a D}.$$

We hebben uitdrukkelijk gezegd, dat de ruis klein moest zijn ten opzichte van de draaggolf. Dan kunnen we nl. de mengtermen tussen de ruiscomponenten onderling weglaten. Boven een bepaalde waarde van de ruis moet men deze termen wel in aanmerking nemen, zodat de ruis na detectie sneller toeneemt. Zie Lawson-Uhlenbeck¹⁾ 7.2. pgs. 152—161. Men kan de ruisdrempel verlagen door coherente detectie, dus door toevoeging van een signaal in phase met de oorspronkelijke draaggolf.

Bij frequentiemodulatie wordt het signaal aan de ingang van de demodulator:

$$\cos \left(\omega t + \frac{\Delta \omega}{p} \sin pt \right) + \sum a_n \cos \omega_n t - b_n \sin \omega_n t.$$

Hierin is $\Delta \omega$ de frequentiezwaai. De verdere grootheden zijn reeds eerder gedefinieerd.

Na detectie

$$\Delta \omega \cos pt + \Sigma \{ (\omega_n - \omega) a_n \cos (\omega_n - \omega) t - (\omega_n - \omega) b_n \sin (\omega_n - \omega) t \}$$

In het kanaal: Bandbreedte $2 \Delta \omega$, signaal $\frac{1}{2}$, Ruis $2 \Delta \omega D$,

$$\frac{C}{N} = \frac{1}{4 \Delta \omega D}.$$

Na detectie: Bandbreedte ω_a , signaal $\frac{(\Delta \omega)^2}{2}$, Ruis $\frac{2 \omega_a^3 D}{3}$,

$$\frac{S}{R} = \frac{3 (\Delta \omega)^2}{4 \omega_a^3 D}.$$

Men ziet hieruit dat bij dit systeem ten koste van een grotere bandbreedte een betere signaal-ruis verhouding in de ontvanger wordt verkregen. Een duidelijk drempel-effect²⁾ treedt op, zodra $\frac{C}{N} < 10$ wordt.

II. Impulsmodulatie-systemen.

Men kan behalve met behulp van een sinusvormige draaggolf ook informatie overbrengen met behulp van impulsen. Wanneer er geen ruis bij kwam zou men een laagfrequente band op deze wijze zelfs geheel nauwkeurig kunnen overbrengen. Dit berust op de volgende stelling, die o.a. door Shannon³⁾ wordt bewezen:

Stelling: Een signaal, dat geen frequenties hoger dan W_0 per sec. bevat, kan slechts $2 W_0$ onafhankelijke waarden per seconde aannemen, en de amplituden op een verzameling van punten, τ_0 seconden uiteen, met een $\tau_0 = \frac{1}{2 W_0}$, bepalen het signaal geheel. Men bedenke, dat $2 W_0 T$ coëfficiënten van de Fourier-reeks ook een continue functie in een interval T geheel beschrijven, wanneer de functie geen frequenties hoger dan W_0 bevat.

Bij *impuls-amplitudemodulatie* wordt de amplitude der impulsen direct gegeven door de amplitude van het laagfrequent signaal, evenals dit bij gewone amplitudemodulatie het geval is.

Wanneer $|f(\omega)|$ de amplitudekarakteristiek van het filter in

de ontvanger is, en $F(t)$ de hoogte van de impuls na doorgang door dat filter voorstelt, wordt de ruisenergie na detectie bepaald door:

$$\frac{D \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\omega)|^2 d\omega}{F^2(t)}.$$

Het Fourier spectrum van de impulsen met herhalingsfrequentie ω_1 , zij $\sum A_k e^{ik\omega_1 t}$ of, na doorgang door het filter $\sum A_k f(k\omega_1) e^{ik\omega_1 t}$.

Indien de impulsen smal zijn ten opzichte van de herhalings-tijd $\frac{2\pi}{\omega_1}$ kunnen we voor de verhouding van ruisenergie tot signaalenergie schrijven:

$$\frac{R}{S} = \frac{D \omega_1 \sum |f(k\omega_1)|^2}{\left| \sum A_k f(k\omega_1) e^{ik\omega_1 t} \right|^2}$$

Volgens een stelling van Schwarz ⁴⁾ wordt dit minimaal, wanneer $f^*(k\omega_1) = A_k e^{ik\omega_1 t}$. Men berekent gemakkelijk, dat hieruit volgt voor de signaal-ruis verhouding na detectie in een frequentiegebied 0, ω_a $\frac{S}{R} = \frac{a^2}{4\omega_a D}$, bij gelijke signaalenergie ($\frac{1}{2}$) als in de reeds behandelde systemen. De meerdere benodigde bandbreedte uit zich dus niet in een verbeterde signaal-ruis verhouding. Wel kan men de tijd tussen de impulsen voor het overbrengen van andere signalen benutten (tijd-multiplex).

Impuls-frequentiemodulatie ⁵⁾ kan men uit de eerder behandelde frequentiemodulatie laten ontstaan, wanneer men telkens een impuls geeft, op het ogenblik, dat het in frequentie gemoduleerde signaal door nul gaat. Ook hiervoor kan men afleiden, wat de gunstigste frequentiekarakteristiek van de ontvanger is.

De herhalingsfrequentie zij ω_1 (d.w.z. afstand der impulsen zonder modulatie $\frac{2\pi}{\omega_1}$ sec.) en de frequentiezwaai $\beta \omega_1$.

Het resultaat hangt nu van de gebruikte impulsvorm af, hoewel niet sterk. Wij hebben de volgende pulsvormen beschouwd:

a) Gaussische kromme $e^{-d^2 t^2}$

b) en c) Driehoekige en trapeziumvormige pulsen, zoals geschetst in fig. 3.

d) De pulsvorm weergegeven door de formule

$$f(t) = \frac{1 + \cos 2 \pi f_2 t}{2} \text{ voor } |t| \leq \frac{1}{2 f_2}, \text{ en } f(t) = 0 \text{ voor } |t| \geq \frac{1}{2 f_2}.$$

Wij hebben nu de impulsfrequentiemodulatie vergeleken met gewone draaggolffrequentiemodulatie.

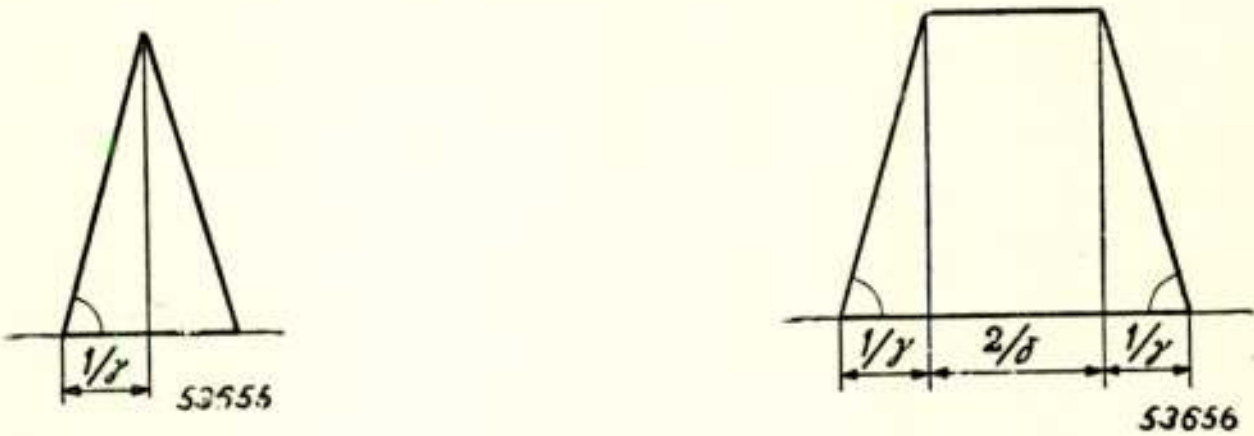


Fig. 3
Links: Geïdealiseerde driehoekige impulsform.
Rechts: Geïdealiseerde trapezoidale impulsform.

Het resultaat is weergegeven in de volgende tabel:

Vorm van de puls	Benodigde band (95% energie)	$\left(\frac{S}{R}\right) p.f.m. = A \left(\frac{S}{R}\right) f.m.$
		A
$e^{-\alpha^2 t^2}$	3,92 α	$\frac{\alpha^2 \beta^2}{\Delta \omega^2} \cong \frac{\beta^2}{4}$
Driehoek	3,14 γ	$\frac{3 \beta^2 \gamma^2}{\Delta \omega^2} \cong 1,2 \beta^2$
Trapezium (γ = δ)	2 γ	$\frac{1,2 \beta^2 \gamma^2}{\Delta \omega^2} \cong 1,2 \beta^2$
$\frac{1 + \cos 2 \pi f_2 t}{2}$	2 π f ₂	$\frac{4 \beta^2 \pi^2 f_2^2}{3 \Delta \omega^2} \cong 1,3 \beta^2$

Bij impuls-tijdmodulatie wordt de impuls verplaatst over een afstand evenredig met de grootte van het laagfrequente signaal.

Bij impuls-lengtemodulatie gaat de breedte of duur van de im-

puls omhoog of omlaag met de grootte van het laagfrequente signaal.

Deze systemen liggen qua rui-eigenschappen in tussen PAM en PFM.

Bij alle tot dusver behandelde systemen zijn de effecten van ruis in opeenvolgende kanalen cumulatief.

In de twee volgende systemen stelt men zich reeds voor de uitzending met een benadering tevreden, maar eist dan, dat deze bij de uitzending verder onaangetast blijft.

Het systeem der impuls-codemodulatie werd in 1921 door Rainey aangegeven en na 1938 later door Reeves Shannon e.a. verder uitgewerkt. Het berust weer op twee principes. Het ene hebben we reeds genoemd, nl. dat in een kanaal met bandbreedte W slechts $2W$ onafhankelijke gegevens per seconde binnen komen. Het tweede principe is dat der quantizing. We gaan het signaal benaderen door slechts bepaalde discrete niveaus uit te zenden. Daarbij ontstaat om te beginnen een fout, afhankelijk van het hoogteverschil der niveaus. Deze fout heeft het karakter van ruis, en wordt quantizeringsruis genoemd. Wanneer het signaal eenmaal is gequantiseerd, kan het zonder verlies in kwaliteit worden verder gezonden, zo lang de ruis in het kanaal niet te groot is, om te herkennen, welk niveau bedoeld is. Een gequantiseerd signaal kan overgezonden worden door gewone impulsen, die slechts discrete waarden mogen aannemen. Wanneer er echter veel amplitudes te onderscheiden zijn, is het moeilijk aan te geven welk niveau precies bedoeld wordt. Aan de andere kant is het gemakkelijk om te bepalen, of een impuls er al dan niet is. We gebruiken nu verschillende pulsen tesamen als één codegroep, om de gequantizeerde amplitude op een bepaald moment vast te leggen. Iedere impuls kan aanwezig zijn (1) of niet, 0. Met 3 impulsen kunnen we 8 niveaus vastleggen, bijv.

0	0 0 0
1	0 0 1
2	0 1 0
3	0 1 1
4	1 0 0
5	1 0 1
6	1 1 0
7	1 1 1

Analog 128 niveaus met 7 impulsen.

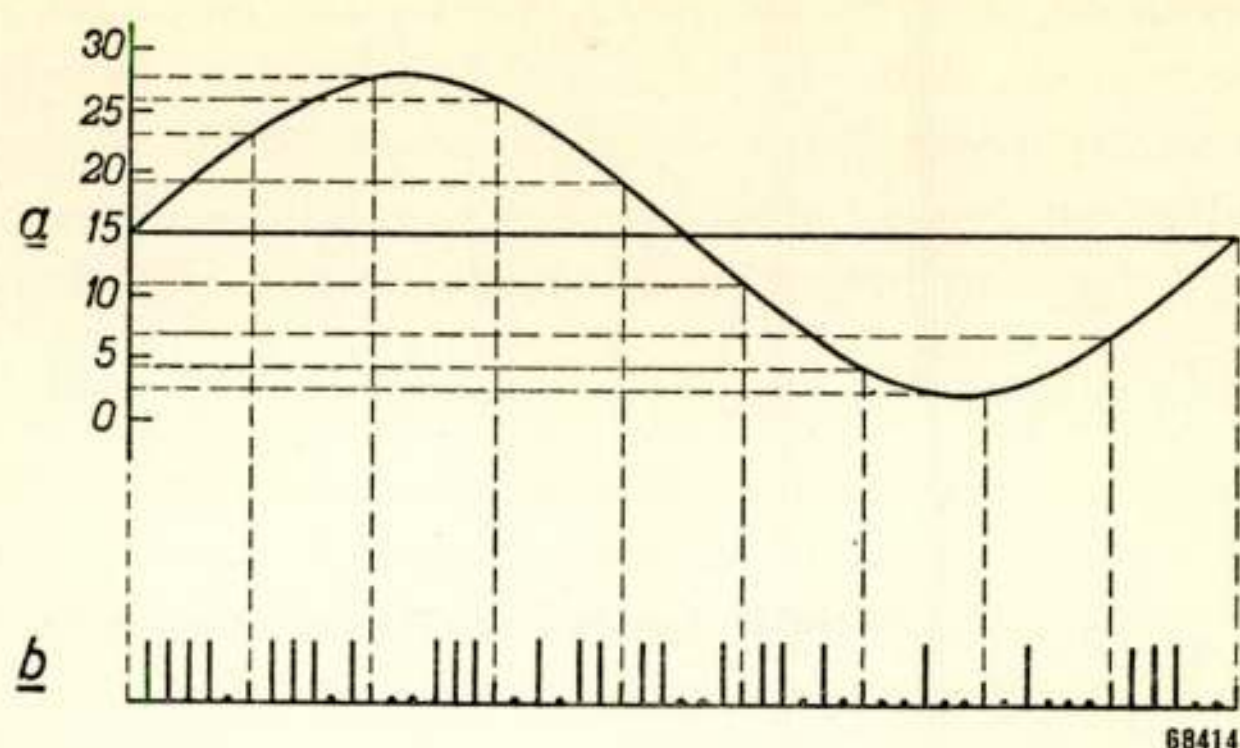


Fig. 4

Principe van de impuls-codemodulatie met codegroepen van 5 impulsen. De waarde van het uit te zenden signaal (a) aan het begin van elk tijdinterval overeenkomend met een codegroep wordt afgerond tot een der discrete waarden 0 tot 31 en vertaald in een impulspatroon (b). Dit patroon wordt gevormd door het al dan niet aanwezig zijn van impulsen op de 5 door punten aangegeven plaatsen binnen de groep. Men past het systeem toe, dat elke plaats correspondeert met een „binaal” in het tweetallig stelsel, en drukt de grootte van de amplitude op deze wijze uit in het tweetallig stelsel.

Hoeveel kans bestaat er, dat we over het al of niet bestaan van een impuls na doorzending over een communicatiekanaal onjuist worden geïnformeerd? Dit hangt af van de signaalruisverhouding in het kanaal. Wanneer men in het kanaal witte ruis heeft, hetgeen wil zeggen, dat de energie gelijkmatig over het spectrum is verdeeld, en de amplitude distributie Gaussisch is, krijgt men het volgende resultaat:

C/N	Waarschijnlijkheid van een fout	Eén fout per
13,3 dB	10^{-2}	10^{-3} sec.
17,4 dB	10^{-4}	10^{-1} sec.
19,6 dB	10^{-6}	10 sec.
21,0 dB	10^{-8}	20 min.
22,0 dB	10^{-10}	1 dag
23,0 dB	10^{-12}	3 maanden

Er treedt dus een duidelijke drempel op bij ca. 20 dB. Is het signaal eenmaal boven deze drempel, dan geeft een com-

municatiekanaal geen fouten meer. Er treden ook geen cumulatieve effecten op, want in ieder versterkerstation kan men de impulsen vernieuwen.

We zullen nu een schatting maken van de quantizeringsruis⁶⁾. In de omgeving van het gequantizeerde niveau OQ worden de punten OP , die minder dan het halve quantum $\frac{a}{2}$ van OQ verschillen, als OQ uitgezonden. Wanneer we aannemen, dat alle amplituden in deze omgeving even waarschijnlijk zijn, is het gemiddeld kwadraat van de amplitudefout

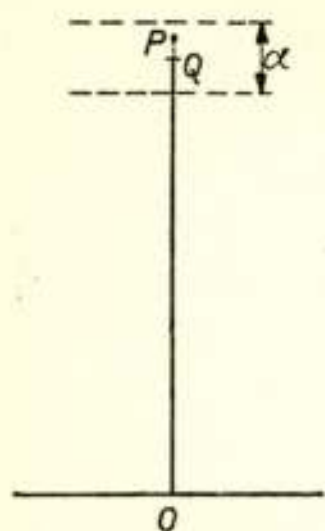


Fig. 5

Bij quantizing worden de punten P , die minder dan $\frac{a}{2}$ van Q verwijderd zijn, als Q uitgezonden. In de tekst wordt de fout, hierdoor ontstaan, geschat.

$$R_q = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} x^2 dx = \frac{a^2}{12}.$$

Wanneer alle s amplitude stappen met gelijke waarschijnlijkheid voorkomen, is de signaalenergie

$$S = \frac{s^2 a^2}{12}.$$

Een maat voor de quantizeringsruis is $\frac{S}{R_q} = s^2$.

Bij 128 niveaus dus 16384 of 42 dB.

Men kan gemakkelijk een analoge berekening maken voor geval de signaalamplituden een Gaussische verdeling hebben. Kiest men weer stappen van gelijke hoogte, dan vindt men bij 128 niveaus en geschikte keuze der stappen 38 dB voor de quantizeringsruis. In beide gevallen is geen rekening gehouden met het feit, dat de ruisenergie gedeeltelijk buiten het hoorbare gebied valt.⁷⁾

Welk effect heeft een vergroting van het aantal niveaus?

Indien s het aantal niveaus is, hebben we $2 \log s$ impulsen nodig om de amplitude in een punt vast te leggen. Een laagfrequent signaal met bandbreedte W perioden/sec. moet in $2W$ aequidistante punten per seconde worden gegeven. Totaal hebben we $2W \log s$ impulsen per seconde nodig.

De logarithme van de signaal-ruisverhouding is dus evenredig met de bandbreedte. De „ruil” van bandbreedte tegen signaal-

ruisverhouding geschiedt hier dus onder gunstiger omstandigheden dan bij frequentiemodulatie.

Bij *deltamodulatie*⁸⁾ past men eveneens een benadering van het signaal toe door een trapjescurve, nu echter zijn de stappen

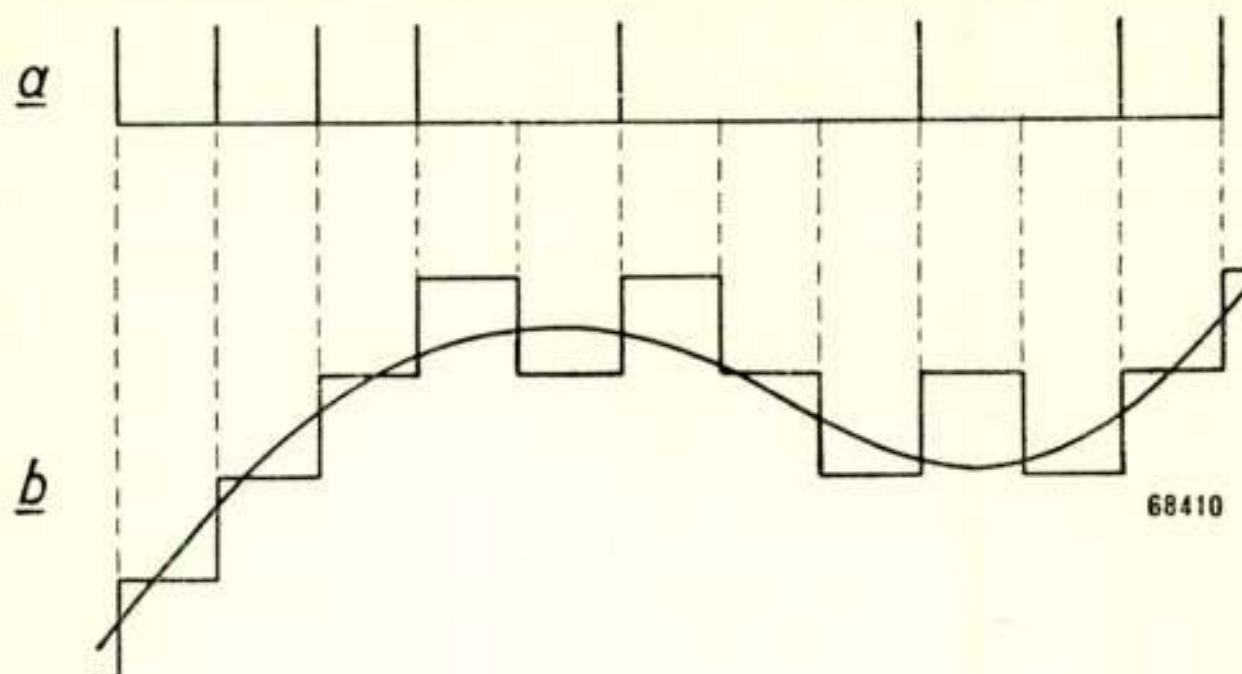


Fig. 6

Principe van de impuls-codemodulatie met codegroepen van 5 impulsen. De waarde van het uit te zenden signaal (a) aan het begin van elk tijdinterval overeenkomend met een codegroep wordt afgerond tot een der discrete waarden 0 tot 31 en vertaald in een impulspatroon (b). Dit patroon wordt gevormd door het al dan niet aanwezig zijn van impulsen op de 5 door punten aangegeven plaatsen binnen de groep. Men past het systeem toe, dat elke plaats correspondeert met een „binaal” in het tweetallig stelsel, en drukt de grootte van de amplitude op deze wijze uit het tweetallig stelsel.

steeds van gelijke hoogte. Naarmate het voor de benadering beter is om een stap naar boven of een stap naar beneden te doen, wordt al dan niet een impuls uitgezonden. De trapjescurve levert na door een electrisch netwerk te zijn gestuurd een benadering van het oorspronkelijke signaal. Door tegenkoppeling en meervoudige integratie wordt deze benadering nog verfijnd. Om bij de uitzending van spraak een bepaalde weergavekwaliteit te bereiken, heeft dit systeem ongeveer 40% meer bandbreedte nodig dan impuls-codemodulatie. Daar tegenover staat, dat met een veel eenvoudiger apparatuur gewerkt kan worden.

Literatuur

- 1) J. L. Lawson — G. E. Uhlenbeck: Threshold-signals, New-York 1950, Rad. Lab. Series, vol. 24.
 - 2) S. O. Rice: Statistical properties of a sine wave plus random noise. Bell. Syst. Tech. Journ. **27**, 109—157, 1948.
F. L. H. M. Stumpers: Theory of frequency-modulation noise. Proc. Inst. Rad. Engrs. **36**, 1324—1331, 1948.
 - 4) J. H. van Vleck, D. Middleton: A theoretical comparison of the visual, aural and meter reception of pulsed signals in the presence of noise. Journ. Appl. Phys. **11**, 840—971, 1946.
 - 5) F. L. H. M. Stumpers: Noise in a pulse-frequency-modulation System. Philips Research Reports, **3**, 241—254, 1948.
 - 6) H. F. Mayer: Principales of pulse-code-modulation. Advances in Electronics vol. III, 221—260, 1950.
 - 7) W. R. Bennett: Spectra of quantized signals. Bell. System. Tech. Jour. **27**, 446—472, 1948.
 - 8) J. F. Schouten, F. de Jager, J. A. Greefkes: Deltamodulatie, een nieuw modulatiesysteem voor telecommunicatie. Philips Techn. Tijdschrift **13** 249—258, 1951.
-

Intermodulatieruis

door J. L. Bordewijk **)

SUMMARY

In multi-channel (telephony) transmissionsystems deviations from the linearity of several characteristics of the elements of the transmission system (for instance modulators, amplifiers) cause cross-modulation. This means that in all parts of the used frequency band interference voltages originate, which present themselves as cross-talk. When the number of channels gets larger, this cross-talk obtains the character of noise, i.e. intermodulation noise.

Generally speaking, the increase of the ratio of the signal to the basic disturbances of the transmission system (various kinds of thermal noises) will tend to increase the intermodulation noise, if the construction of the system remains the same. Therefore at the point where cross-modulation noise and basic noise contribute approximately equal parts, an optimum signal to total noise ratio will generally occur. Methods of calculations are i.a. based on the counting of intermodulation-products. A simple computation can be obtained if the speech in the channels is replaced by a noise spectrum. The intermodulation spectrum can then be determined by direct multiplication of energy spectrums as well as by the aid of correlation functions.

Indeling

1. Storend bij te hoog signaalniveau
2. Overdracht van meer kanalen in één band
3. Relayering
4. Signaal/ruisverhouding in verband met dimensionering van transmissiesystemen
5. Belang van de berekening van de intermodulatieruis
6. Programma
7. Elementaire intermodulatie
8. Berekeningsmethoden
9. Frequentiemethode
10. Tijdmethode
11. Optelling van intermodulatie bijdragen van meerdere secties.
12. Toepassing.

**) Centraal Laboratorium der PTT

1. *Storend bij te hoog signaalniveau.*

De *intermodulatieruis*, waarover deze voordracht handelt, is tot op zekere hoogte een buitenbeentje, vergeleken bij de andere soorten ruis, waarover bij dit symposium wordt gesproken. In tegenstelling tot de „gewoonte” van ruisspanningen om bij te *lage* signaalniveaux het eigenlijke signaal te infiltreren treedt de intermodulatieruis op bij te *hoge* signaalniveaux. Het gevolg hiervan is, dat bij die transmissiesystemen, waar de intermodulatieruis een rol speelt, een *meest gunstig* signaalniveau is aan te wijzen. Dit wordt in het hier volgende nagegaan.

2. *Overdracht van meer kanalen in één band.*

De huidige transmissietechniek verschaft de mogelijkheid om brede, met informatie gevulde, frequentiebanden over grote afstand te vervoeren. In de draaggolftelefonie wordt hiervan gebruik gemaakt door per gesprek een bandje van b.v. 4 kHz te reserveren, zodat, na geschikt moduleren en filteren, tal van gesprekken als één veelomvattend electrisch signaal kunnen worden overgebracht. Dit transport kan van diverse modulatiesystemen gebruik maken, zoals ze U door dr F. L. Stumpers werden geschetst. Bij de overdracht over kabels wordt gewoonlijk gebruik gemaakt van een directe indeling van de frequentieband op amplitudemodulatiebasis met onderdrukking van één zijband. Door toepassing van coaxiale kabels kan men bij de huidige stand der techniek ca 1000 kanalen per coaxiale pijp, d.i. per dubbelleiding, transporteren. Hierbij is de benodigde frequentieband dan 4 à 5 MHz.

Ook wordt een zo gevormde 4 MHz-band wel via frequentiemodulatie met behulp van parabolische antennes als gerichte straling overdragen in het golfbereik van 3—30 cm.

3. *Relayering.*

Bij deze beide systemen, dus bij de kabeloverdracht zowel als bij de straalverbinding, vindt op regelmatige afstanden relayering plaats om het in een voorafgaande sectie verzwakte signaal weer op te voeren tot het zendniveau. Dit geschiedt helaas bij beide systemen onder handhaving respectievelijk bijvoeging van storingselementen als thermische en intermodulatieruis.

4. *Signaal/ruisverhouding in verband met dimensionering van transmissiesystemen.*

Als basisregel voor de dimensionering van een transmissiesysteem als bovengenoemd kan gelden, dat de kosten bij gegeven (liefst internationaal vastgelegde) kwaliteitseisen minimaal dienen

te zijn. Onder kosten dienen we te verstaan *alle* kosten gedurende de totale levensduur van een systeem.

Eén van de belangrijke kwaliteitseisen betreft de grootte van de signaal/ruisverhouding. Neemt het signaal ergens op de transmissieweg een zodanig laag niveau aan, dat het van de orde van grootte wordt van basisstoringen, zoals elektronische ruis, thermische ruis e.d., dan worden bij het opnieuw versterken deze basisstoringen meeversterkt en wordt de signaal/ruisverhouding onherstelbaar geschaad. De signaal/ruisverhouding wordt eveneens ernstig geschaad, indien om het eerstgenoemde euvel te voorkomen het uitgangsniveau van een A.M.-relaisstation of de frequentiezwaai van een F.M.-relaisstation zodanig moet worden opgevoerd, dat er een ernstige niet-lineaire vervorming optreedt ten gevolge van een in een niet voldoende groot gebied lineair zijnde amplitude- respectievelijk fazekarakteristiek. Deze niet-lineaire vervorming geeft aanleiding tot het ontstaan van stoorproducten, die bij een meerkanalsysteem het karakter van een ruisspanning aannemen ten gevolge van het zeer grote aantal der stoorproducten, die in een gestoord kanaal vallen.

5. *Belang van de berekening van de intermodulatieruis.*

Het uitbreiden van het lineaire gebied van de transmissiekarakteristieken brengt in het algemeen een aantal directe en indirecte kostenverhogingen met zich mede. Het is derhalve zaak een gegeven lineair gebied zo goed mogelijk uit te buiten.

Ook het vergroten van het aantal relaisstations, met het doel het hoogste en laagste niveau dicht bij elkaar te leggen, brengt uiteraard grote kosten mede. Bovendien is dit laatste niet ad infinitum mogelijk, daar er een mathematische grens bestaat, waarboven vergroting van het aantal secties achteruitgang geeft in de signaal/ruisverhouding (zie par. 12).

Het verkleinen van de kilometrische demping van het transmissiemedium, indien al mogelijk, vergroot ook de kosten. Het is dus evident, dat het uit kosten oogpunt zeer gewenst is de diverse ruisbronnen in een systeem te kunnen berekenen, ten einde in staat te zijn hun invloed zo klein mogelijk te maken.

6. *Programma.*

In het volgende worden deze problemen nagegaan voor een A.M.-systeem, waarvoor deze intermodulatieberekeningen reeds door diverse auteurs zijn beschreven, zij het dat er nog een

aantal punten openstaat ¹⁾). Intermodulatieberekeningen in F.M.-systemen zijn wel reeds gepubliceerd, maar toch is dit gebied nog in „statu nascendi” ²⁾).

7. *Elementaire intermodulatie.*

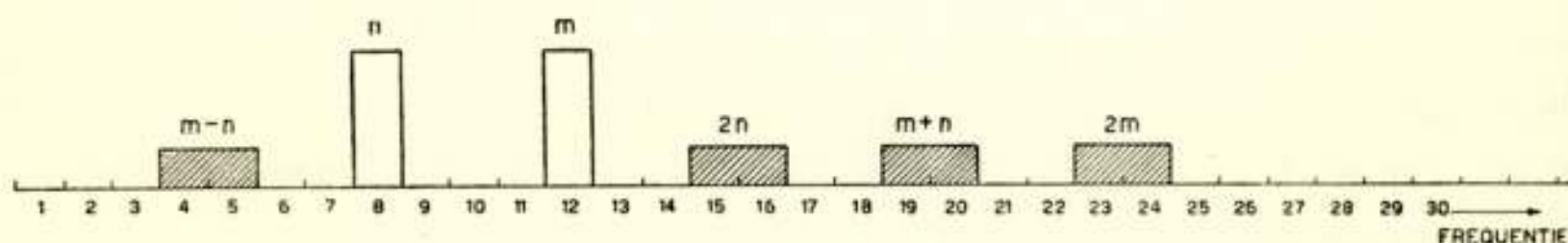


Fig. 1.

Frequentie-indeling van een meerkanalen systeem.

In figuur 1 is een frequentie-indeling van een meerkanalen-systeem aangegeven. In de kanalen n en m (8 en 12) wordt een signaal aanwezig ondersteld. Sturen we de som van deze twee signalen door een versterker met de karakteristiek:

$$u(t) = a \cdot i(t) + b \cdot \{i(t)\}^2 \quad (1)$$

dan ontstaan er intermodulatieproducten door vorming van som- en verschilfrequenties in de kanalen 4, 5, 15, 16, 19, 20, 23 en 24.

Dit overspreken kan verstaanbaar zijn (d.w.z. na demodulatie in de eindinstallatie), indien één van de signalen overwegend een sinusvormige spanning is, die bij de grens van 2 kanalen ligt. Het is derhalve zaak eventueel in een meerkanalensysteem meegezonden bewakingsspanningen e.d. een voldoende laag niveau te geven.

We onderstellen nu een groot aantal kanalen b.v. > 100 , waarvan in het drukke uur ongeveer in een vierde gedeelte (ervaringsgetal) signaalspanningen aanwezig zijn. Het is duidelijk, dat dan een vrij willekeurige stoorspanning in alle andere kanalen wordt opgewekt, die relatief ten opzichte van het niveau van $i(t)$ toeneemt, bij vergroting van $i(t)$.

Gewoonlijk is de versterkerkarakteristiek gecompliceerder:

$$u(t) = a \cdot i(t) + b \{i(t)\}^2 + c \{i(t)\}^3 + d \cdot \{i(t)\}^4 + \dots \quad (2)$$

¹⁾ Zie o.a.: B. B. J a c o b s e n, Electrical Communication, Juli 1949, p. 29-54; B e n n e t, B. S. T. J., October 1940, p. 587-610; H. J a c o b y en G. G ü n t h e r, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, 1938, p. 201-209; L. L e w i n, Electrical Communication, Juni 1951, p. 142-155.

²⁾ Zie b.v., ook voor verdere litteratuur: L. K o s t e n, Tijdschrift van het N.R.G., Mei 1952, p. 117 t/m 154; W. H. v a n Z o e s t, intern rapport, Centr. Lab. P.T.T.

In het algemeen zal men echter met de spanningsniveaux zo laag dienen te blijven, dat het meenemen van 2e en 3e graads-termen in eerste instantie voldoende is.

Stuurt men nl. een sinusvormige spanning met variabel niveau door een versterker met een karakteristiek volgens formule (2) en zet men verticaal de harmonische niveaux uit en horizontaal het niveau van de grondharmonische in dB 's of zo men wil op logarithmische schaal, dan verkrijgt men ongeveer een

beeld als in figuur 2 is aangegeven.

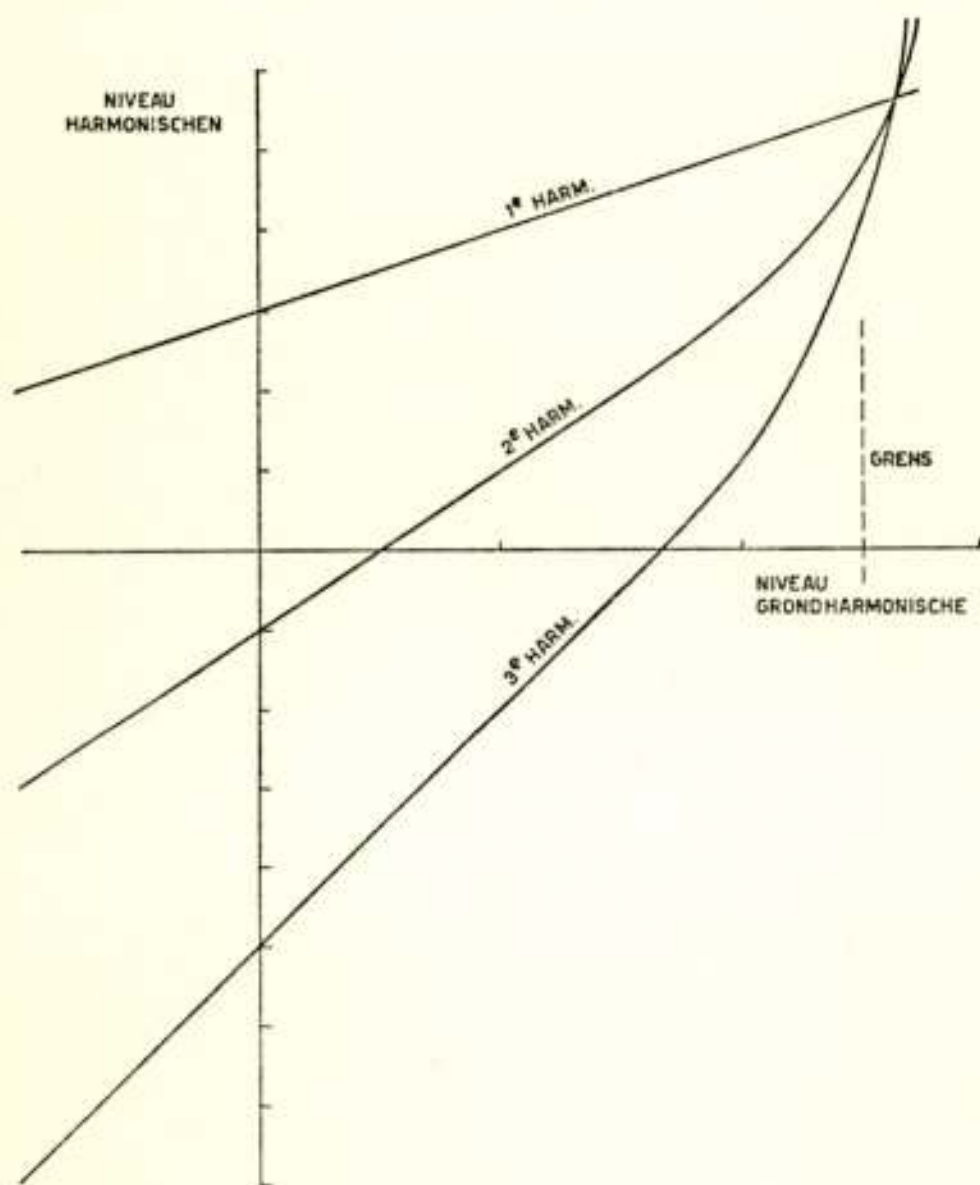


Fig. 2.

Verloop van enige harmonischen van een versterker met niet-lineaire vervorming als functie van het niveau van de grondharmonische.

Bij lage niveaux treedt een wetmatig oplopen op van 2e en 3e harmonische tot het grensniveau, waarop de versterker uitgestuurd geraakt wat zijn vermogenscapaciteit betreft. Beneden deze grens is door het toepassen van tegenkoppeling het harmonische niveau steeds te verkleinen met het bedrag, waarmee de t.k. vergroot wordt. Boven deze grens is met de grootste t.k. geen verbetering meer te bereiken.

Men kan nu eigenlijk 2 soorten vervorming onderscheiden:

1. de vervorming in het bijna-lineaire deel van de karakteristiek
2. de vervorming ten gevolge van vermogensuitsturing.

Een versterker zou ideaal gedimensioneerd kunnen worden genoemd, indien deze twee soorten vervorming gelijk zijn (zie artikel van B. B. Jacobson l.c.)

Om diverse praktische redenen blijft men echter liever een zodanig bedrag van de uitsturingsgrens af, dat we de uitsturingsvervorming voor telefoontransmissie kunnen verwaarlozen. Wel blijft uiteraard de berekening van deze uitsturingsgrens be-

langrijk voor de dimensionering van een versterker.¹⁾ Het probleem van de uitsturingsvervorming zullen we in deze voordracht echter voorbijgaan.

8. *Berekeningsmethoden.*

In de litteratuur is de berekening van de intermodulatiespanningen in meerkanalensystemen op diverse wijzen aangepakt. Het is in dit bestek niet mogelijk U daarvan een volledig overzicht te geven.

In grote lijnen kunnen we echter 2 systemen onderscheiden.

1. De berekening van het storingsspectrum door uittellen (eventueel integrerenderwijs) van het aantal storingsproducten, dat in één kanaal valt bij de vermenigvuldiging van energiespectra.
2. De berekening van het storingsspectrum via de correlatiefuncties van de storingsspectra.

De ene methode is niet zonder meer boven de andere te stellen.²⁾ Wel zijn er wat de tweede methode betreft nog zeer weinig rekenresultaten bekend. Een toepassing ervan op het intermodulatieprobleem van meerkanalensystemen heb ik niet in de litteratuur aangetroffen.

9. *Frequentie-methode.*

De te beschouwen frequentieband kan in een groot aantal bandjes worden onderverdeeld en in ieder van deze bandjes kan een sinusvormige spanning worden aangenomen. De behandeling van de sinusvormige spanningen door 2e en 3e graadscurven is bekend. Men kan nu systematisch het aantal producten naar hun type gerangschikt ($f_1 + f_2$, $f_1 - f_2$, $f_1 + f_2 - f_3$, $f_1 + f_2 + f_3$, $f_1 - f_2 - f_3$ enz.) berekenen. Het optellen van al deze termen in een kanaal is nu de moeilijkheid. Gewoonlijk past men hier vermogensoptelling toe (zie o.a. Bennet l.c.).

Het probleem is daarom ook aan te pakken door in alle kanalen een ruisspanning aan te nemen van het karakter van een hageleffect-ruis of een thermische ruis.

Uit statistische gegevens is nl. berekend (zie o.a. Holbrook & Dixon l.c.), dat de verdeling der momentele waarden in een combinatiesignaal van meer dan 50 à 100 kanalen vrijwel normaal is (zie fig. 3):

¹⁾ Zie bv. Holbrook & Dixon, B.S.T.J., October 1939, p. 624-644, en Jacobsen l.c.

²⁾ Zie b.v. S. O. Rice, B.S.T.J., Juli 1944, p 282-332 en Januari 1945, p 46-156.

$$P(u) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} \quad (3a)$$

Gaan we uit van een spanning met $\bar{u} = 0$, dan is

$$\sigma^2 = \overline{u^2} \quad (3b)$$

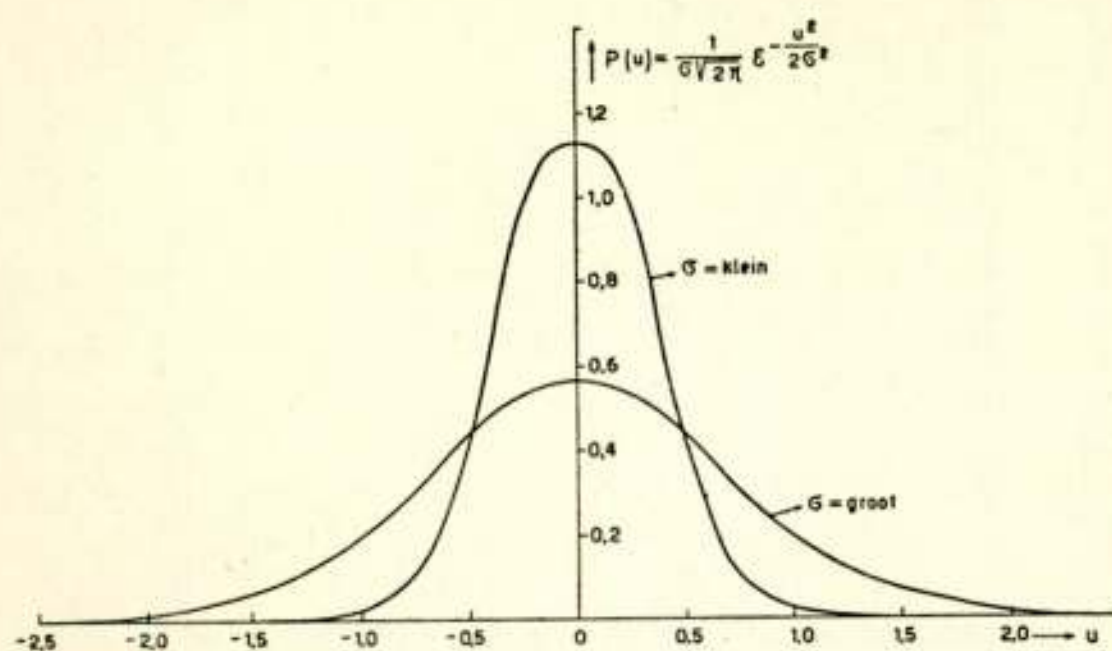


Fig 3.

Normale verdeling.

Ook van de genoemde ruisspanningen is bekend, dat ze een vrijwel normale verdeling bezitten (zie bijvoorbeeld S. O. Rice l.c.).

Onder meer bij K. Frän¹z treft men, zij het voor andere doeleinden, een uitvoerige bere-

kening aan over de spectra van ruisspanningen, die via elementen met niet-lineaire karakteristiek zijn overgedragen. Eveneens bij Rice (l.c.).

Om gemakkelijk met deze ruis te werken, dienen we eerst enige grootheden te definiëren.

Door de vergelijkingen (4a), (4b) wordt de bekende Fouriertransformatie weergegeven:

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cdot e^{j \cdot 2\pi f t} df \quad (4a)$$

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \cdot e^{-j \cdot 2\pi f t} dt \quad (4b)$$

We merken hier op, dat de conditie voor het verkrijgen van reële spanningsfuncties $u(t)$ luidt:

$$S(-f) = S^*(f) \quad (5)$$

Uit (4a) en (4b) is het z.g. Parsevals theorema af te leiden betreffende het product van tijdsfuncties²).

Bepalen we ons tot het kwadraat van een tijdsfunctie:

¹) E.N.T. Oct. '40, p. 215-230 en vooral ook Dec. '42, p. 285-287.

²) Zie bv. G. J. Elias, Theorie der Wisselstromen, p. 262.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{+T/2} u^2(t) (dt) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cdot S(-f) df \quad (6)$$

Met behulp van (6) definiëren we nu het z.g. (statistische) energiespectrum $W(f)$:

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \overline{u^2(t)} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} u^2(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cdot S(-f) df = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} W(f) df \end{aligned} \quad (7)$$

Gezien conditie (5) geldt dus $W(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|S(f)|^2}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{I(f)}{T}$ (8)

Deze definitie is nu waardevol voor tijdsfuncties, waarvan de spectraal-amplitude $I(f)$ van dezelfde orde oneindig wordt als T .¹⁾

Het linker lid van (7) kan nu blijkbaar worden geïnterpreteerd als het gemiddeld door $u(t)$ in een weerstand van 1Ω gedissipeerde vermogen, hetzij dat $u(t)$ een spanning, dan wel een stroom voorstelt.

$2 W(f)$ stelt dus het per Hz in een weerstand van 1Ω gedissipeerde vermogen bij de frequentie f voor. De dimensie is een energie. De factor 2 spruit voort uit het feit, dat bij de gekozen notaties 4 en 6 het energiespectrum over positieve en negatieve frequenties gelijkelijk is verdeeld.

Voorbeeld: Voor het geval van een ruisstroom van een verzadigde diode geldt: (zie voorgaande voordrachten)

$$2 W(f) df = 2 e I_a df,$$

zodat

$$W(f) = e I_a \quad (9)$$

Verstaat men nu onder $W_2(f)$ het energiespectrum van de ruisspanning, die ontstaat door een vlak ruisspectrum $W_1(f)$ over een zuiver kwadratische karakteristiek te voeren met coëfficiënt b , dan kan men voor deze $W_2(f)$ berekenen:

$$W_2(f) = 2 b^2 \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(x) \cdot W_1(f-x) dx \quad (10)$$

¹⁾ N. Wiener, Extrapolation, intrapolation and smoothing of stationary time series. Technol. Press. M.I.T., 163 pp.

(zie bv. Rice l.c. De factor 2 ontstaat bij ons door de notatie met positieve en negatieve frequenties; de Wiener-Khintchine relatie in vergelijking (24) en (25) wordt bij onze notatie symmetrisch).

Met inachtneming van de integratiegrenzen is uit (10) het tweede-graadsspectrum te berekenen. Door dit weer met het eerste-graadsspectrum te vermenigvuldigen etc. ontstaan de hogere spectra (vgl Fränz l.c.).

In fig. 4 en 5 zijn enige spectra weergegeven.

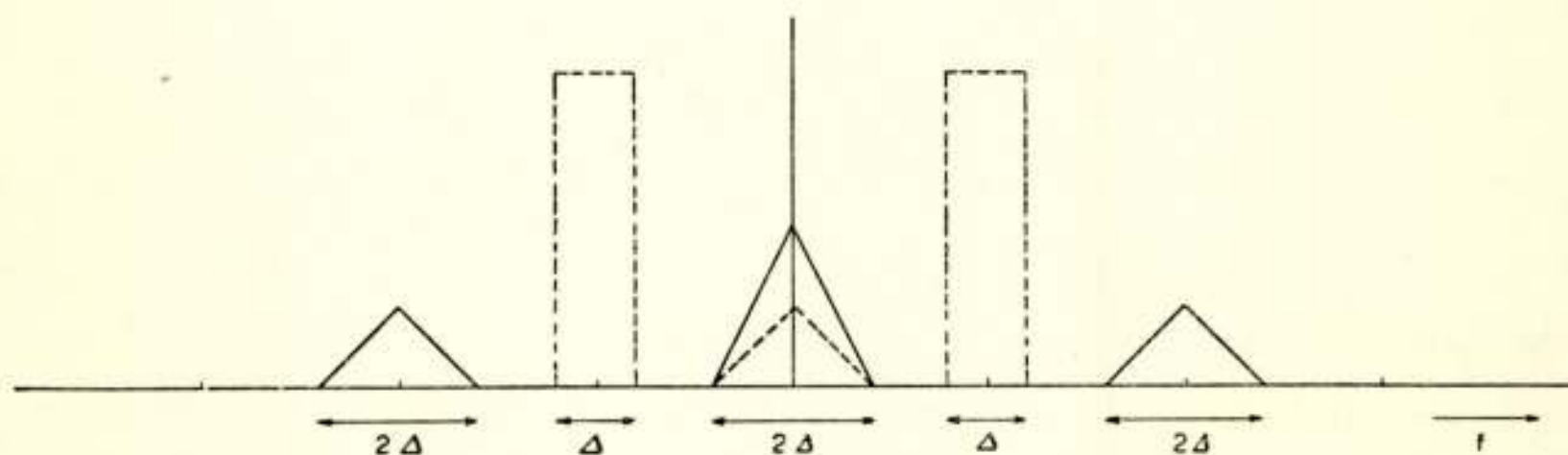


Fig. 4.

2e graadsspectrum van een vlak ruisbandje ter breedte Δ .

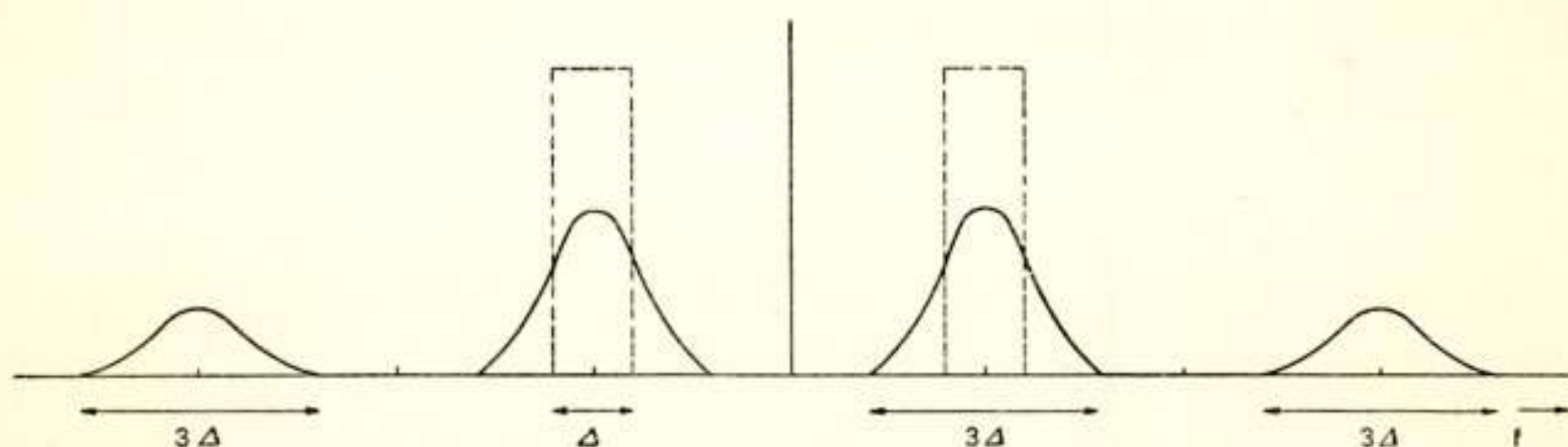


Fig. 5.

3e graadsspectrum van een vlak ruisbandje ter breedte Δ .

De toepassing van (10) is te illustreren aan het eenvoudige voorbeeld van een ruisbandje met constant energiespectrum W_1 in een band van $-M$ tot $+M$, dat over een kwadratische karakteristiek wordt gezonden (zie fig. 6; hierin is het eindresultaat getekend voor zowel 2e als 3e graadsvervorming).

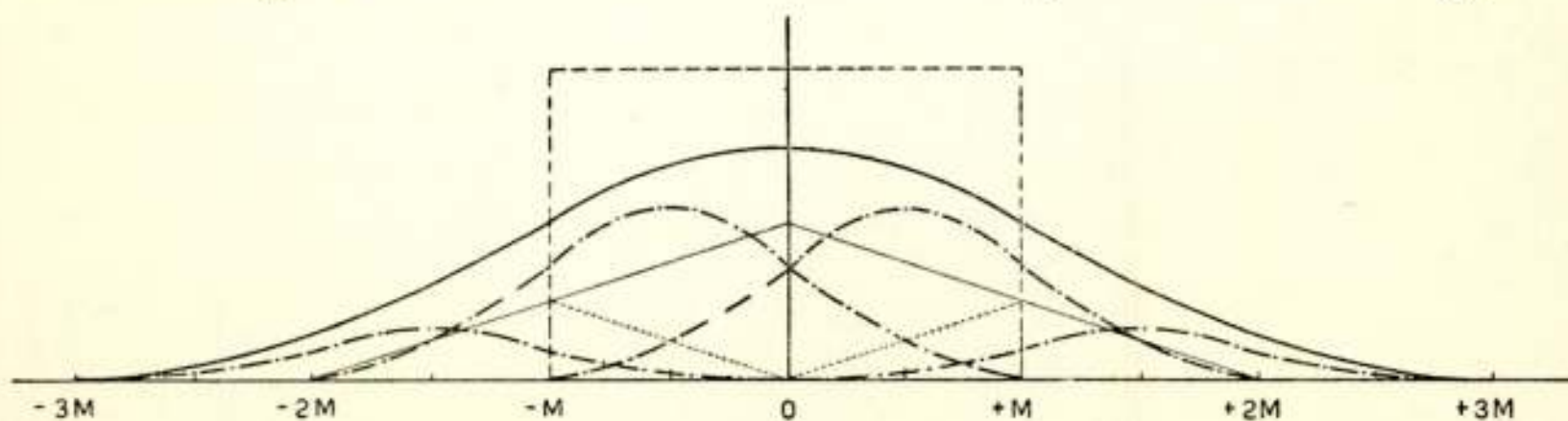


Fig. 6.

2e en 3e graadsspectrum bij een ruisband van $-M$ tot $+M$.

Gegeven is dus:

$$W_1(x) = W_1 \text{ voor } -M \leq x \leq +M \quad (11)$$

$$W_1(x) = 0 \quad , \quad x \leq -M \quad x \geq +M \quad (12)$$

$$W_1(f-x) = W_1 \quad , \quad -M \leq f-x \leq +M \quad (13)$$

$$W_1(f-x) = 0 \quad , \quad f-x \leq -M \quad f-x \geq +M \quad (14)$$

Uit de voorwaarden (11) t/m (14) volgt voor de integratiegrenzen:

voor $f > 0$

$$W_2(f) = 2b^2 W_1^2 \int_{f-M}^M dx = 2b^2 W_1^2 (2M - f) \quad (15)$$

voor $f < 0$

$$W_2(f) = 2b^2 W_1^2 \int_{-M}^{f+M} dx = 2b^2 W_1^2 (2M + f) \quad (16)$$

Dit verloop is getekend in fig. 6 met dun getrokken lijn.

Indien gewenst, kan ook een gescheiden resultaat voor som- en verschilfrequenties worden gevonden door een scheiding te maken in producten alléén uit het positieve en alléén uit het negatieve frequentiegebied enerzijds en anderzijds producten bestaande uit enkel combinaties van positieve en negatieve frequenties.

Voeren we dit ter illustratie uit voor de somproducten van alléén positieve frequentiebijdragen, dan krijgen we als condities:

$$W_1(x) = W_1 \text{ voor } 0 \leq x \leq +M \quad (17)$$

$$W_1(x) = 0 \quad , \quad x \leq 0 \quad x \geq +M \quad (18)$$

$$W_1(f-x) = W_1 \quad , \quad 0 \leq f-x \leq +M \quad (19)$$

$$W_1(f-x) = 0 \quad , \quad f-x \leq 0 \quad f-x \geq +M \quad (20)$$

We vinden dan voor:

$$0 < f < M \quad W_{2s} = 2b^2 W_1^2 \int_0^f dx = 2b^2 W_1^2 \cdot f \quad (21)$$

$$M < f < 2M \quad W_{2s} = 2b^2 W_1^2 \int_{f-M}^M dx = 2b^2 W_1^2 (2M - f) \quad (22)$$

Hetzelfde kan men doen voor alleen het negatieve frequentiegebied en zo vindt men de in fig. 6 aangegeven somproducten van de 2e graad, gelijkelijk verdeeld over het negatieve en positieve frequentiegebied (gebiedjes ingesloten door frequentie-as, dun getrokken lijn en stippellijn).

Voor het berekenen van het 3e graadsspectrum is een verdere onderverdeling nodig. Dit resultaat is in fig. 6 aangegeven met dik getrokken lijn resp. streep-stippellijnen.

De wiskunde bij deze berekeningen is dus wel zeer eenvoudig, maar de onderscheiding in gevallen, subgevallen en subsubgevallen etc. omslachtig.

Grafisch kan men ook een aardige indruk krijgen van het verloop van $W_2(f)$ en $W_3(f)$ als functie van f .

Zo is in fig. 7 de lengte van een lijn 1 door de twee punten f op de twee frequentie-assen x en x' (afgesneden door de bandbegrenzing M) direct evenredig met de grootte van het 2e graadsenergiespectrum voor de frequentie f tot zelfs buiten de band M (zie lijn 2).

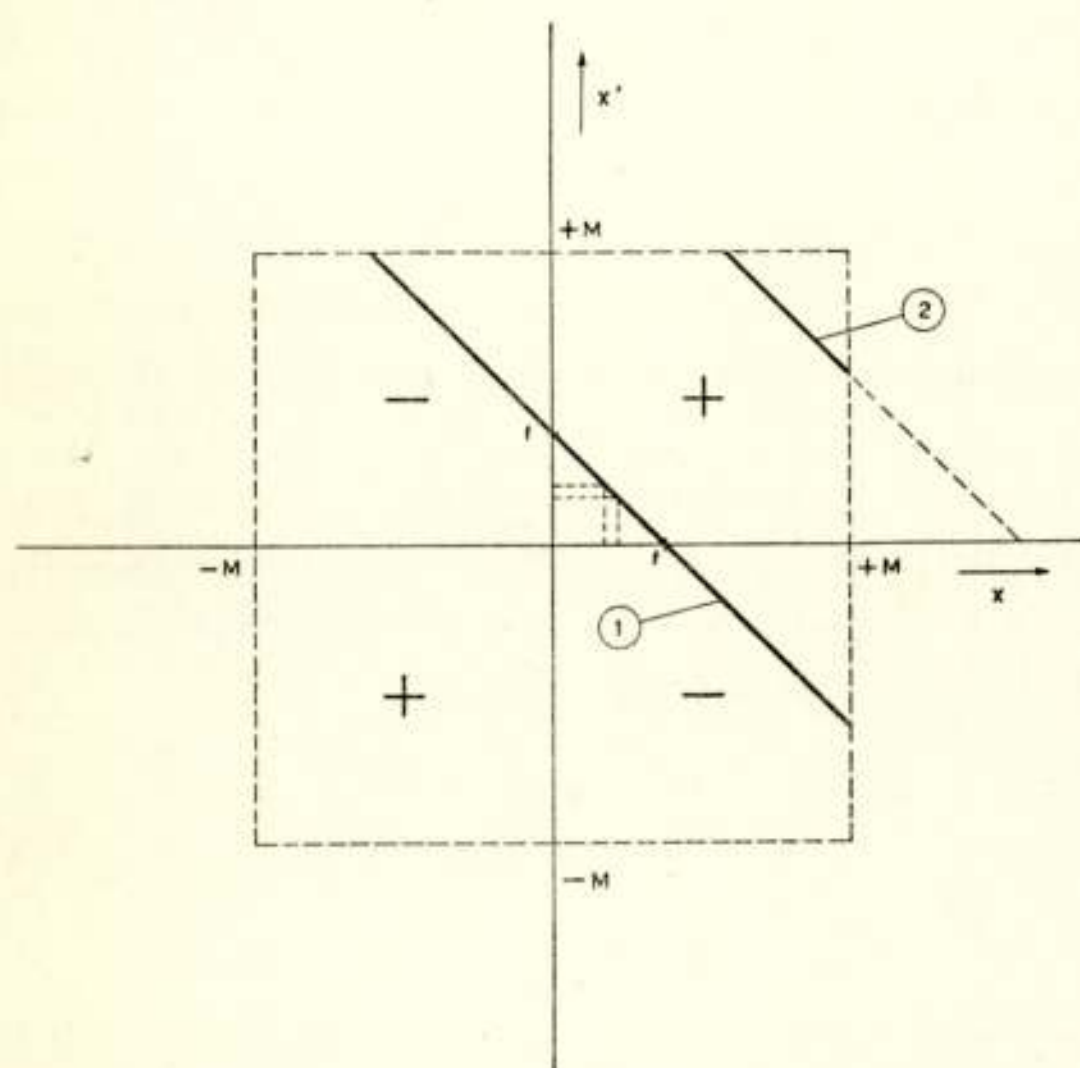


Fig. 7.

Integratieschema voor 2e graadsspectrum.

Verschuift men deze lijn evenwijdig aan zichzelf dan vindt men weer het verloop van fig. 6.

Voor de 3e harmonische is op dezelfde wijze de grootte van het doorsnijdingsoppervlak, van een vlak dat door 3 punten f gaat van 3 loodrechte frequentieassen x , x' , x'' met een kubus met ribbe $2M$ en met als middelpunt het assensnijpunt, een maat voor het 3e

graadsspectrum.

In fig. 7 kan men het lijnstuk zelfs in tweeën delen naar de kwadranten, waarin de lijn loopt en kunnen zo de som- en verschilfrequenties worden gescheiden.

Ook bij de kubus is zo een indeling in drieën mogelijk. Dat deze indeling belangrijk is, volgt uit paragraaf 11.

10. Tijdmethode.

Uit het Parseval's theorema is de Wiener-Khintchine relatie af te leiden.¹⁾

Deze relatie legt het verband tussen het in par. 9 gedefinieerde energiespectrum en de correlatiefunctie van een tijdsfunctie $u(t)$. Prof. Casimir heeft in de eerste voordracht deze correlatiefunctie geïntroduceerd en bovengenoemd verband, dat een Fourierrelatie blijkt te zijn, aangegeven.

Deze correlatiefunctie noteren we als:

$$\psi(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} u(t) \cdot u(t + \tau) dt \quad (23)$$

De Wiener-Khintchine relatie luidt dan bij de vroegere notaties (4) t./m. (7) en gezien het feit, dat $\psi(\tau)$ even is:

$$W(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\tau) \cos 2\pi f \tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\tau) \cdot e^{j2\pi f \tau} d\tau \quad (24)$$

$$\psi(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(f) \cos 2\pi f \tau df = \int_{-\infty}^{+\infty} W(f) \cdot e^{-j2\pi f \tau} df \quad (25)$$

Het blijkt nu mogelijk de 2-dimensionale waarschijnlijkheidsverdeling van $u(t)$ en $u(t + \tau) = v(t)$ te bepalen, zodat de correlatiefuncties van de hogere graadsspectra:

$$\psi_n(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} u^n(t) \cdot u^n(t + \tau) dt \quad (26)$$

direct volgen uit een integratie van $(u^n \cdot v^n)$ maal de twee-dimensionale amplitude-verdeling van u en v . Deze methode werd door North en door v.d. Vleck toegepast.

Een andere methode met behulp van de zg. „karakteristieke functie”, die hiérdoor is bepaald,²⁾ dat de met $\pm j$ vermenigvuldigde coëfficiënten van een Mac Laurin ontwikkeling van

¹⁾ Zie B.S.T.J., 1944 p. 312 en pp. 317-318.

²⁾ Zie o.a. A. Angot, Compléments de Mathématique, p. 560 e.v.

deze functie met de diverse momenten van de verdeling overeenkomen, werd door Rice (l.c.) gevolgd. Hij berekent langs directe weg de karakteristieke functie van de verdeling van u^2 en v^2 en vindt zo:

$$\psi_2(\tau) = b^2 \psi_1^2(0) + 2 b^2 \psi_1^2(\tau) \quad (27)$$

De eerste term in het rechter lid van (27) is afkomstig van de gelijkstroominhoud.

De hogere correlatiefuncties worden gecompliceerder.

Ter illustratie berekenen we uit $\psi_2(\tau)$ het energiespectrum $W_2(f)$, waarbij we ons niet om het gelijkstroomaandeel zullen bekommeren.

Volgens (24) is:

$$W_2(f) = 2 b^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_1^2(\tau) \cdot \cos 2 \pi f \tau d \tau \quad (28)$$

Nu bedraagt $\psi_1(\tau)$ voor een vlak spectrum van $-M$ tot $+M$:

$$\begin{aligned} \psi_1(\tau) &= W_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \cos 2 \pi f \tau \cdot df = 2 W_1 \left| \frac{\sin 2 \pi f \tau}{2 \pi \tau} \right|_0^M \\ &= 2 W_1 \cdot \frac{\sin 2 \pi M \tau}{2 \pi \tau} = \sigma^2 \cdot \frac{\sin 2 \pi M \tau}{2 \pi M \tau} \end{aligned} \quad (29)$$

daar i. c. $W_1 \cdot 2 M = \sigma^2$ volgens (7).

(29) gesubstitueerd in (28):

$$W_2(f) = 2 b^2 \sigma^4 \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin 2 \pi M \tau}{2 \pi M \tau} \right)^2 \cos 2 \pi f \tau d \tau \quad (30)$$

Nu is ¹⁾

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} \cdot \cos mx \cdot dx &= \pi \left(1 - \frac{m}{2} \right) \text{ voor } 0 \leq m \leq 2 \\ &= 0 \quad \quad \quad \text{„} \quad m > 2 \end{aligned} \quad (31)$$

zoals men kan aantonen na de integraal te hebben omgewerkt

¹⁾ De heer Steiner van de Math. Afd. van het Centraal Lab. verschaftte me de oplossing voor enkele integralen van dit type, waarvoor ik hem hier gaarne mijn dank betuig.

in een som van functies van het type $\frac{\sin x (1 + a)}{x}$. Dit kan worden bereikt door te bedenken dat

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos px}{x^2} dx = - \left| \frac{\cos px}{x} \right|_{-\infty}^{+\infty} - p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin px}{x} dx = - p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin px}{x} dx$$

terwijl voorts uit een contourintegratie in het complexe vlak volgt:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin x (1 + a)}{x} dx = \begin{array}{ll} 1 & \text{voor } a > -1 \\ 0 & \text{„ } a = -1 \\ -1 & \text{„ } a < -1 \end{array}$$

We vinden zo:

$$W_2(f) = \frac{2 b^2 \sigma^4}{2 \pi M} \cdot \pi \left(1 - \frac{f}{2 M} \right) = 2 b^2 W_1^2(2 M - f) \text{ voor } f > 0 \quad (32)$$

Voor negatieve m , d.w.z. voor negatieve f ontstaat blijkbaar het spiegelbeeld. Deze uitkomst is identiek met (15) en (16). De laatste methode lijkt overzichtelijker. De wiskunde is gecompliceerder.

11. Optelling bijdragen van diverse secties.

Het is natuurlijk van belang om te weten hoe de ruisbijdragen van de diverse secties optellen teneinde het totale ruisbedrag aan het einde van een lang circuit te kunnen berekenen.

Hiertoe dient de fazekarakteristiek van het transmissiecircuit bekend te zijn binnen de beschouwde frequentieband. Indien de raaklijn aan deze karakteristiek (zie fig. 8) in een punt van het werkgebied de φ -as snijdt een punt φ_0 , zodanig dat φ niet een geheel aantal malen 2π bedraagt, mag men voor de 2e graadsvervorming over grote aantallen secties met quadratische optelling rekenen.

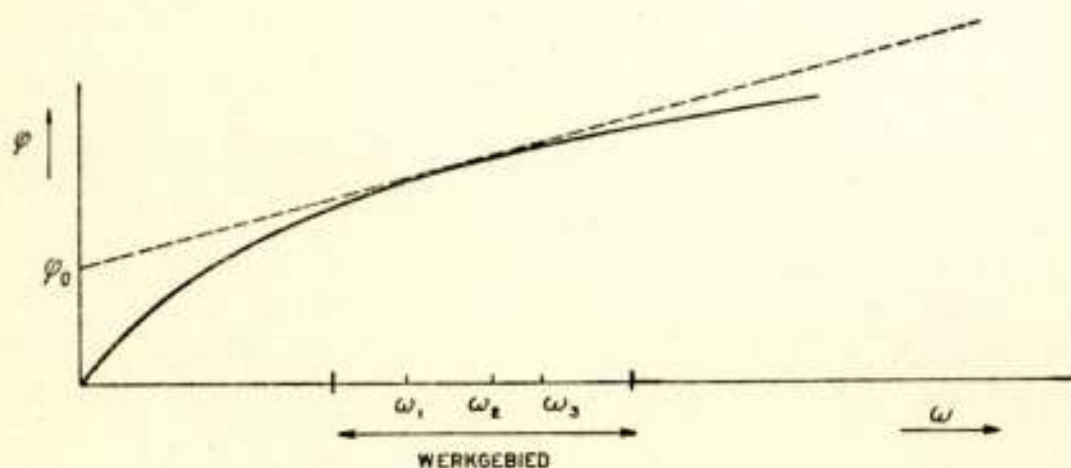


Fig. 8.

Fazekarakteristiek van een sectie.

Theoretisch treedt na elke $\frac{2\pi}{\varphi_0}$ secties volledige compensatie op, maar er dient o.a. met een zekere verandering in de φ_0 te worden gerekend van sectie tot sectie.

Jacoby & Günther (l.c.) hebben dit gediscussieerd. Een nauwkeuriger analyse wordt gegeven in een Japanse bijdrage aan het C. C. I. F. (Florence '51, No. 6 Ref).

Indien φ_0 niet een geheel aantal malen π bedraagt, geldt dit ook voor een gedeelte van het 3e graadsspectrum. Er zijn echter ook producten, die steeds lineair optellen. Dit kan gemakkelijk aan een voorbeeld worden toegelicht.

Neem aan, dat de spanning in het werkgebied luidt

$$u_1(t) = \cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t + \cos \omega_3 t \quad (33)$$

en dat voor de fazekarakteristiek per sectie geldt:

$$\varphi = \varphi_0 + k\omega \quad (34)$$

Bij 3e graadsvervorming ontstaan dan o.a. cosinusfuncties met argumenten:

$$(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) t \quad (35a)$$

$$(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) t \quad (35b)$$

$$(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) t \quad (35c)$$

Nu doorlopen signaal en vervorming een lijn met fazekarakteristiek (34). Voor $u_2(t)$, de spanning na één sectie, krijgen we dan

$$u_2(t) = \cos(\omega_1 t + k\omega_1 + \varphi_0) + \cos(\omega_2 t + k\omega_2 + \varphi_0) + \cos(\omega_3 t + k\omega_3 + \varphi_0) \quad (36)$$

De argumenten (35) veranderen in:

$$(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) t + k(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) + \varphi_0 \quad (37a)$$

$$(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) t + k(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) + \varphi_0 \quad (37b)$$

$$(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) t + k(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) + \varphi_0 \quad (37c)$$

Bij 3e graadsvervorming van (36) ontstaan o.a. cosinusfuncties met argumenten:

$$\omega_1 t + k\omega_1 + \varphi_0 + \omega_2 t + k\omega_2 + \varphi_0 + \omega_3 + k\omega_3 + \varphi_0 \quad (38a)$$

$$\omega_1 t + k\omega_1 + \varphi_0 + \omega_2 t + k\omega_2 + \varphi_0 - \omega_3 - k\omega_3 - \varphi_0 \quad (38b)$$

$$\omega_1 t + k\omega_1 + \varphi_0 - \omega_2 t - k\omega_2 - \varphi_0 - \omega_3 - k\omega_3 - \varphi_0 \quad (38c)$$

We zien nu, dat de termen 37b en 38b in fase zijn, hoe groot φ_0 ook is. Dit type product telt dus steeds lineair op.

Wel dient men te bedenken, dat practisch de fazekarakteristiek niet in het gehele werkgebied lineair is, waardoor snel afwijkingen kunnen optreden van deze lineaire optelling.

12. Toepassing.

Voor een eenvoudig geval wordt de toepassing van een intermodulatieruisberekening geïllustreerd. Gemakshalve wordt een transmissielijn gekozen,

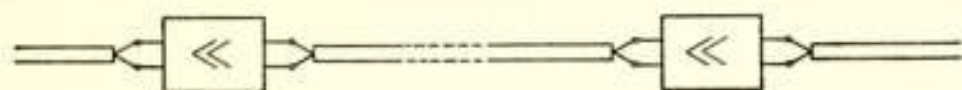


Fig. 9.

Transmissielijn met regelmatige relayering.

waarvande demping door aanvulling met een zg. dempingseffenaar voor alle frequenties a neper bedraagt. In deze lijn

zijn versterkers opgenomen met een versterking van eveneens a neper. Deze versterkers geven alleen kwadratische vervorming. Het signaal op de lijn stellen we voor door een ruisbandje met een constant energiespectrum W van $-M$ tot $+M$. De lijnweerstand wordt 1Ω gesteld, waardoor W direct het vermogen per Hz aangeeft.

Voor n secties vinden we dan een signaal/ruis-verhouding Q

$$Q = \frac{W_{\text{signaal}}}{W_{\text{ruis}}} = \frac{W}{n \left(W_1 \varepsilon^{2a} + \frac{W^2}{W_2} \right)} \quad (39)$$

Hierin is:

W_1 = som van thermisch ruisvermogen per Hz van kabel en versterker + buisruisvermogen per Hz herleid op de ingangsklemmen.

$\frac{W^2}{W_2}$ = intermodulatieruisvermogen per Hz aan de uitgangsklemmen van een versterker.

De evenredigheid met W^2 volgt uit (15).

In dit voorbeeld wordt het laagste kanaal aangehouden als maatgevend, daar hierin de grootste storing valt. (zie fig. 6) De grootste Q wordt bereikt indien het niveau W zo wordt gekozen, dat

$$W = W_0 = \sqrt{W_1 W_2} \varepsilon^a \quad (40)$$

zoals men door differentiëren van (39) naar W kan aantonen.

We kunnen nu (39) anders schrijven:

$$Q = \frac{\varepsilon^{-a}}{n} \sqrt{\frac{W_2}{W_1}} \cdot \frac{1}{\frac{W_0}{W} + \frac{W}{W_0}} = \frac{A}{n} \cdot \varepsilon^{-a} \sqrt{\frac{W_2}{W_1}} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{p + \frac{1}{p}} \quad (41)$$

indien wordt gesteld: $\frac{W}{W_0} = p = \text{dénivelleringsgraad}$.

A stelt voor de totale kabeldemping van een circuit van n secties en wordt in nepers uitgedrukt.

Aangenomen mag worden voor bv. een coaxiale kabel, dat

$$A = L \cdot a_k \approx L \cdot c_k \cdot \sqrt{M} \quad (42)$$

Hierin is:

L = totale circuitlengte in meters

a_k = demping per meter bij frequentie M

c_k = zg. dempingsconstante

Wordt nu nog gesteld $\frac{A}{n} = a = \text{demping per sectie}$, dan vindt men uiteindelijk:

$$Q \cdot L = a \cdot \varepsilon^{1-a} \cdot \frac{2}{p + \frac{1}{p}} \cdot \frac{1}{2\varepsilon \cdot a_k} \cdot \sqrt{\frac{W_2}{W_1}} \quad (43)$$

De invloed van de functies $a \cdot \varepsilon^{1-a}$ en $\frac{2}{p + \frac{1}{p}}$ op het product $Q \cdot L$

van te overbruggen afstand en signaal/ruisverhouding vindt men in fig. 10 en fig. 11.

De keuze van a bepaalt het aantal relaisstations en dient dus te worden afgewogen tussen kostprijs en kwaliteit. De

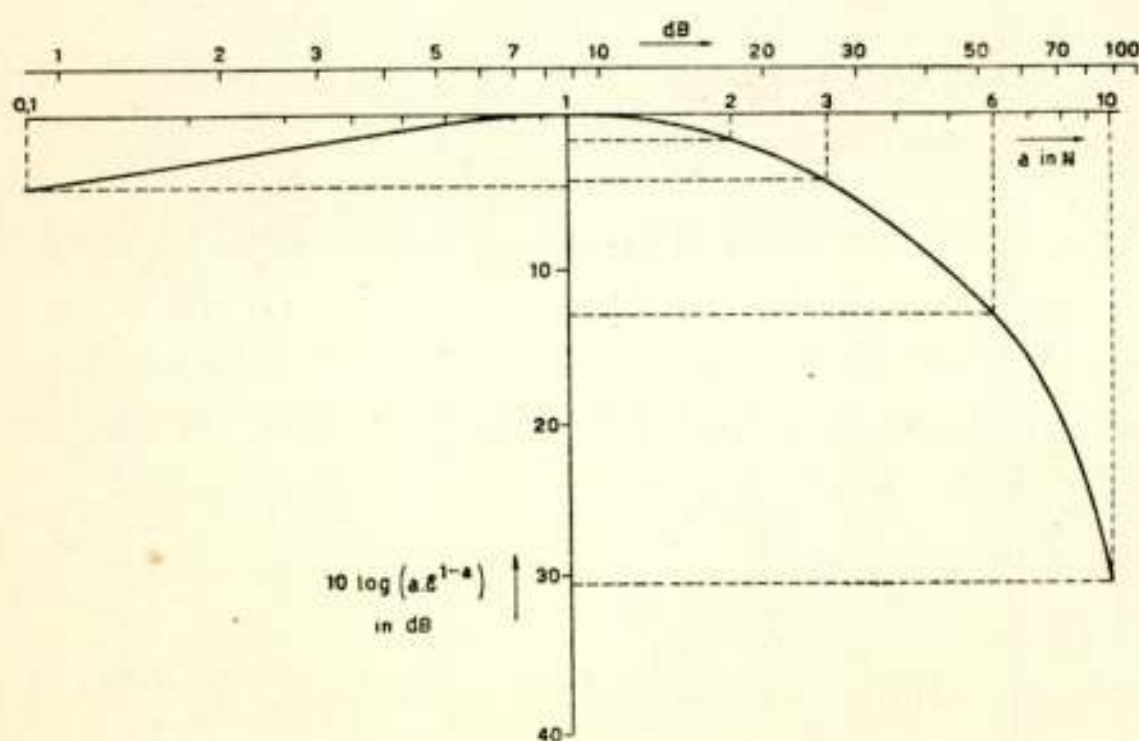


Fig. 10.

Invloed van de keuze van de demping per sectie op de signaal/ruis-verhouding.

keuze van p is een kwestie van de kosten, die men aan de regelapparatuur en de effening besteedt.

$\sqrt{\frac{W_2}{W_1}}$ is een functie van de bandbreedte, maar ook van de ruisfactor van de versterker en

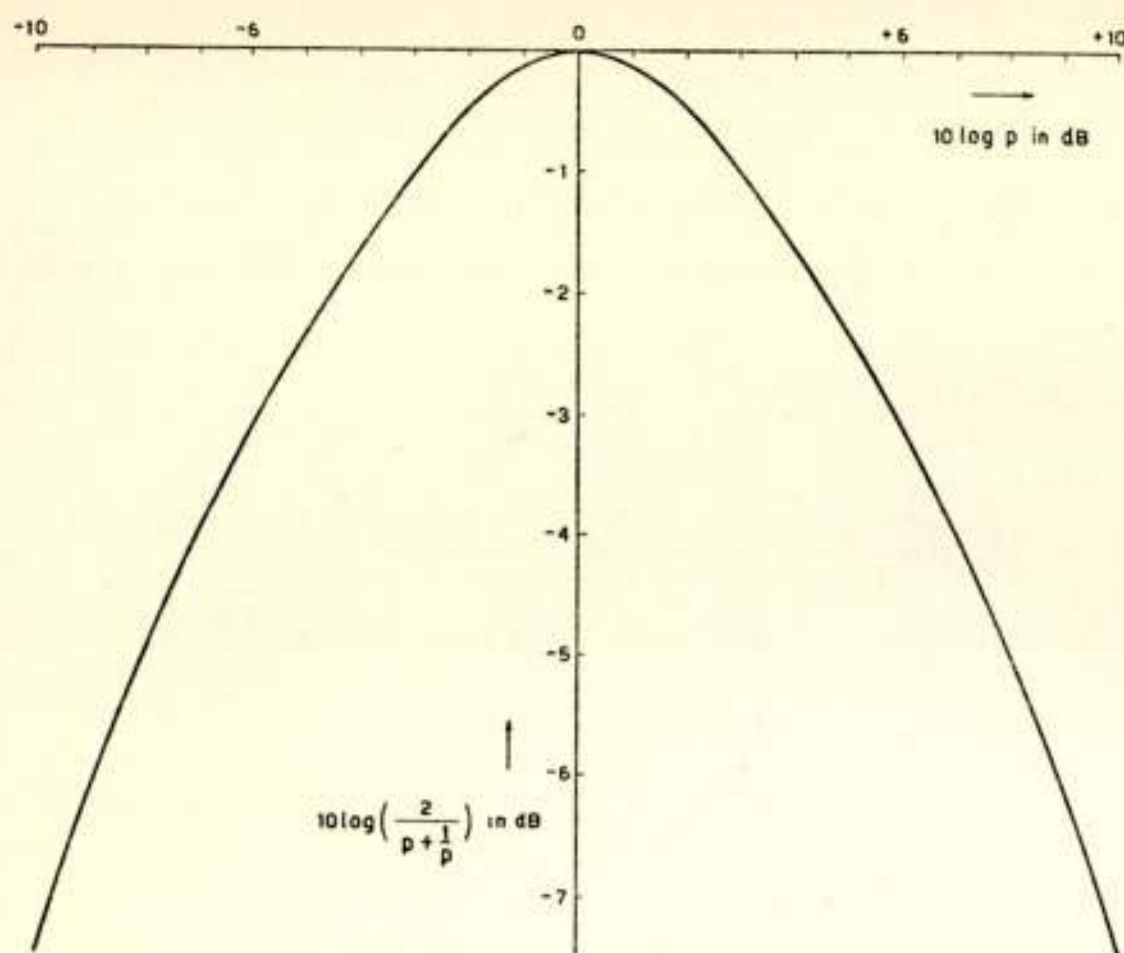


Fig. 11.
Invloed van de dénivellering op de
signaal/ruis-verhouding.

vooral van de $\frac{S}{C}$ verhouding van de buizen in combinatie met de kromming van de $I_a - V_g$ karakteristieken.

Voor een bepaald type versterker met één type buis uitgerust en op maximale mate van tegenkoppeling berekend¹⁾ om o.a. de invloed van de karakteristiekkromming

te reduceren, kan men berekenen:

$$\sqrt{\frac{W_2}{W_1}} (:) M^{-5/2} \cdot (N_v \cdot kT)^{-1/2} \cdot \frac{s^{7/2}}{qC^2} \quad (44)$$

Hierin is: N_v = ruisfactor van de versterker;²⁾

s en q volgen uit de vergelijking van $I_a - V_g$ karakteristiek rond het instelpunt als:

$$i_a = su_g + qu_g^2 \quad (45)$$

en C is ongeveer de som van ingangs- en uitgangscapaciteit van de buis en bedradingscapaciteit.

Uit (44) blijkt, dat niet de $\frac{s}{C}$ verhouding van een buis zonder meer een maat is voor het gebruik ervan in een breedband-*A.M.*-relaiscircuit. De vigerende buiskwaliteitsfactor luidt hier:

$$Q_b = \frac{s^{7/2}}{q \cdot C^2} \quad (46)$$

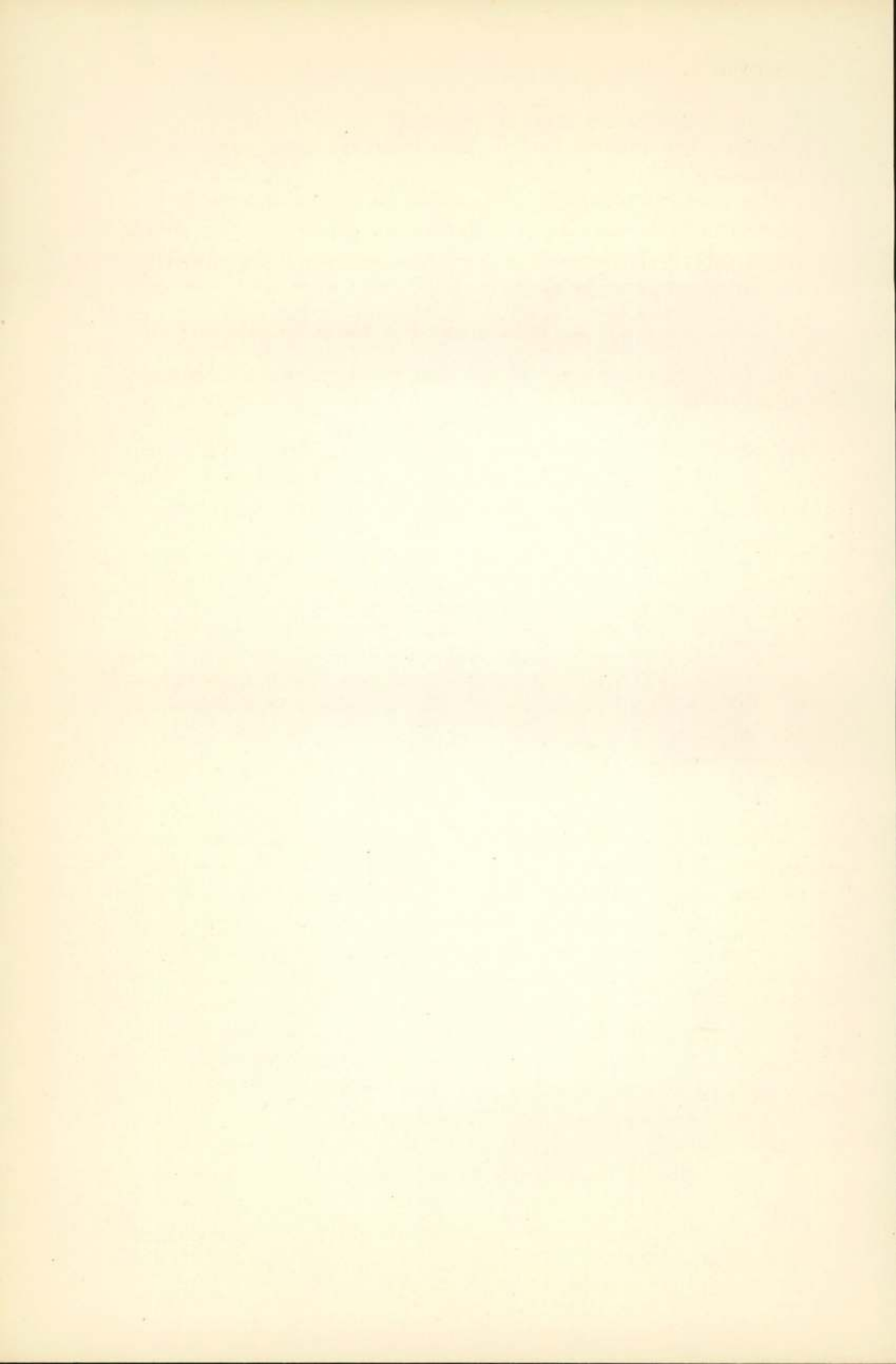
waarbij in aanmerking dient te worden genomen, dat de be-

¹⁾ H. W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design.
D. van Nostrand, New York, 551 pp.

²⁾ Zie voordracht van Ir Gratama.

dradingscapaciteit bij grote buiscapaciteiten relatief onbelangrijk wordt en het aandeel van de buisruis in N_v vaak verwaarloosbaar is.

Het verdient blijkbaar aanbeveling om de buizen, die in het besproken type relayeringsversterker worden gebruikt, op grond van kwaliteitsfactoren als in vgl (46) gegeven, te beoordelen. De ontwerper van buizen kan uit vgl (46) aflezen in hoeverre een $\frac{s^2}{C^2}$ -verbetering van de buis, die in het algemeen een verandering in de configuratie van het stuurrooster t.o.v. de kathode mede zal brengen, nog zin heeft, indien deze configuratieverandering een verkleining van de verhouding $\frac{s^{3/2}}{q}$ ten gevolge heeft. Daarbij dient dan in aanmerking te worden genomen, dat vgl. (46) niet universeel geldig is, maar op bepaalde toepassingen betrekking heeft.



Ruis van Electronenbuizen bij zeer hoge frequenties

door G. Diemer ¹⁾

SUMMARY

Individual electrons induce current pulses in the electrode leads. With high frequencies ($f > 10^8$ Hz) their transit-times may no longer be neglected. In this case the special shape of the current pulse gives rise to additional noise. The total-emission noise increases considerably and the space-charge smoothing tends to deteriorate. Special attention is drawn to the correlation that exists between the various causes of noise and to the fact that the electronic noise and signal currents behave different during their way through the valve. In discussing the triode with various circuits it is shown that the quantity „noise factor” should be handled with care. It is e.g. shown, both theoretically and experimentally, that a presence of feedback can alter its value.

SAMENVATTING.

Individuele electronen die door een versterkbuis lopen, induceren stroomimpulsen in de uitwendige leidingen. Bij zeer hoge frequenties ($> 10^8$ hertz) mogen hun looptijden niet meer als oneindig kort worden beschouwd. Dan geeft de eindige duur en de speciale vorm van de stroomimpulsen aanleiding tot extra ruis, o.a. wordt de zgn. totale-emissieruis veel sterker en de ruisonderdrukking door de ruimtelading minder effectief. De nadruk wordt gelegd op de correlatie, die er tussen de verschillende ruisoorzaken bestaat en op het verschillend gedrag van ruis en signaalstromen door de buis. Aan de hand van een triode in diverse schakelingen wordt geïllustreerd, dat de ruisfactor voorzichtig gehanteerd moet worden. In het bijzonder blijkt, dat terugwerking de grootte van de ruisfactor kan beïnvloeden.

¹⁾ Natuurkundig Laboratorium N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Nederland.

1. *Ruis van systemen die al of niet in thermisch evenwicht verkeren.*

De stromen in uitwendige leidingen van electronenbuizen zijn in principe altijd als influentiestromen af te leiden uit de bewegingen van de electronen in de ruimten tussen de elektrodenvlakken. Fluctuaties in deze stromen, dwz. ruis, volgt dan uit het gezamenlijke effect van fluctuaties in het aantal aanwezige electronen en de grilligheid van hun bewegingen.

Omdat gedetailleerde berekeningen, gebaseerd op deze influentiebeschouwingen in vele praktische gevallen moeilijk exact zijn uit te voeren, zijn beschouwingen over ruis eenvoudigheds halve vaak gebaseerd op thermisch evenwicht. Zij berusten dan in laatste instantie op de aequipartitiewet, die zegt, dat elke vrijheidsgraad een gemiddelde energie $\frac{1}{2} k T$ moet bezitten.

In het algemeen heerst er in een electronenbuis geen thermisch evenwicht; gelukkig, want anders zou er geen versterking mogelijk zijn. Met afleidingen of begrippen gegrond op de onderstelling van thermisch evenwicht moet men bij buizen voorzichtig zijn, wil men niet correlaties tussen diverse ruisstromen over het hoofd zien. Deze correlaties maken het mogelijk door geschikte keuze van de schakeling bepaalde ongewenste ruisstromen te verminderen.

Bij passieve netwerken mag men vrijwel altijd temperatuurevenwicht aannemen, of kan men een zekere aequivalente gemiddelde temperatuur definiëren. Zo geeft een weerstand R op temperatuur T aan een belastingweerstand $R' = R$, die op een temperatuur T' gehouden wordt, bij parallelschakeling altijd een vermogen af van $p_r = kT$ per eenheid van frequentieband,

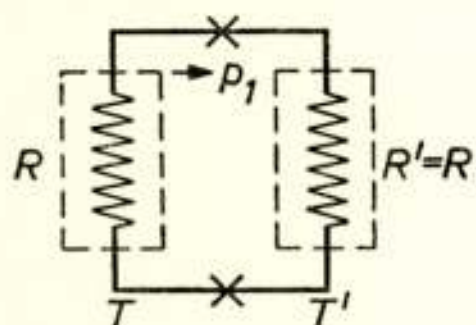


Fig. 1

Ruisafgifte van een weerstand R aan een even grote weerstand R' met andere temperatuur.

ook al is $T' \neq T$. (fig. 1.) De energieuitwisseling tengevolge van de ruisstromen is nl. zeer klein ook bij zeer grote bandbreedten $\Delta \nu$. Is bijv. $\Delta \nu = 10^{10}$ Hz dan stroomt er per sec. slechts zoveel energie uit het reservoir met temperatuur T als gemiddeld opgehoopt is in $2 \cdot 10^{10}$ vrijheidsgraden, wat nog altijd verwaarloosbaar is t.o.v. de aantallen atomen, aanwezig in de weerstanden + temperatuurreervoirs.

Bij electronenbuizen is er echter slechts één geval, waar men volkomen thermisch evenwicht mag aannemen, nl. de zgn. dubbele-

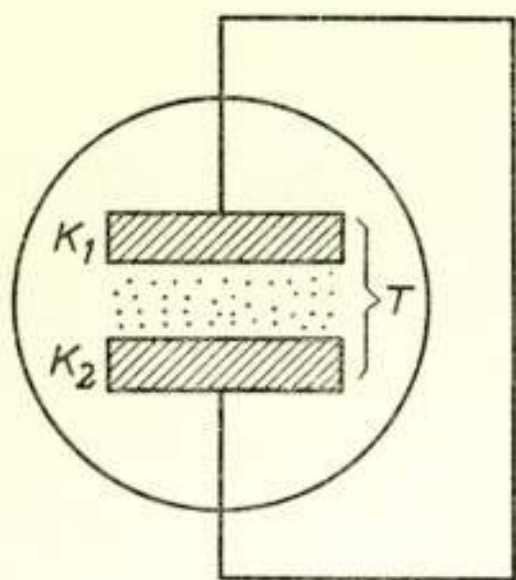


Fig. 2

In een dubbele kathodebuis kan thermisch evenwicht heersen.

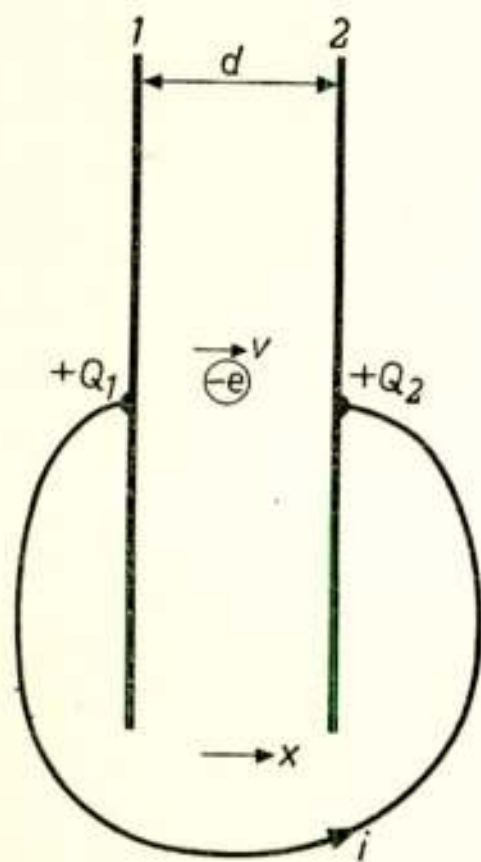


Fig. 3

Als een electron beweegt tussen 2 platen, loopt in de uitwendige keten een influentiestroom i .

kathodebuis, die bijv. 2 vlakke, even hete kathoden op kleine afstand tegenover elkaar bevat (fig. 2). Hiervoor is theoretisch zowel als experimenteel aangetoond dat de influentiebeschouwingen en de thermodynamische beschouwingen hetzelfde resultaat opleveren¹).

We zullen nu voor dioden en trioden in verschillende schakelingen de ruisstromen in de uitwendige leidingen beschrijven op grond van de influentiebeschouwingen.

2. Het influentieverschijnsel.

Twee vlakke evenwijdige metaalplaten 1 en 2 op afstand d worden door een kortsluitdraad op gelijke potentiaal gehouden (fig. 3). Bevindt zich hiertussen één enkel electron (negatieve lading e) op een afstand x van de linkerplaat, dan worden er op de platen positieve ladingen Q_1 en Q_2 geïnduceerd. Met verwaarlozing van randeffecten geldt hiervoor:

$$Q_1 = \frac{d-x}{d}e \quad \text{en} \quad Q_2 = \frac{x}{d}e. \quad (1)$$

Beweegt het electron met een snelheid $v = \frac{dx}{dt}$ (bijv. ontstaan door photo-effect),

dan ontstaat er in de leiding een stroom:

$$i = \frac{dQ_2}{dt} = \frac{dQ_1}{dt} = \frac{e}{d} \frac{dx}{dt} \quad (2)$$

Deze stroom, die reeds loopt als het electron de plaat nog niet heeft bereikt, hangt dus alleen af van de snelheid en niet van de plaats. Bereikt het electron electrode 2, dan neutraliseert zijn negatieve lading juist de positieve geïnduceerde lading, en als we afzien van verschijnselen als secundaire emissie, wordt zijn kinetische energie in warmte omgezet, zodat de stroomstoot in de uitwendige leiding eindigt (fig. 4a).

De oppervlakte onder de stroomimpulskromme is gelijk aan de doorgestroomde lading, dus de electronenlading e . Is de

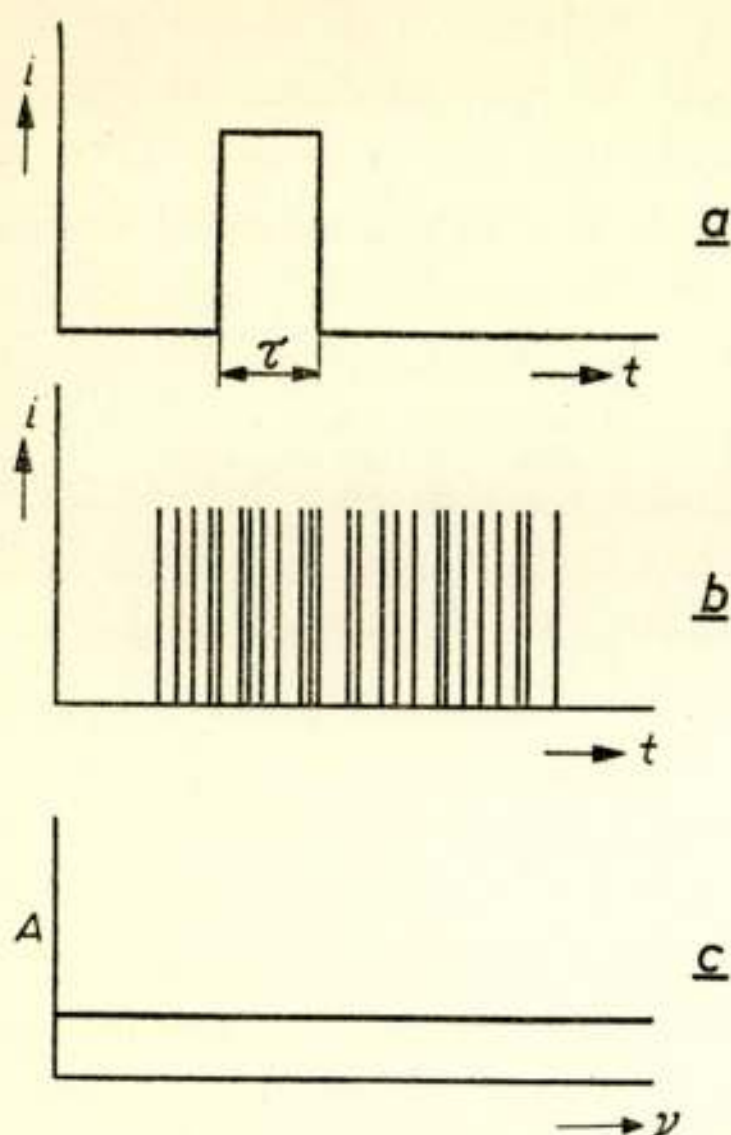


Fig. 4

Zeer korte impulsen (fig. 4a en fig. 4b) produceren een ruisspectrum (fig. 4c) waarvan de intensiteit niet van de frequentie afhangt.

tijdsduur τ kort, dan zijn de stroompieken smal en hoog. Steken er nu meer electronen over, (dit is bij normale buizen practisch altijd het geval), dan kan het zijn dat het aantal dat gelijktijdig onderweg is nog zo gering is, dat zij elkaars banen weinig beïnvloeden. Hun invloed is dan te beschrijven als een serie onafhankelijke korte impulsen (fig. 4b), waarvan het fourierspectrum een van de frequentie onafhankelijke intensiteit A heeft. Deze intensiteit kan dan op de bekende wijze worden beschreven door het gemiddelde kwadraat van de ruisstroomamplituden in het beschouwde frequentie-interval $\Delta \nu$:

$$\overline{i^2} = 2 e I \Delta \nu \quad (3)$$

De afleiding van deze formule berust op het tellen van de aantallen per seconde overstekende electronen, waarvan men aanneemt dat dit oversteken volkomen onafhankelijk van elkaar geschiedt. Bij hoge frequenties moeten we in aanmerking nemen dat de stroomimpulsen een breedte hebben, die niet meer verwaarloosbaar is t.o.v. de trillingstijd $T = \frac{1}{\nu}$. Het fourierspectrum begint dan in intensiteit af te nemen bij een frequentie van de orde van $\nu_c = \frac{1}{\tau}$ (fig. 5).

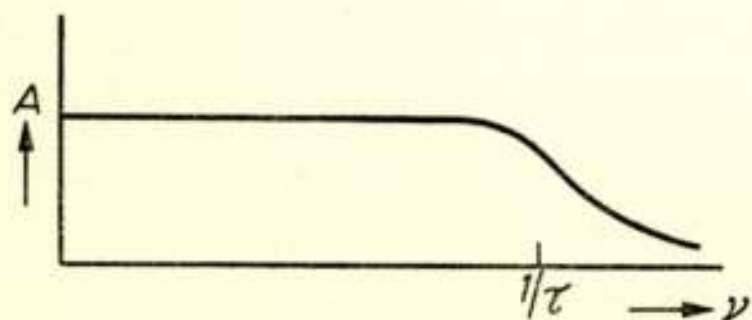


Fig. 5

Bij eindige impulsduur valt de intensiteit bij hoge frequenties af.

Laten we nu echter meer en meer electronen gelijktijdig oversteken, dan kunnen zij ten slotte elkaars banen zo sterk beïnvloeden, dat het oversteken der individuele electronen niet meer onafhankelijk van elkaar geschiedt. Dit is het geval in

het zgn. ruimteladingsgebied van een diode, dat we nu gaan bespreken.

3. Ruis van een vlakke diode met ruimtelading bij lage en hoge frequenties.

We beschouwen de vlakke diode van fig. 6. Kiest men posi-

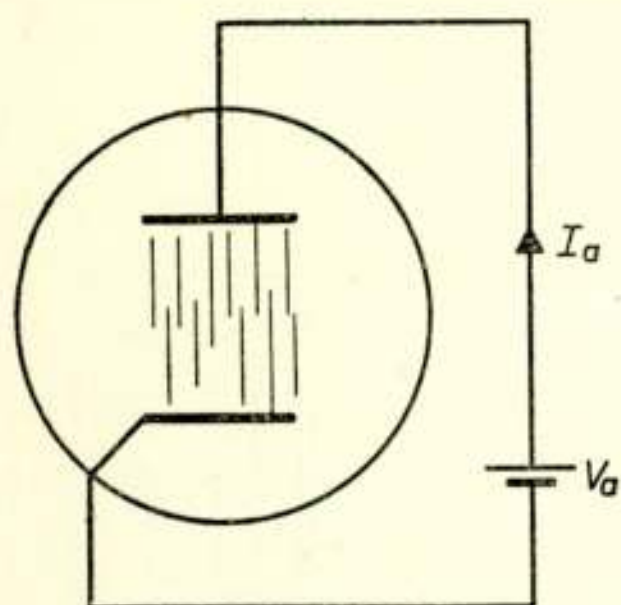


Fig. 6

Diode met positieve anodespanning.

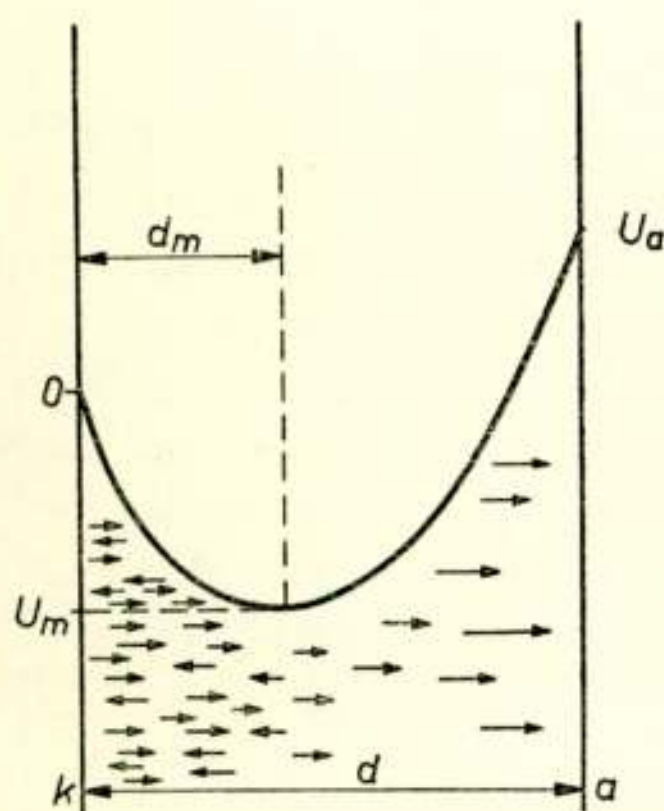


Fig. 7

Potentiaalverdeling en electronbeweging in een vlakke diode met sterke ruimtelading.

tieve anodespanning niet te hoog, dan vormt zich tussen kathode en anode tengevolge van de ruimtelading een potentiaalminimum, waarvoor het grootste deel der uit de kathode geëmitteerde electronen omkeert (fig. 7). Zij de emissiestroom I_s en de anodestroom I_a , dan is in het echte ruimteladingsgebied

$$\frac{I_a}{I_s} \ll 1. \text{ De gemiddelde potentiaal-}$$

verdeling (afgezien van de fluctuaties dus) is o.a. berekend door Langmuir²⁾.

De ruisintensiteit blijkt in dit geval lager te zijn dan de door vgl. (3) gegeven waarde en wel is nu:

$$\overline{i^2} = \Gamma^2 2e I \Delta v, \quad (4)$$

waarbij Γ de ruisonderdrukkingsfactor genoemd wordt.³⁾

Het mechanisme van deze ruisonderdrukking door de ruimtelading willen we nu nader onderzoeken met behulp van influentiebeschouwingen. Hierbij zal blijken dat dit ons een beter inzicht in de toeneming van de ruis bij hoge frequenties kan geven.

We onderstellen de ruimtelading dus zo groot, dat het potentiaalminimum een niet verwaarloosbare diepte en afstand tot de kathode heeft. De electronen worden geëmitteerd met een zekere snelheidsverdeling, die in fig. 8 is weergegeven voor een karakteris-

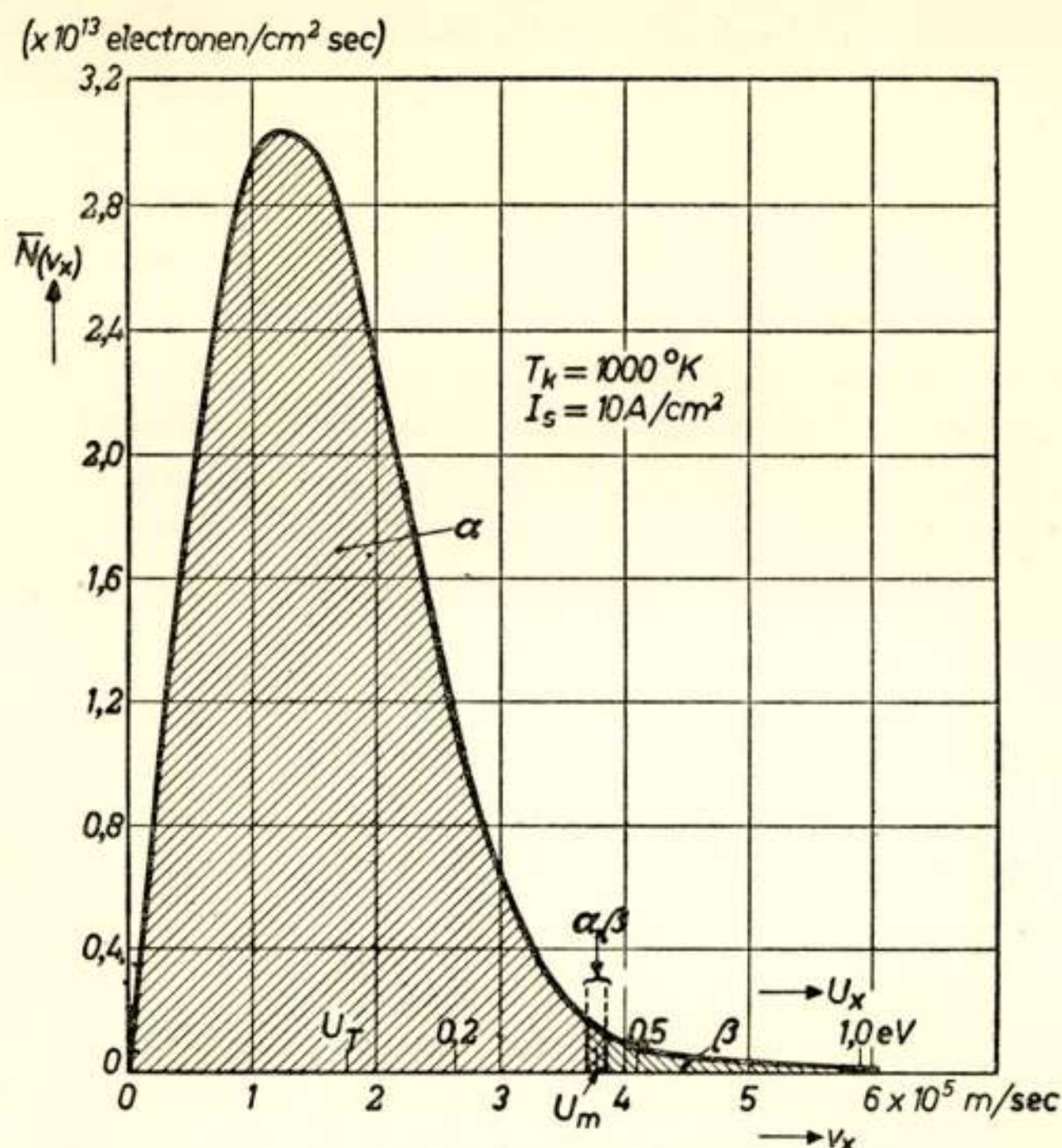


Fig. 8

Snelheidsverdeling van de gemiddelde elektronenstroom die de kathode verlaat. De onderste horizontale schaal geeft de snelheidscomponent loodrecht op het kathodevlak (v_x in m/sec.) de bovenste horizontale schaal geeft de snelheid omgerekend in electronenvolts. U_T correspondeert met de quadratisch gemiddelde snelheid. Het grootste gedeelte van de elektronen bereikt de anode niet (α -electronen); een kleiner gedeelte bereikt de anode wel (β -electronen). De α - β -electronen hebben snelheden in het overgangsgebied tussen de α - en de β -electronen (rond U_m); hun gedrag is zeer sterk afhankelijk van fluctuaties in U_m .

tiel geval: Weergegeven is het gemiddelde aantal voorkomende in een bepaald snelheidsinterval ($v, v + dv$). We behoeven hier alleen te letten op de voorwaartse snelheidscomponent. Het werkelijke aantal fluctueert van ogenblik tot ogenblik statistisch rondom deze gemiddelde waarde. Doordat de langzaamste elektronen vóór het potentiaalminimum omkeren en de snelste doorgaan naar de anode treden er nu verschillende typen stroomimpulsen in de uitwendige leiding op. We gaan nu 3 categorieën elektronen onderscheiden, nl.:

1. α -electronen, die vóór het potentiaalminimum omkeren. Hun aantal is vrijwel gelijk aan de totale electronenstroom, die de kathode verlaat. We kunnen de α -electronen ook *totale-emissie-electronen* noemen en de verschijnselen, die ze veroorzaken, *totale-emissieverschijnselen*. De vorm van de stroomimpulsen der α -electronen hangt af van de startsnellheid. Een voorbeeld is in fig. 9a geschetst. Het minder steile deel in de buurt van het omkeerpunt τ_a ontstaat doordat het electron in de buurt van zijn omkeerpunt een vrij lange tijd kan verblijven. Voor electronen, die juist het minimum bereiken (een verwaarloosbaar aantal) zou de looptijd zelfs oneindig groot worden als er geen fluctuaties in dit minimum optraden.

Behalve deze stroomimpulsen veroorzaken α -electronen nog secundaire stroomimpulsen, daar tijdens de aanwezigheid van het α -electron nabij het potentiaalminimum dit minimum tijdelijk verlaagd wordt. Hierdoor worden tijdelijk meer electronen tot omkeren gedwongen dan normaal. Wij komen hierop straks terug.

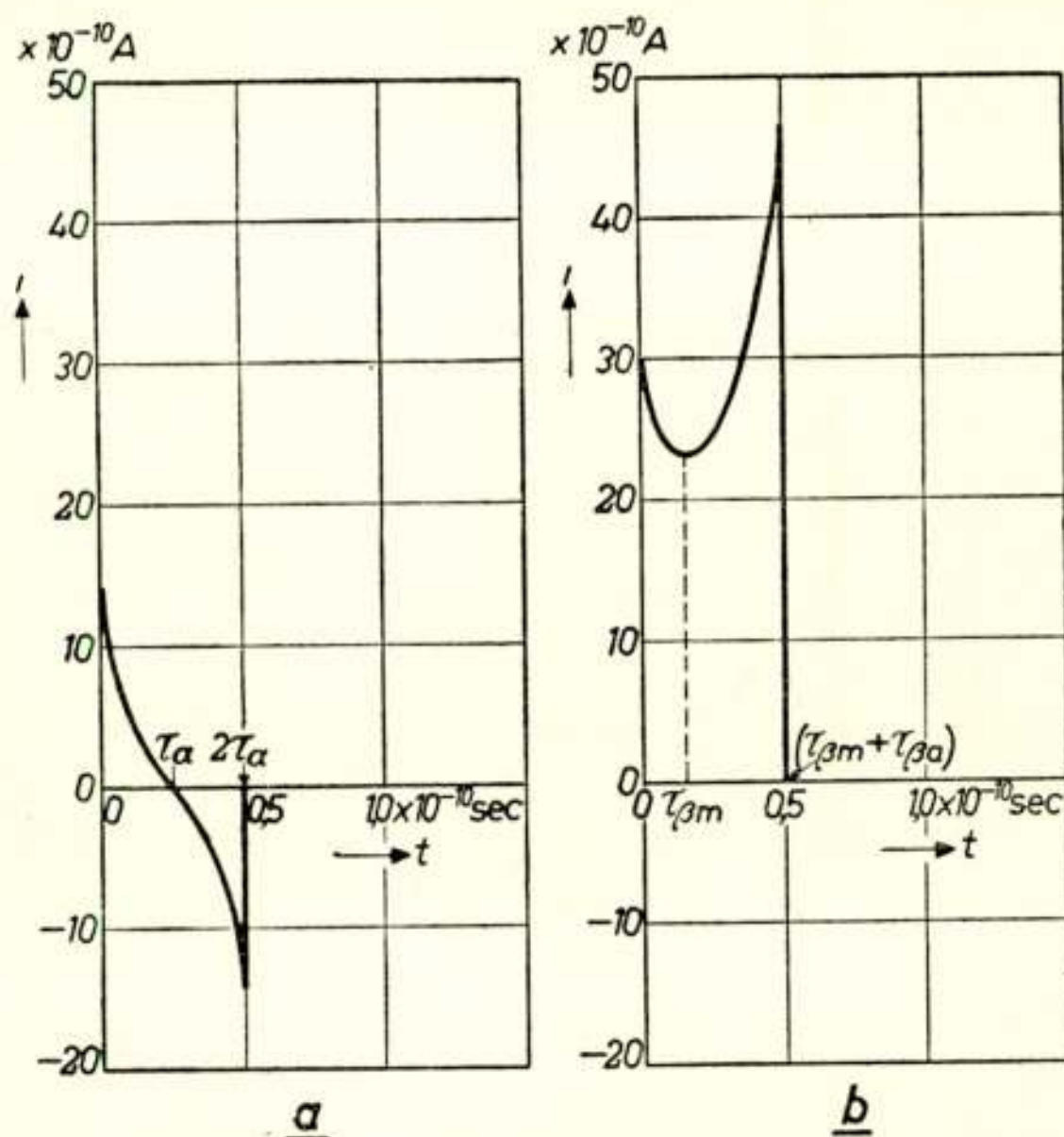


Fig. 9

- a) Vorm van de stroomimpuls in de uitwendige keten van een diode opgewekt door een α -electron.
 b) Idem van de door een β -electron opgewekte impuls.

2. β -electronen, dit zijn electronen die de anode bereiken en dus verantwoordelijk zijn voor de gemiddelde anodestroom I_a .

Hun stroomimpulsen hebben ongeveer een vorm als in fig. 9b. In het potentiaalminimum (tijd $\tau_{\beta m}$) is de snelheid en dus ook i het kleinst. Ook met β -electronen gaan secundaire impulsen gepaard, waarover straks meer.

3. α - β -electronen, dat zijn de electronen in een smal tussengebiedje rond U_m (zie fig. 8). Hun gedrag is zeer gevoelig voor kleine variaties in de diepte van het minimum en daarom spelen zij ondanks hun geringe aantal een belangrijke rol. Zij zijn het die de toeneming van de anodestroom bewerkstelligen als het potentiaalminimum iets minder diep wordt gemaakt door verhoging van de anodespanning.

Fluctuaties in het potentiaalminimum; secundaire stroomimpulsen.

Indien boven het gemiddelde aantal electronen één extra α -electron onderweg is, verandert de diepte van dit minimum zoals in fig. 10 is voorgesteld. (Een tekort doet op het teken

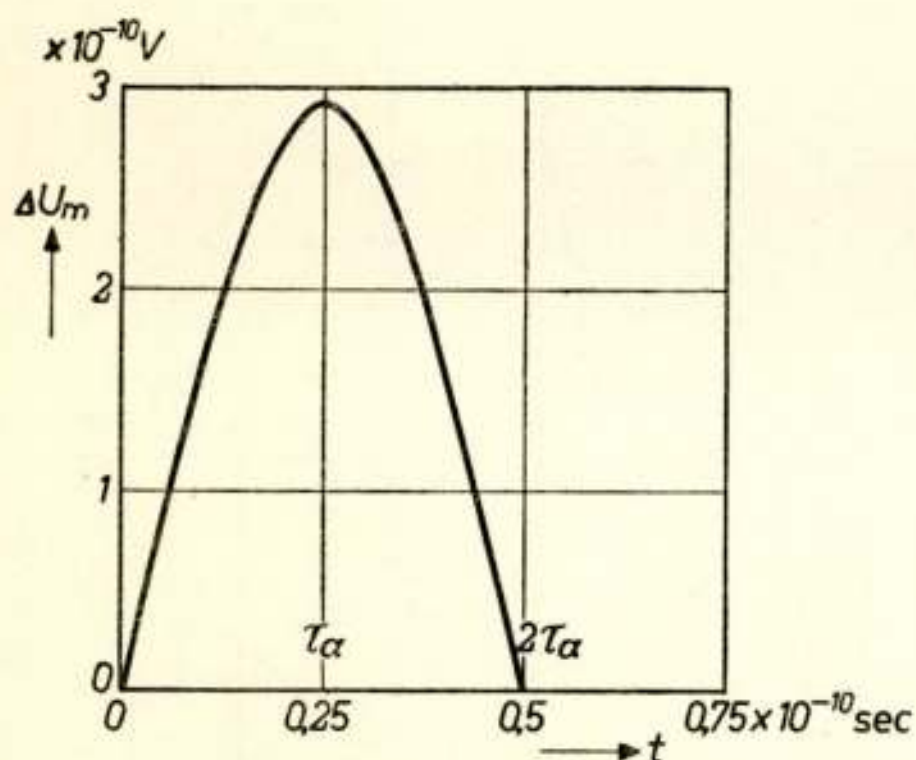


Fig. 10

Een α -electron veroorzaakt op zijn weg een geleidelijke verandering ΔU_m van de diepte van het potentiaalminimum.

na hetzelfde). Bovendien treedt er een geringe verplaatsing van het minimum op, die echter in de stromen slechts effecten van hogere orde veroorzaakt, en dus buiten beschouwing blijft. We spraken hier over de invloed van één enkel electron, maar we bedoelen eigenlijk de gemiddelde invloed, en wel gemiddeld over een groep van electronen, die alle onder vrijwel dezelfde omstandigheden verkeren. (Im-

mers het aantal electronen dat per seconde de kathode verlaat is zo groot (zie fig. 8), dat we de electronen in groepen kunnen samennemen, waarbinnen de spreiding in aanvangssnelheid en tijdstip van emissie verwaarloosd mag worden). De beweging van zo'n groep heeft dus een verandering van de anodestroom tengevolge: er keren meer α - β -electronen om. Dit kan beschreven worden door twee secundaire stroomimpulsen,

nl. ten eerste die, veroorzaakt door een tijdelijk tekort aan doorgaande electronen („gaten”, die van het minimum naar de anode bewegen, looptijd $\tau_{a\beta a}$) en ten tweede die veroorzaakt door een even groot surplus aan omkerende electronen, die naar de kathode bewegen (looptijd $\tau_{a\beta c}$).

Zowel „gaten” als surplus-electronen hebben een zeer lange

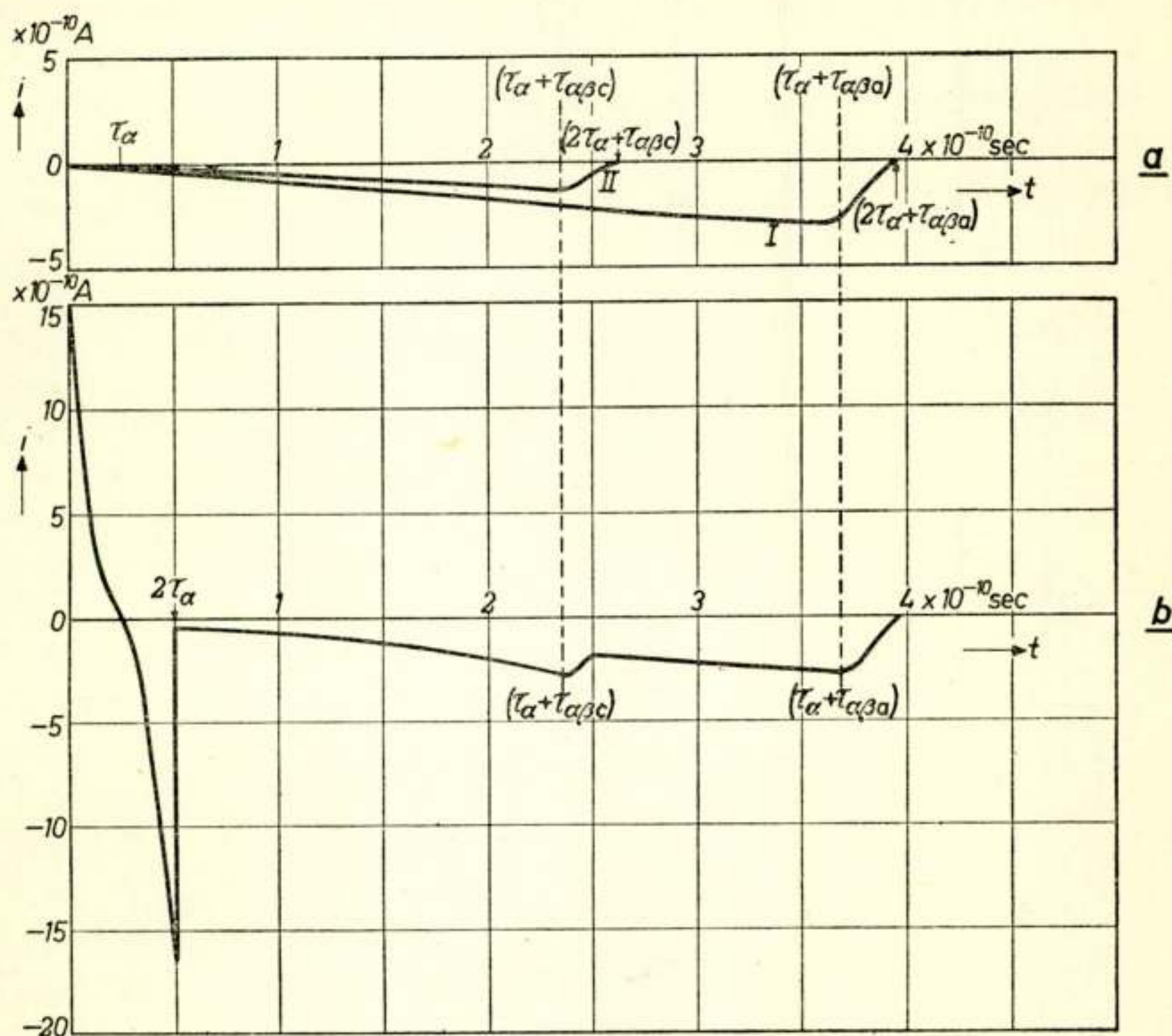


Fig. 11

- Door de fluctuaties ΔU_m van fig. 10 bereiken minder $(a - \beta)$ -electronen de anode. Dit wordt weergegeven door een stroom I van „gaten” van het potentiaalminimum naar anode en een stroom II van extra electronen die naar de kathode teruglopen. Door de lange verblijftijd der $a - \beta$ -electronen nabij het minimum zijn de tijdsduren der stromen I en II veel groter dan die van de primaire impuls van fig. 9a.
- De totale stroomimpuls door een a -electron veroorzaakt, is nagenoeg gelijk aan de primaire impuls, doch heeft een klein overschot aan de negatieve kant (Dit overschot is in deze figuur sterk overdreven getekend).

verblijftijd omdat ze starten met aanvangssnelheid bijna $= 0$ in een nagenoeg parabolisch veld. Daarom zijn $\tau_{a\beta a}$ en $\tau_{a\beta c}$ veel groter dan $\tau_{\beta a}$ en τ_a (fig. 11a).

Slechts zeer weinig α -electronen dringen tot dicht bij het minimum door en daarom is gemiddeld de amplitude van de secundaire impulsen slechts klein vergeleken met de primaire impuls der α -electronen. De totale α -impuls is dus op een klein secundair „staartje” na gelijk aan de primaire (zie fig. 11b) en het resulterende oppervlak onder de kromme is nagenoeg gelijk aan nul:

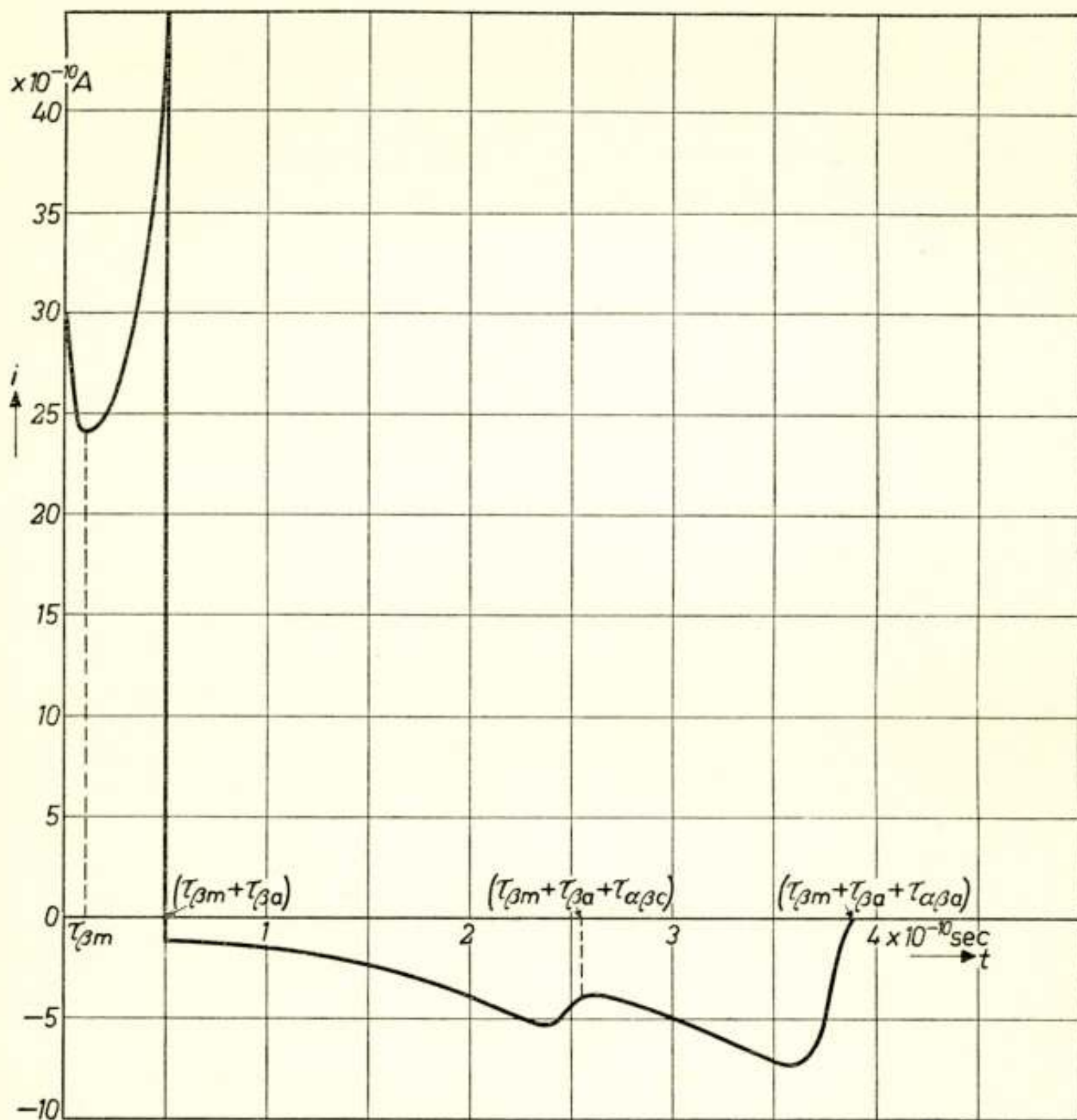


Fig. 12

De vorm van de totale stroomimpuls voor een β -electron. De secundaire stroomimpulsen zijn hier gemiddeld zoveel sterker, dat het resulterende oppervlak nagenoeg gelijk aan nul is; hun vorm lijkt veel op die in fig. 11a.

lage frequenties komen in het totale-emissie spectrum dus maar zwak voor. Wel zullen hierin hoge frequenties sterk voorkomen ($\nu \approx \frac{1}{2\tau_a}$ d.i. in het centimetergolfgebied). Dit *hoogfre-*

quente totale emissie blijkt in een eenvoudig verband te staan tot de totale *emissiedemping*, d.i. de demping die de α -electro-

nen uitoefenen op een hoogfrequente wisselspanning als deze tussen kathode en anode wordt aangelegd. Vatten we het totale emissiegeruis op als afkomstig van een ohmse demping van deze grootte, dan blijkt de aequivalente temperatuur hiervan gelijk te zijn aan de kathodetemperatuur⁴). Dit is niet zo verwonderlijk, omdat de α -electronen nagenoeg in thermisch evenwicht zijn met de kathode.

Een β -electron veroorzaakt ook een verandering van de diepte van het potentiaalminimum. Deze verandering is veel groter dan die veroorzaakt door een α -electron, daar de β -electronen gemiddeld veel langer dan de α -electronen in de buurt van het

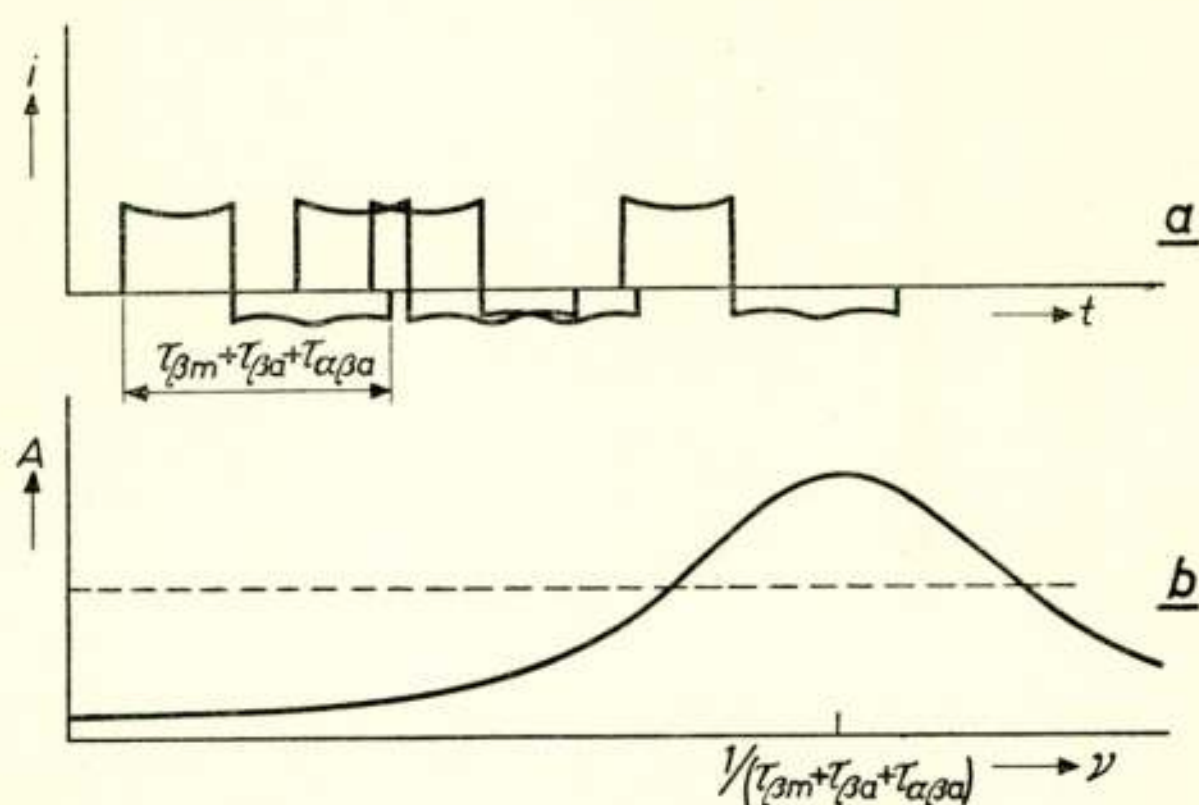


Fig. 13

Als fig. 5, doch nu voor een diode met ruimteladingsonderdrukking.

- a) Schematische vorm van de stroomimpulsen (zie fig. 12).
- b) Ruisspectrum.

Bij lage frequenties is de ruisintensiteit veel kleiner dan die van de niet-onderdrukte ruis (aangegeven door de horizontale stippellijn), bij frequenties van de orde van de reciproke looptijd kan zij tot ongeveer de dubbele waarde stijgen; bij nog hogere frequenties neemt de intensiteit weer af.

minimum verblijven. De secundaire stroomimpulsen, door de β -electronen veroorzaakt, hebben dus weliswaar ongeveer dezelfde vorm als dit van fig. 11a, maar veel grotere amplituden. Daardoor zijn de secundaire impulsen in het gemiddelde nu in staat de primaire β -impuls, die altijd geheel positief is, bij lage frequenties bijna volledig te compenseren: De totale impuls (zie fig. 12) heeft vrijwel geen gelijkstroomcomponent.

Doordat de compensatie echter niet volkomen traagheidsloos geschiedt, heeft bij hoge frequenties ($\nu \approx 1/(\tau_{\beta m} + \tau_{\beta a} + \tau_{a\beta a})$) ook het Fourierspectrum van de β -impulsen een grote amplitude. Deze kan zelfs tot ongeveer de dubbele waarde stijgen van de

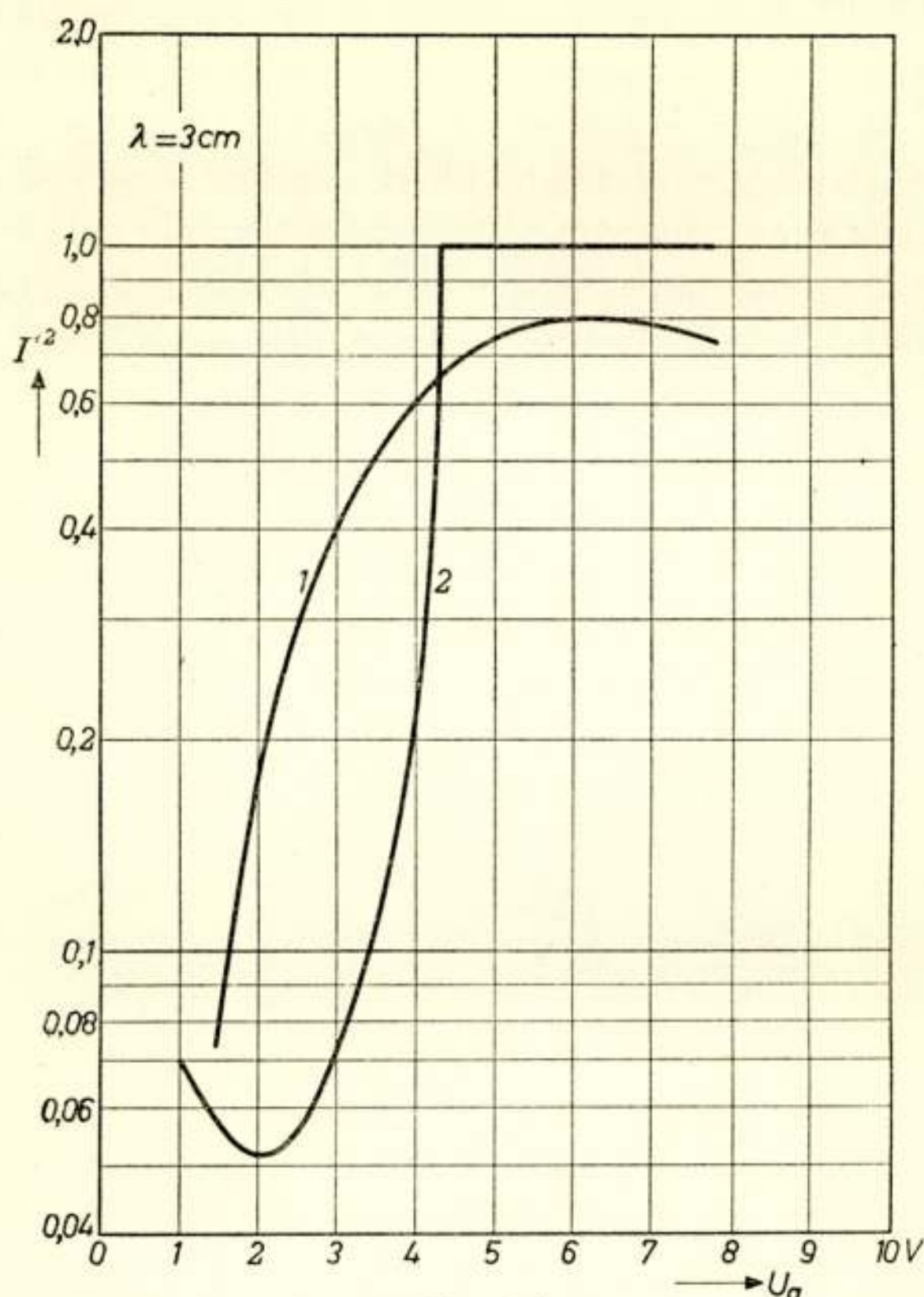


Fig. 14

De experimentele waarde I'^2 (kromme 1) van een experimentele diode met L -kathode is bij $\lambda = 3$ cm en bij matige anodespanningen (in het ruimteladingsgebied) veel hoger dan de theoretische waarde bij lage frequenties (kromme 2).

bij de primaire impuls behorende, zodat de onderdrukkingsfactor I' (zie vgl. (4)) hier in principe groter dan 1 kan worden. Het is a.h.w. of de onderdrukking bij lage frequenties zich wreekt bij hoge frequenties. Bij zeer hoge frequenties valt door de eindige breedte van de impulsen de intensiteit weer af (zie ook fig. 13). Deze zeer hoge waarden van I'^2 zijn experimenteel nog niet aangetoond. Men moet hierbij bedenken,

dat er een spreiding is in de diverse looptijden en dat bovendien in deze theorie de beïnvloeding van het potentiaalveld door de fluctuaties in de ruimtelading maar zeer schematisch in rekening is gebracht.

Wel is met behulp van speciale vlakke dioden gemeten, dat bij $\lambda = 3 \text{ cm}$ ($f = 10.000 \text{ MHz}$) Γ veel hogere waarden heeft dan de laagfrequent waarden (zie fig. 14).

Looptijdfuncties

In het bovenstaande hebben wij de stroomimpulsen onderzocht, die de in de buis bewegende electronen in de uitwendige leiding induceren. Daarna hebben wij op deze stroomimpulsen Fourier-analyse toegepast, waaruit bleek, dat bij frequenties van de orde van de reciproke looptijden de ruis in de uitwendige leiding veel sterker kan zijn dan bij lagere frequenties. Op deze methode is fysisch niets aan te merken; quantitatieve berekeningen zijn echter op deze manier moeilijk uit te voeren. Daarom gebruikt men in de praktijk vaak een benaderingsmethode.

Men begint dan dadelijk met een Fourier-analyse te maken van de totale convectieruisstroom i_{con} , veroorzaakt door de electronenstroom die de kathode verlaat ⁵⁾. (Een convectiestroom is een stroom van geladen deeltjes, die door de vrije ruimte beweegt; in grootte is hij gelijk aan het aantal coulombs, dat per seconde een bepaalde doorsnede passeert). Bij i_{con} is dus de ruimteladingsonderdrukking in rekening gebracht. Men neemt nu alleen de Fourier-component $i_{con}(\nu)$, die behoort bij de te onderzoeken frequentie ν . Men doet net of de convectiestroom een zuivere wisselstroom is van deze frequentie en gaat na welke ruisstroom $i(\nu)$ hierdoor in de uitwendige keten ontstaat. Het verband tussen $i_{con}(\nu)$ en $i(\nu)$ wordt gegeven door een zgn. looptijdfunctie ψ_1 :

$$i(\nu) = i_{con}(\nu) \psi_1$$

Tengevolge van de fazeverschuiving tussen i_{con} en i is ψ een complexe functie en wel van het argument $j\tau$; (τ = statische electronenlooptijd).

Mathematisch is het zeer moeilijk bij de berekening van ψ_1 de wisselwerking van de electronen met elkaar nabij het potentiaal minimum exact in aanmerking te nemen. Onder vereenvoudigde veronderstellingen, bijv. dat de beginsnelheden der electronen verwaarloosd worden, kan ψ_1 echter wel berekend

worden ⁶⁾. Voor niet te grote $\nu\tau$ -waarden blijkt $|\psi_1| \approx 1$ te zijn: er treedt alleen een faze-draaiing op.

Is over de buis een *signaal*wisselspanning aanwezig, dan zal deze spanning de diepte van het potentiaalminimum beïnvloeden en daar een convectiewisselstroom I_{con} doen starten met als gevolg een stroom I in de uitwendige keten. Ook I kan met behulp van een looptijdfunctie ψ_2 in I_{con} worden uitgedrukt. ψ_2 verschilt echter van ψ_1 doordat de electronen nu lopen in een wisselend potentiaalveld, waarvan de faze een zekere relatie heeft met de faze van I_{con} . De ruisstromen staan daarentegen in geen enkel verband met een eventueel aanwezige signaalspanning. Dit leidt tot belangrijke consequenties voor ruiscompensatie in trioden; zoals we straks zullen zien, is het door

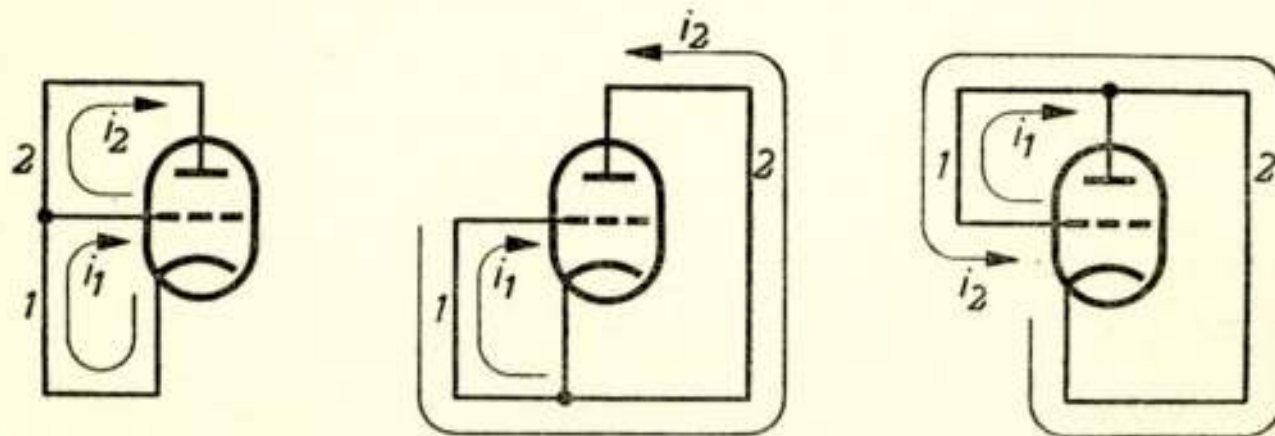


Fig. 15

Triode met kortgesloten elektroden; 1 ingangsleding; i_1 is stroom in 1, i_2 is stroom in 2.

- a) roosterbasisschakeling;
- b) kathodebasisschakeling;
- c) anodebasisschakeling.

dit verschillende gedrag van de ruis- en signaalstromen mogelijk de schakeling zo te kiezen, dat de ruisstromen meer verzwakt worden dan de signaalstromen. Ook de functie ψ_2 heeft men met de genoemde benadering berekend. Als betere benadering heeft men wel de statische invloed van het potentiaalminimum op de looptijden in rekening gebracht, maar men heeft tot dusverre steeds de hoogfrequente fluctuaties in het potentiaalminimum verwaarloosd ⁷⁾.

Ondanks de benaderingen zijn de looptijdfuncties in de praktijk zeer bruikbaar gebleken voor een benaderende beschrijving bij niet al te extreem hoge frequenties (bijv. tot en met het gebied van metergolven).

Ruis van een triode met kortgesloten elektroden

Gaan we vervolgens de methode van de looptijdfuncties toe-

passen op de ruisstromen in een triode, dan dient men achter-eenvolgens de convectiestromen in de kathoderoosterruimte en in de roosteranoderuimte te beschouwen. Het verband tussen beide stromen hangt af van de aard van de schakeling, waarin de triode zich bevindt. (kathodebasis-, roosterbasis- of anode-basis-schakeling resp. fig. 15a, b en c). We denken eerst de uitwendige leidingen als kortsluitingen en het potentiaalminimum op de kathode.

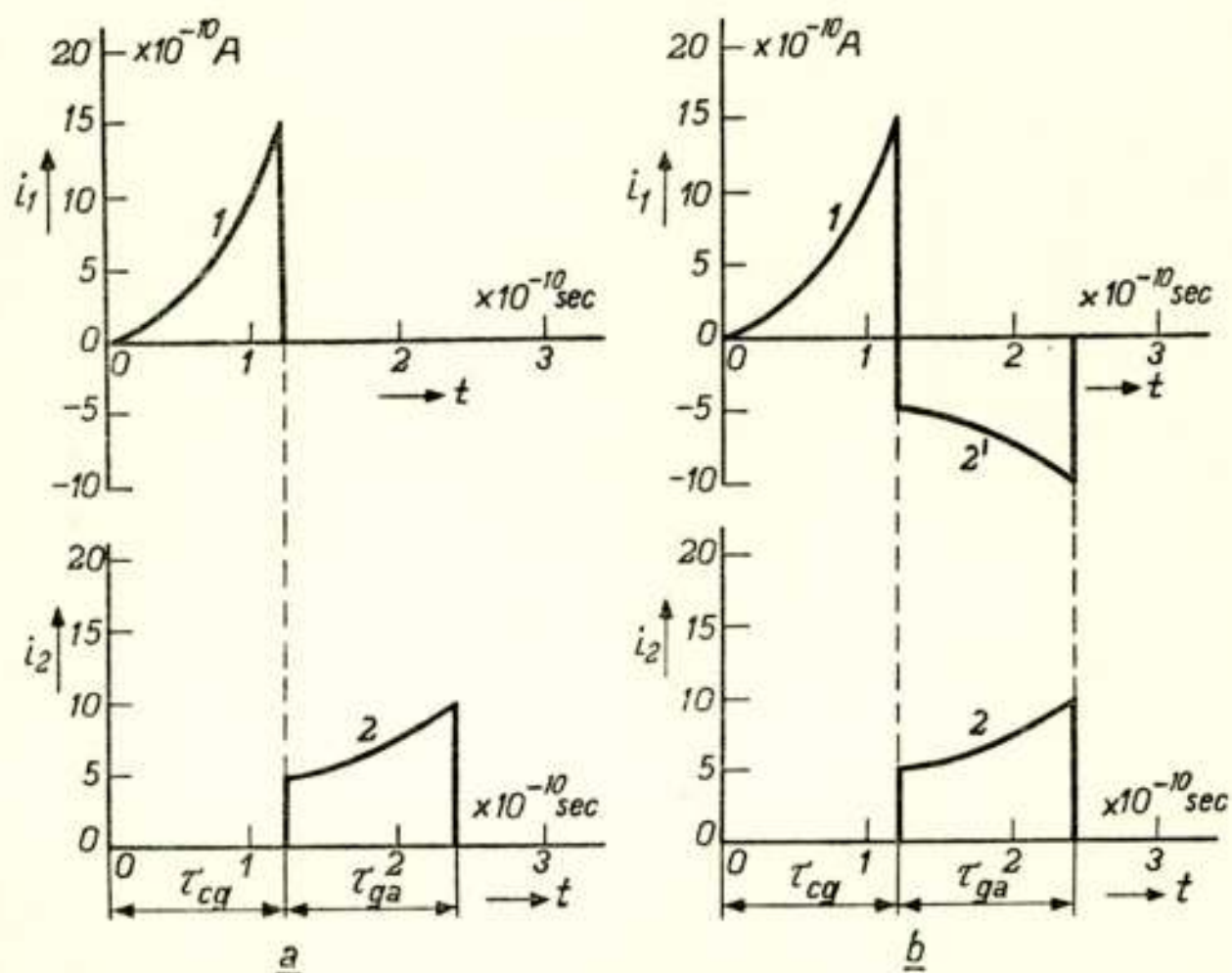


Fig. 16

Een electron, dat in een triode van kathode naar anode loopt, induceert een stroom i_1 in de ingangsleding en een stroom i_2 in de uitgangsleding. Ondersteld is dat voor de potentiaalverdeling tussen potentiaalminimum en rooster de wet van Child geldt.

- roosterbasis-schakeling. De impuls 1 loopt door de ingangsleding, impuls 2 door de uitgangsleding.
- kathodebasis-schakeling; door de ingangsleding loopt zowel de impuls 1 als de impuls 2'. In de uitgangsleding loopt alleen de impuls 2. De impulsen 2 en 2' zijn gelijk en tegengesteld.

In fig. 16a en b zijn de uitwendige stroomimpulsen in roosterbasis- en in kathodebasis-schakeling getekend bij het passeren van een enkel electron. 1 is de impuls behorend bij het oversteken tussen kathode en rooster, 2 de impuls bij het oversteken tussen rooster en anode, i_1 is de stroom in de ingangsleding 1 en i_2 die in de uitgangsleding 2. Men ziet, dat bij de kathode

basis-schakeling de impuls 2 ook nog in negatieve richting door de leiding 1 loopt.

We gaan nu eenvoudigheidshalve direct over op de Fourier-componenten van deze impulsen. De bijbehorende ruiswisselstromen zijn als draaivectoren in fig. 17a en b getekend. De phasebetrekkingen volgen uit soortgelijke looptijd functies ψ als boven voor de diode.

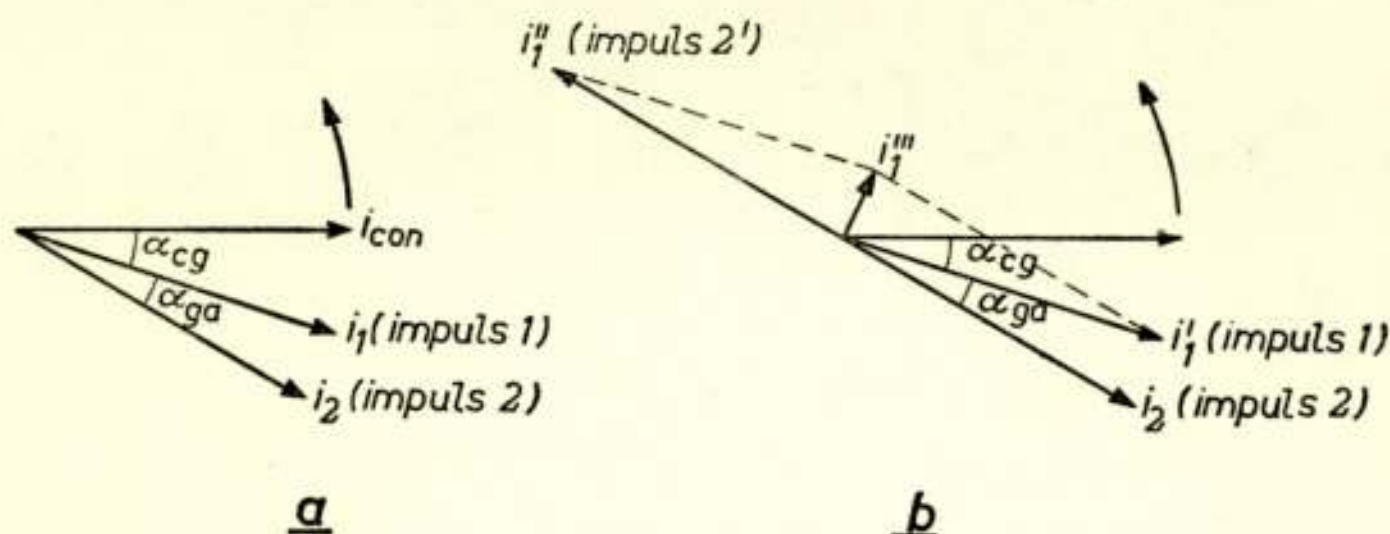


Fig. 17

Vectordiagram voor de ruisstromen in een kortgesloten triode. Uitgezet zijn de vectoren van de stroomcomponenten bij een bepaalde frequentie; de gebogen pijl geeft hun draairichting aan; i_{con} stelt de convectieruisstroom voor van de electronen, die bij de kathode hun tocht door de buis beginnen (bij de amplitude van i_{con} is de onderdrukkingsfactor I' van vgl (4) in rekening gebracht).

De hoek α_{cg} tussen i_1 en i_{con} hangt samen met de looptijd τ_{cg} in de kathode-roosterruimte, de hoek α_{ga} evenzo met τ_{ga} .

a) Geldt voor de roosterbasisschakeling;

b) voor de kathodebasisschakeling.

Bij b) bestaat de stroom in de ingangsleding uit 2 componenten i_1' en i_1'' corresponderend met de impulsen 1 en 2' in fig. 16b; i_1'' verschilt een hoek van 180° in fase met i_2 (de stroom in de uitgangsleding) en heeft nagenoeg dezelfde amplitude als i_1' . De totale ruisstroom in de ingangsleding is i_1''' .

Voor lage frequenties is α_{ga} ongeveer gelijk aan 0 en i_1''' is dan ook nul. Voor hoge frequenties is i_1''' ongeveer 90° in fase voor bij i_1' .

We zullen ons nu verder terwille van de kortheid alleen bezighouden met de kathodebasisschakeling om hierop wat dieper te kunnen ingaan. In de ingangsleding lopen 2 ruisstromen n.l. i_1' en $i_1'' = -i_2$. De resulterende stroom is $i_1''' = i_1' + i_1''$. Voor niet te grote looptijdhoeken $\alpha = 2\pi\nu\tau$ resulteren de looptijden voornamelijk in een phasedraaiing, terwijl de amplituden van i_{con} , i_1' en i_2 ongeveer even groot zijn. Daarom is de geïndu-

ceerde ingangsruijs i_1'' voor kleine a 's een kleine stroom, die 90° voorijlt bij i_{con} .

Voor de signaalstromen krijgen we een dergelijk diagram (fig. 18). Hier zijn echter de looptijdhoeken iets anders dan bij de ruisstromen, doordat er een gecorreleerde wisselspanning

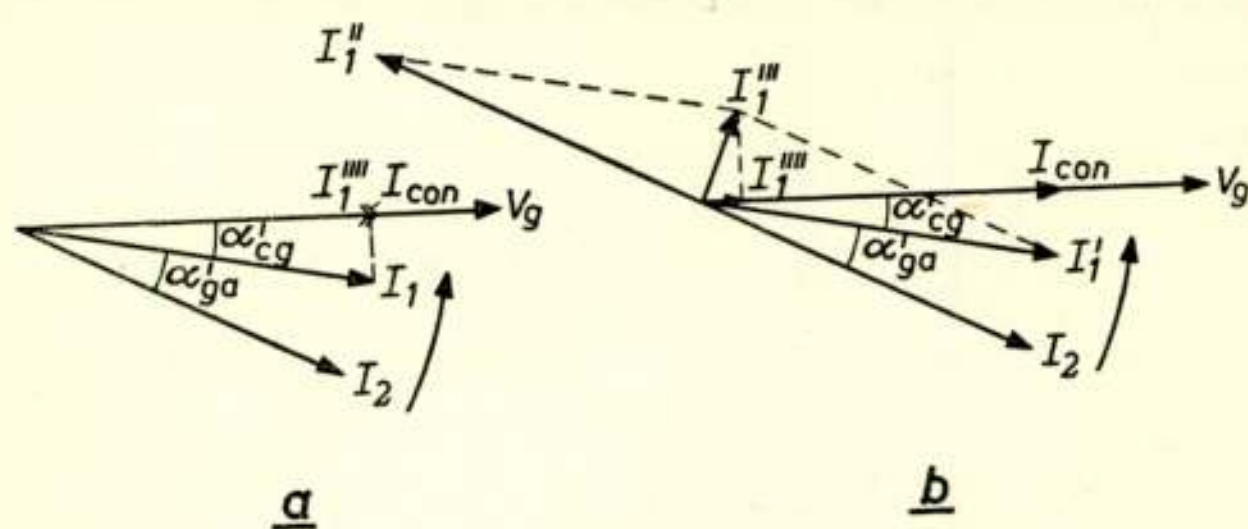


Fig. 18

Zelfde als fig. 17, doch nu voor de signaalstromen; de kleine letters zijn daarom vervangen door grote en de fazehoeken zijn van accenten voorzien.

a) roosterbasisschakeling.

b) kathodebasisschakeling.

De component I_1'' , die in faze is met de signaalspanning (dus met I_{con}) duidt er op, dat er een zekere electronische ingangsdemping is.

(In de figuur staat abusievelijk V_g i.p.v. U_g)

U_g aanwezig is. De zeer kleine component I_1'' die in phase is met U_g is verantwoordelijk voor de zgn. looptijddemping g_r .⁸⁾ Met behulp van de looptijd functies is het mogelijk een verband te leggen tussen g_r en de ruisstromen in de ingang. Dit verband drukt men vaak uit door aan g_r een zekere *temperatuur* toe te kennen, zodanig dat de door de weerstand $1/g_r$ afgegeven fluctuaties verantwoordelijk zijn voor het *ingangsruijs*. Doordat men in aequivalente netwerkschema's deze weerstand dan ook als echte weerstand tekent (evenals trouwens de *ruisweerstand*, die men op analoge wijze het uitgangsruijs laat produceren) ziet men de fazebetrekkingen tussen de diverse ruisstromen over het hoofd en komt men vaak tot verkeerde theorieën. Het is hierom, dat in de inleiding gewaarschuwd is voor het hanteren van aan thermisch evenwicht ontleende begrippen op geruis van versterkbuizen.

Eindige impedanties tussen de elektroden.

Dit geval is voor de kathodebasisschakeling gegeven in fig. 19; de niet-electronische admittanties (die dus ook aanwezig zijn bij

dus een andere looptijdfunctie). De grootte van deze i'_2 kunnen we variëren door $|Z|$ dus door $|Y_1|$ te variëren. We zien dat zo deze i'_2 door primair geïnduceerde ruisstroom i_2 nagenoeg kan compenseren. Door de looptijdhoecken blijft er echter nog een

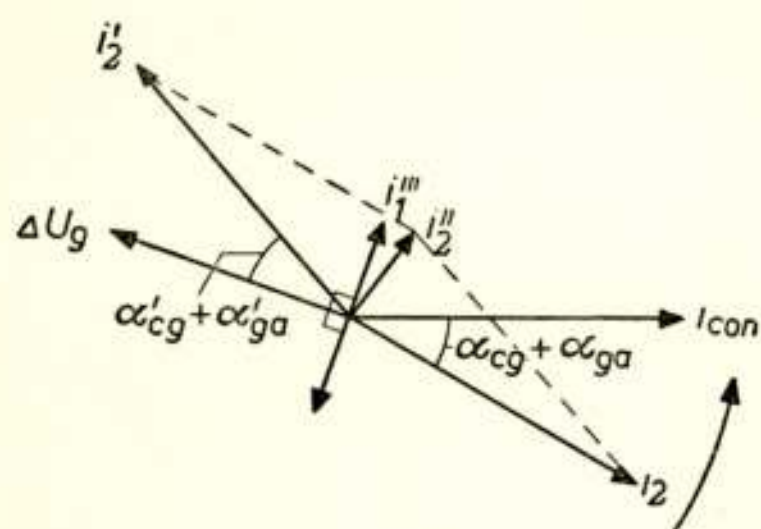


Fig. 20.

Vectordiagram van de ruisstromen in de leidingen van een triode in de kathodebasisschakeling van fig. 19. i_{con} is de ruisstroom, die bij de kathode start. Deze heeft een primaire ruisstroom i_2 in de uitgangsleding tengevolge. De resulterende ruisstroom i''_1 in de ingangsleding wekt een roosterspanningsfluctuatie ΔU_g op, die op zijn beurt een ruisstroom i'_2 in de uitgangsleding veroorzaakt. De resulterende uitgangsstroom is i''_2 . Is er een capacitieve terugwerkingsadmittantie aanwezig, dan ontstaat daardoor een extra ruisstroom in de uitgangsleding, die 90° voorijlt bij ΔU_g en daarom i''_2 nagenoeg kan compenseren.

sterking ook kleiner dan 1 was geworden ¹⁰). Weliswaar heeft dus de beschouwde trap op zichzelf een erg kleine ruisfactor, maar de ruis van de anodebelasting en van de volgende trappen (die hier buiten beschouwing gebleven zijn) spelen dan een des te groter rol en de versterker is onbruikbaar. De metingen van fig. 21 en 22 tonen echter aan dat ook de overall-ruisfactor van een gehele versterker duidelijk verlaagd kan worden door een juiste keuze van de terugwerking in de 1e trap. Doordat de structuur van praktische buizen afwijkt

(kleine) component i''_2 over. Deze kunnen we nu echter bestrijden door een capacitieve Y_{12} in te voeren, die in de schakeling parallel op de steilheid van de buis staat. Hierdoor stuurt ΔU_g nu nog een extra ruisstroom door de uitgangsleding, die 90° bij ΔU_g in fase vóór is. Natuurlijk heeft Y_{12} ook invloed op de totale ingangs-impedantie, dus op ΔU_g : na geschikte keuze van Y_{12} moet dus Y_1 opnieuw goed worden ingesteld. We onderstellen hierbij dat $Re Y_{12} \ll |Y_{12}|$ is, zodat het capacitieve karakter niet verstoord wordt.

We zien nu dat de som van alle ruisvectoren in de uitgangsleding wel nagenoeg gelijk aan nul kan worden gemaakt terwijl de signaalstroom niet nul zal zijn, wegens de andere phasehoeken. Dit is ook experimenteel gevonden door Knol en Versnel⁹).

Bij nader onderzoek bleek, dat in dit uiterste geval de ver-

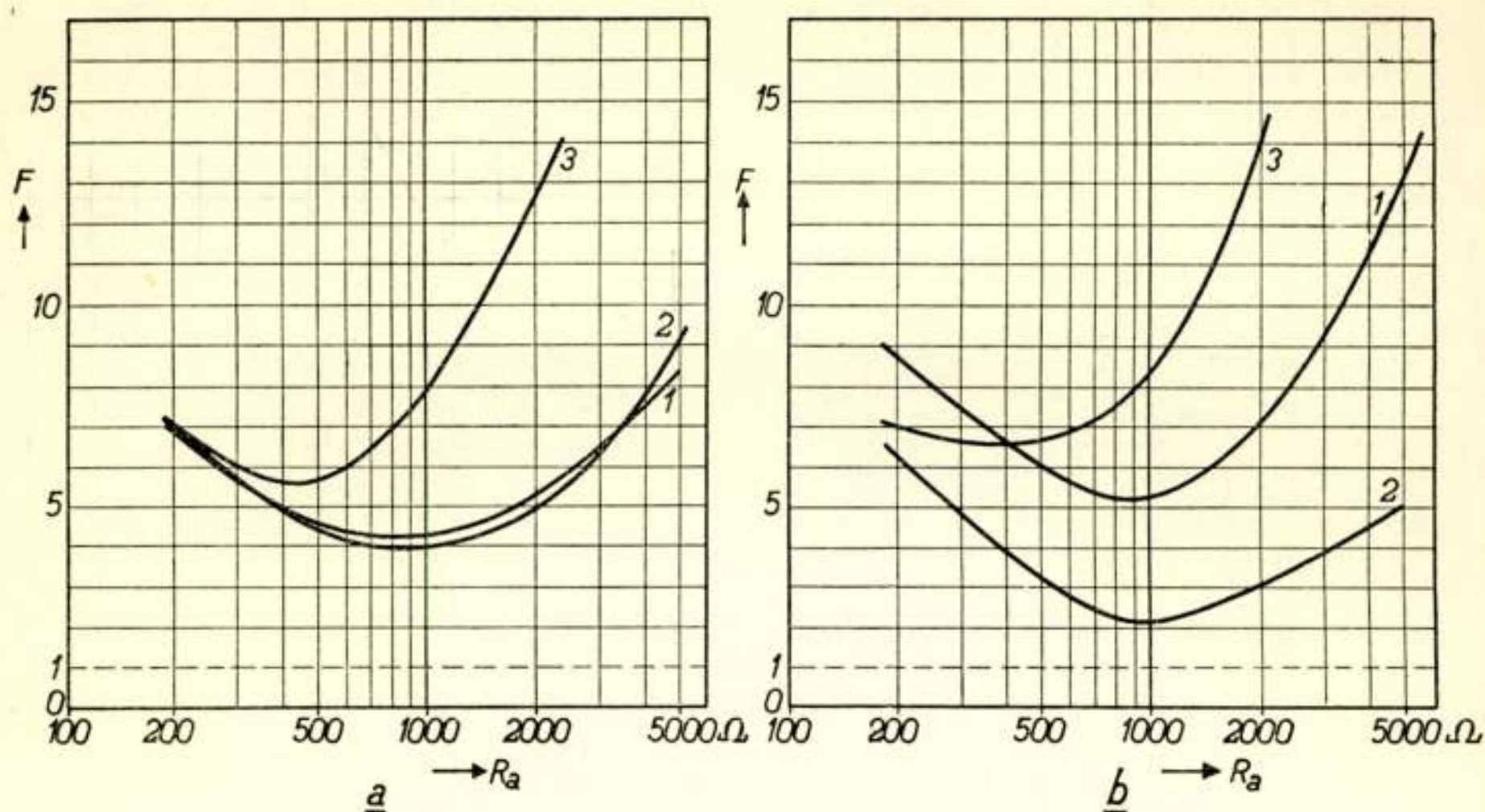


Fig. 21.

Ruisfactor F gemeten aan een als triode geschakelde penthode $EF\ 50$ in kathodebasisschakeling bij $\lambda = 7\text{ m}$, als functie van de getransformeerde antenneweerstand R_a in de ingangskring.

a) geldt voor het geval de werking van de terugwerkingscapaciteit geneutrodyniseerd is.

b) niet geneutrodyniseerd.

Krommen 1; afgestemde ingangskring (Y_1 reëel); krommen 2: capacitief verstemde ingangskring (Y_1 vrijwel zuiver capacitief); krommen 3: inductief verstemde ingangskring (Y_1 vrijwel inductief). F heeft steeds voor bepaalde R_a -waarden een minimum. Het minimum is het laagst voor niet geneutrodyniseerde terugwerking en capacitieve verstemming (kromme 2 van b).

van de ideale structuur zijn de bereikte verbeteringen kleiner dan de theoretisch voorspelde. Bij een experimentele lighthouse triode, waarin de afwijkingen van de ideale omstandigheden tot een minimum gereduceerd zijn — o.a. mist men hier ook de asymmetrieën van beide buishelften, die bij de gewone mica-montage gewoonlijk wel voorkomt — bleek het echter mogelijk op deze wijze aanzienlijk lagere ruisgetallen te behalen ¹⁰⁾.

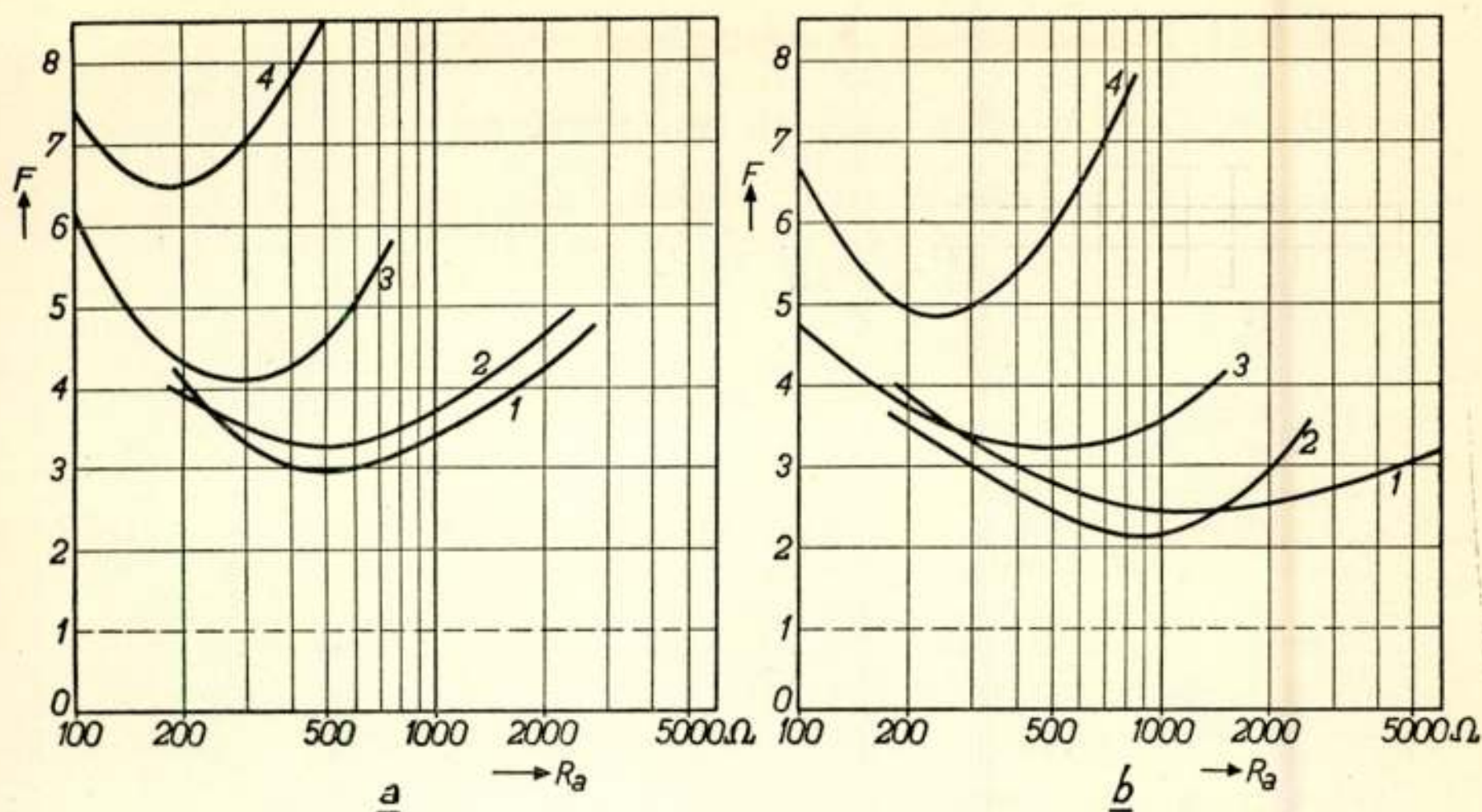


Fig. 22.

Ruisfactor F gemeten aan een als triode geschakelde penthode $EF\ 42$ in kathodebasisschakeling bij de golflengte 7 m, als functie van de getransformeerde antenneweerstand R_a .

a) ingang afgestemd (Y_i reëel).

b) ingang over 5 pF verstemd (Y_i nagenoeg capacitief).

Krommen 1; geneutrodyniseerd; krommen 2, 3 en 4; terugwerkingsadmittantie capacitief resp. ter grootte van $C_t = 0,5$; 1; en 1,5 pF .

De minimale ruisfactor is het kleinst bij capacatieve verstemming en terugwerkingsadmittantie 0,5 pF (kromme 2 van b).

Literatuur

- 1) D. K. C. Mac Donald: Proc. roy. Soc. A **195**, 225—230, 1948;
K. S. Knol and G. Diemer: Philips Res. Rep. **5**, 131—152, 1950.
- 2) D. C. Child, Phys. Rev. **32**, 492—511, 1911;
J. Langmuir: Phys. Rev. **2**, 450—486, 1913.
- 3) W. Schottky und E. Spenke: Wiss. Veröff. Siemens W. 16 II, 1—41, 1937;
D. O. North, B. J. Thompson and W. A. Harris, R.C.A. Rev. **4**, 269—289 en 441—472, 1940.
- 4) A. van der Ziel and A. Versnel: Philips Res. Rep. **3**, 13—23, 1948;
J. J. Freeman: J. Res. Bur. Standards **42**, 75—88, 1949.
- 5) M. J. O. Strutt und A. van der Ziel, Physica **8**, 81—108, 1941 en **9**, 65—83, 1942.
- 6) C. J. Bakker and G. de Vries, Physica **2**, 683—697, 1935.
- 7) A. van der Ziel: Wireless Eng. **28**, 226—227, 1951.
- 8) C. J. Bakker, Philips techn. T. **6**, 129—138, 1941.
- 9) K. S. Knol and A. Versnel: Physica **15**, 462—464, 1949.
- 10) G. Diemer en K. S. Knol: Philips Techn. Tijdschr. **14**, 93—128, 1952;
idem **14**, 175—184, 1952.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

NIEUWE AANWINSTEN VAN DE BIBLIOTHEEK

Annales des Telecommunication, Juni, Juli/Aug., Sept. 1952.
Basic Radio Propagation conditions for Oct./Dec. 1952.
De Ingenieur, No's 30 t/m 41 1952.
Electriciteit, nr 1 en 2 van deel 2.
Electrical Comm., Juni 1952.
Ericsson Review, nr 3 en 4 1951.
Haute Fréquence, vol. II no. 3.
Het PTT bedrijf, vol. 4 nr 3 Juni 1952.
Journal Franklin Institute, Juli t/m Sept. 1952.
L'Onde Electrique, Juli en Aug./Sept. 1952.
National Bureau of Standards, Techn. News Bul. Juni t/m Sept. 1952.
Radio en Televisie Revue, Juli t/m Sept. 1952.
Telefunken Zeitung, deel 25 nr 96. Aug. 1952.
Wireless Engineer, Aug. t/m Oct. 1952.

VOORGESTELDE LEDEN

G. Emmerik, Arabislaan 90, Den Haag (L.) (Van Andel, Rotterdam).
 H. W. F. van 't Groenewout, Delft. (assistent T. H.).
 dipl. Ir J. Hekner, Joh. Geradtsweg 185, Hilversum. (P.T.I., Hilversum).
 Ir J. E. Philips, Stieltjeslaan 45, Hilversum (werkzaam bij PTI, Hilversum).
 O. J. Selis, Ananasstraat 38, Den Haag. (Hoofd afd. Luchtverkeersbeveiliging van de Rijksluchtvaartdienst.)

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

H. B. R. Boosman, Parklaan 38, Eindhoven.
 Ir J. W. Braicks, Ant van Opbergenstraat 2, Eindhoven.
 Prof. Ir M. P. Breedveld, p/a Fakultet Teknik, Djalan Ganeca 10, Bandung Indonesië.
 Ir J. F. Carrière, Ant. van Opbergenstraat 10, Eindhoven.
 Ir J. Dekker, Van der Aastraat 30, Den Haag.
 Ir W. F. van Dil, Mathijssenlaan 38, Eindhoven.
 Ir A. G. van Doorn, Pieter Huyssensweg 6, Eindhoven.
 T. Douma, Apt. 4D, Parkway Apts. Haddonfield, New Jersey U.S.A.
 M. Fransen, Snelliusstraat 83, IJmuiden.
 Ir C. Franx, Nassaustraet 17, Eindhoven.
 F. R. Hardi, de Baselstraat 19, Eindhoven.
 Ir F. J. v. Hutten, Emmalaan 105, Oegstgeest.
 Ir W. Nijenhuis, Ruusbroecklaan 29, Eindhoven.
 Ir G. B. Postema, Hazelaarlaan 16, Hilversum.
 Ir G. van Reijen, Berlagelaan 143, Hilversum.
 J. Schuytemaker, Spotvogellaan 88, Den Haag.
 Ir A. Versnel, Sophiastreet 31, Aalst (N.Br.).
 Ir J. Verstraten, Snelliuslaan 28, Hilversum.

LEDEN WAARVAN HET NIEUWE ADRES AAN DE REDACTIE NIET BEKEND IS:

Ir J. M. Staal, oud-adres: Woolder-esweg 29, Hengelo.
 Ir F. W. P. Jansen, Sennalaan 6, Medan.
 L. M. Layzell, Rubensstraat 57, Amsterdam (Z).
 Ir J. M. Madsen, Weesperzijde 105², Amsterdam (Z).

CORRECTIE OP DE LEDENLIJST

Inplaats van N. S. Schimmel leze men N. Schimmel.

HET VOLGENDE NUMMER

Daar het gewenst was de voordrachten van het ruissymposium in één nummer op te nemen zijn de nummers 5 en 6 gecombineerd. In het eerste nummer van 1953 worden o.m. de voordrachten van Ir de Lange over flikkerverschijnselen en van Ir Mulder over gasontladingsbuizen opgenomen.

PERSONALIA

Ir M. P. Breedveld is sinds enige tijd benoemd tot professor aan de Technische Hogeschool te Bandoeng.

DE ENQUETE

Alle leden die het enquêteformulier nog niet ingevuld terugzonden hebben een dezer dagen een schrijven ontvangen met het verzoek dit alsnog te doen. Het aantal ingekomen formulieren is hierdoor verdubbeld, doch nog niet voldoende. Een ieder die aan ons verzoek nog niet heeft voldaan wordt hieraan bij deze nog eens herinnert.

Nieuwe Uitgaven

De redactie ontving de volgende nieuwe uitgaven:

Handboek der Radiotechniek (deel 4). Zenders en Antennes, samengesteld door Rens en Rens.

F.M. op de u.k.g., door H. Richter.

Radio Interference Suppression. G. L. Stephens.

Radio Techniek door Ir J. Roorda Jr.

Het eerstgenoemde boek wordt hieronder besproken, de recensies van de overige komen in het volgend nummer.

Boekbespreking

Handboek der Radiotechniek (deel 4). Zenders en Antennes, samengesteld door Rens en Rens, Deventer 1952, prijs geb. f 27.—.

Aan bovengenoemd werk, één van het uit zeven delen bestaande *Handboek der Radiotechniek*, werkten, evenals aan de andere delen, een groot aantal schrijvers mede, waarvan de meesten verbonden zijn aan de N.V. Philips te Eindhoven of aan de P.T.I. te Hilversum.

Uit het voorbericht wordt niet duidelijk, welk motief geleid heeft tot het samenstellen van een boek met een omvang als het onderhavige. Wel wordt vermeld dat er naar gestreefd is een zeer groot deel der radiotechniek te bestrijken.

Wij kunnen het met de samenstellers eens zijn (zie het voorbericht), dat de behandelde stof overzichtelijk ingedeeld werd en dat het boek als naslagwerk zeer bruikbaar is. Men is er in het algemeen in geslaagd, in een niet te grote omvang, een beeld te geven van de huidige stand van de techniek. Overigens zou men van een werk als het thans besprokene wel een beschouwing verwachten over een zijband zender en de wijze van modulatie hiervan. De behandeling van een onderwerp als neutrodynisering is wel zeer summier. Een korte opsomming van de door het C.C.I.R. aan zenders gestelde eisen, ware eveneens nuttig geweest.

De behandeling van het moeilijke onderwerp „antennes” is zeer overzichtelijk. Zonder veel eisen te stellen aan de mathematische kennis van de lezer wordt een duidelijk beeld gegeven van antenne-typen voor het thans gebruikte frequentiespectrum.

De uitvoering van het boek is uitstekend.

v. D.

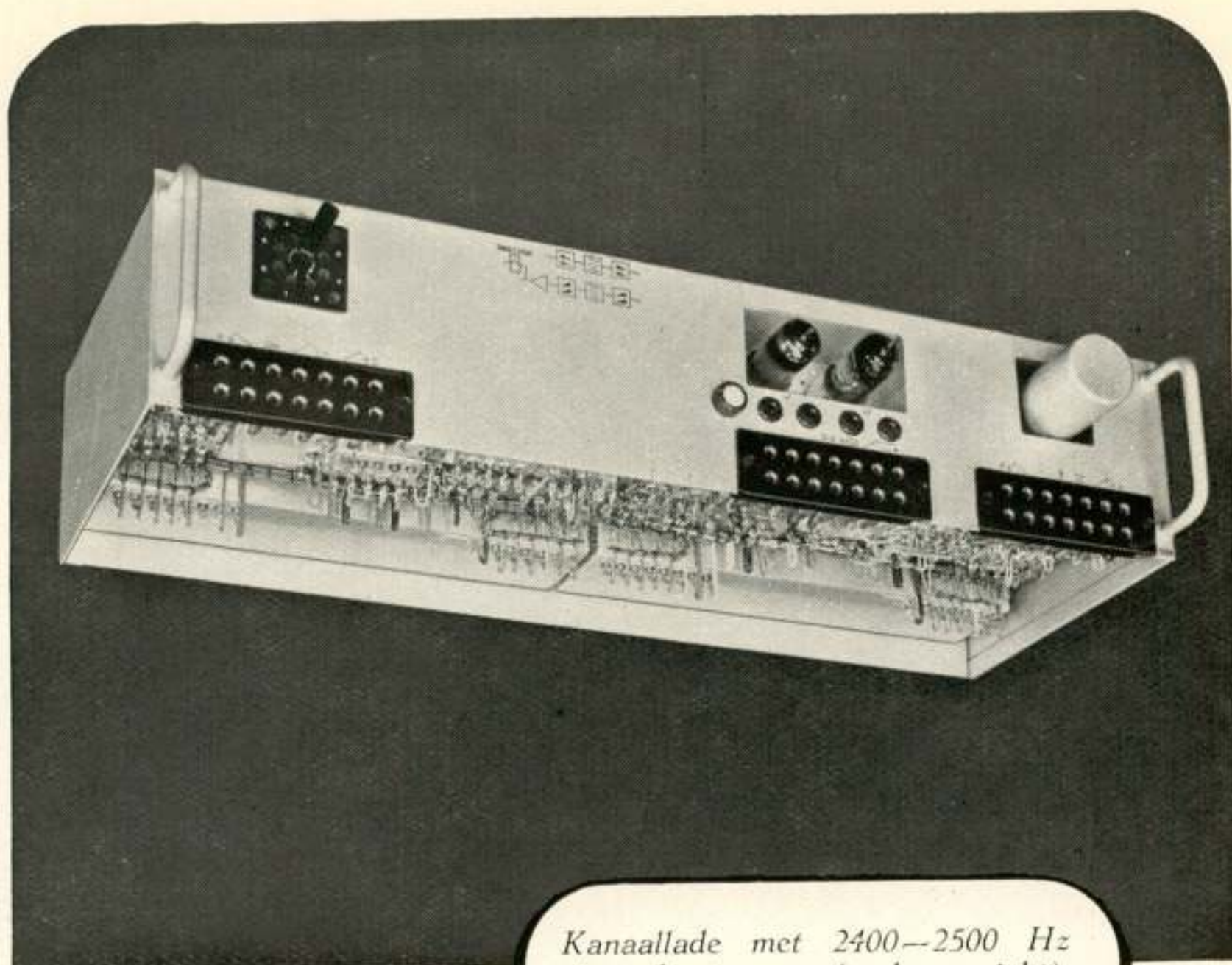
Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Mei 1952.

- O.A. 146.972. kl. 21a³³⁵. N.V. Philips. Schakeling met electronenbuizen, waarmee onderzocht kan worden of een gelijkspanning al dan niet binnen twee scherp gedefiniëerde grenswaarden ligt.
- O.A. 147.864. kl. 21a⁴⁷¹. Comp. des Freins et Signaux Westinghouse. Verzwaker voor cm- en dm-golven met coaxiale leidingen.
- O.A. 121.773. kl. 21a^{473a}. Comp. Gén. de Telegraphie sans Fil. Antennestelsel voor richtingsbepaling voorzien van twee gelijke, vast opgestelde hoornstralers. Met behulp van een rechthoekige, draaibare lus kan de richtkarakteristiek ingesteld worden.
- O.A. 134.399. kl. 21a⁵⁴. Radio Corporation of America. Werkwijze voor het uitzenden van gekleurde televisiebeelden. Voor het groene beeld wordt een grotere bandbreedte gebruikt dan voor het rode en het blauwe beeld.
- O.A. 132.268. kl. 95a^{4c}. N.V. Philips. Regeneratieve frequentiedeler, d.w.z. van de gewenste frequentie wordt een bepaalde hogere harmonische afgeleid, die met de oorspronkelijke frequentie gemengd wordt, teneinde de gewenste frequentie op te leveren. De aanvraag geeft een oplossing voor de moeilijkheden, welke zich voordoen bij het „op gang brengen” van de schakeling.
- O.A. 130.700. kl. 95a^{5a1}. N.V. Philips. Piëzo-electrische oscillator, die gesynchroniseerd kan worden.
- O.A. 133.842. kl. 95c². Radio Corporation of America. Schakeling voor het detecteren van in frequentie of fase gemoduleerde trillingen, welke schakeling in hoge mate ongevoelig is voor amplitudemodulaties. Een afzonderlijke begrenzer kan gemist worden.
- O.A. 100.792. kl. 95d^{3a}. Western Electric Comp. Brede-bandversterker met negatieve terugkoppeling. Het Nyquist-diagram bezit één of meer kritische frequenties. Deze wisselspanning wordt gelijkgericht en als regelspanning aan één of meer der versterkertrappen toegevoerd.
- O.A. 133.448. kl. 95d⁵. Tesla. Stelsel van een aantal parallel geschakelde laagfrequentversterkers met een inrichting om de ingestelde verdeling van de totale belasting te handhaven.
- O.A. 131.474. kl. 95f^{1abd}. N.V. Philips. Laagfrequentversterker met physiologische sterkteregeling.

Openbaar gemaakt 16 Juni 1952.

- O.A. 135.396. kl. 21a^{473a}. N.V. Philips. Inrichting voor de overdracht van ultrahoogfrequente electromagnetische golven door diëlectrische geleiders. Met behulp van de beschreven inrichting kan experimenteel de gewenste aanpassing tussen de geleider en de bron of de belasting verkregen worden.
- O.A. 133.957. kl. 21c^{47q3}. Westinghouse Brake and Signal Comp. Regelinrichting, welke een met wisselstroom gevoede en door gelijkstroom vóórgemagnetiseerde smoorspoel met gesloten ijzerkern bevat.
- O.A. 93.619. kl. 95d^{2b1a}. Radio Corporation of America. Gemoduleerde hoogfrequentversterker, bestaande uit een draaggolfversterker en een zijbandversterker.
- O.A. 140.565. kl. 95d⁵. N.V. Philips. Schakeling voor het signaleren van een storing, waarbij de vertraging in de alarmering op een eenvoudige wijze wordt verkregen.
- O.A. 143.438. kl. 95h^{3a2}. N.V. Philips. Bandfilter, voorzien van spoelen met axiaal verschuifbare ferromagnetische kern.
- O.A. 143.792. kl. 95h^{3b2}. N.V. Philips. Schuifkernspoel, voorzien van een ferromagnetisch correctielichaam.



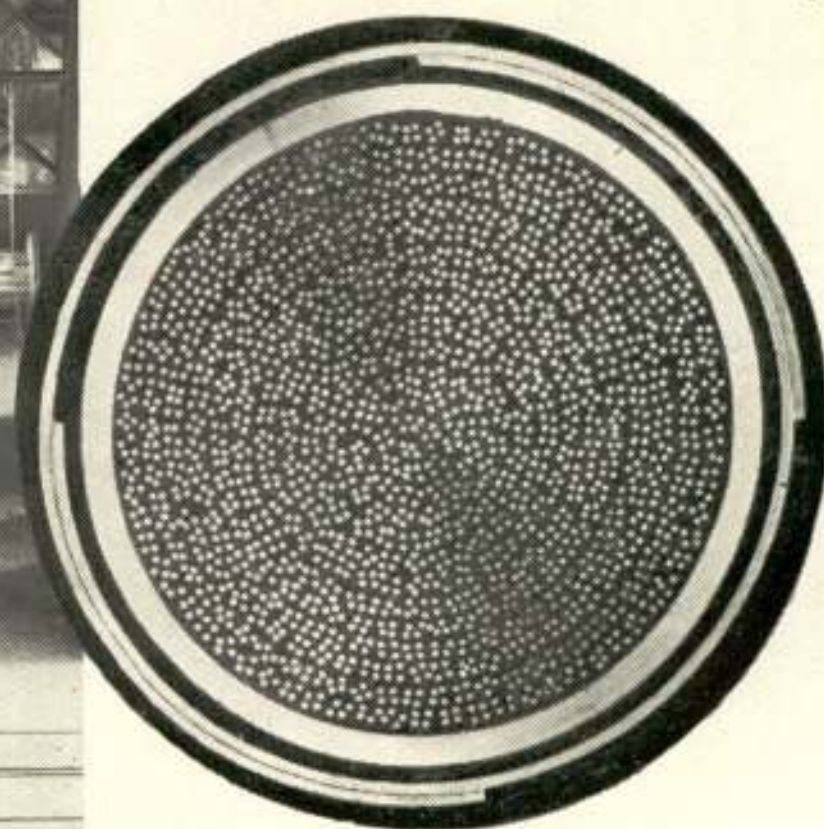
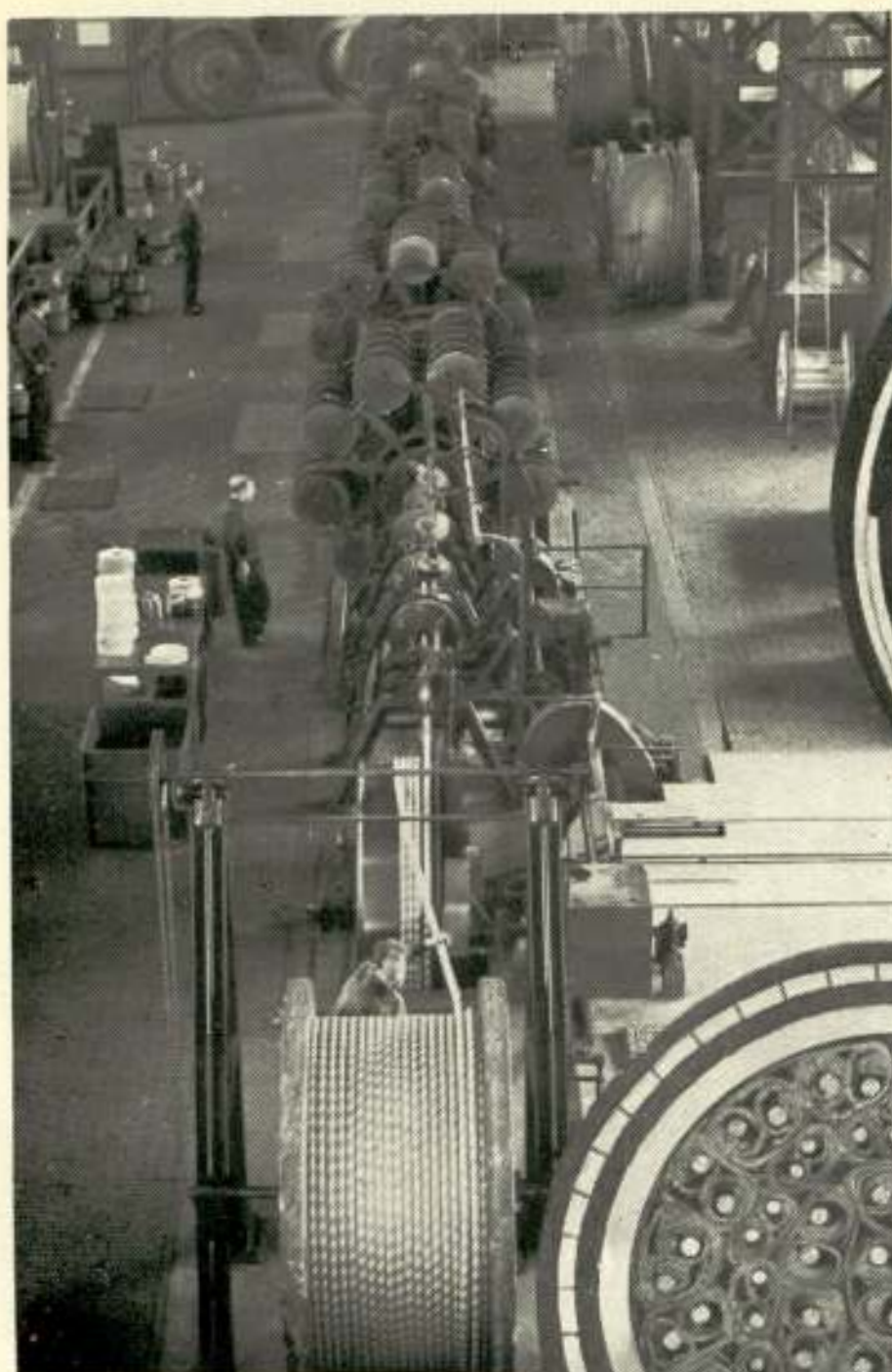
*Kanaallade met 2400—2500 Hz
signaal-ontvanger (onderaanzicht).*

Het modulatie-principe, tezamen met de vele nieuwe constructieve oplossingen, welke hier voor het eerst toepassing hebben gevonden, zijn de oorzaken van de bijzondere hoedanigheden van het Philips 48-kanalen draaggolftelefoniesysteem, type STR 7, dat is ontstaan uit een jarenlange samenwerking met de Nederlandse PTT.

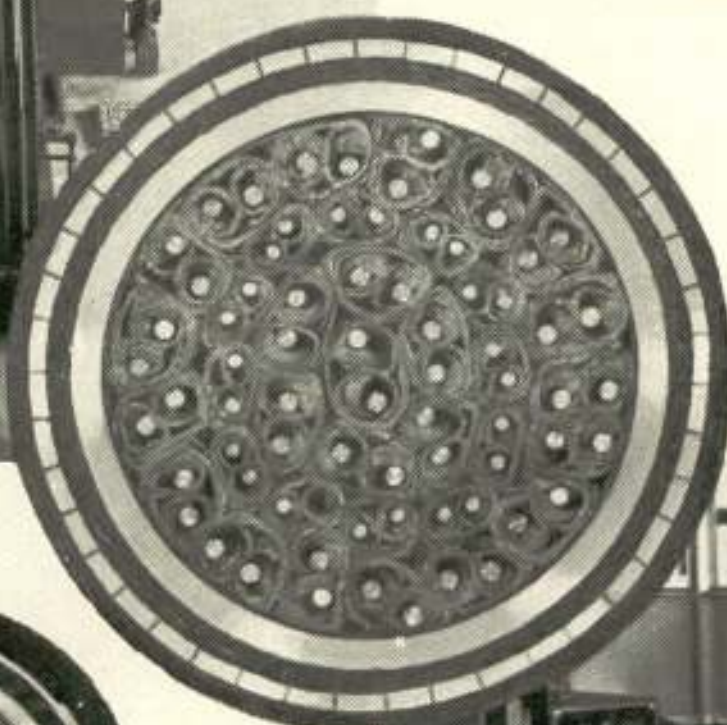
De N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. fabriceert en levert *alle* apparatuur voor installaties volgens dit en daaruit afgeleide systemen. Voorts een uitgebreide serie meetinstrumenten voor contrôle en onderhoud.



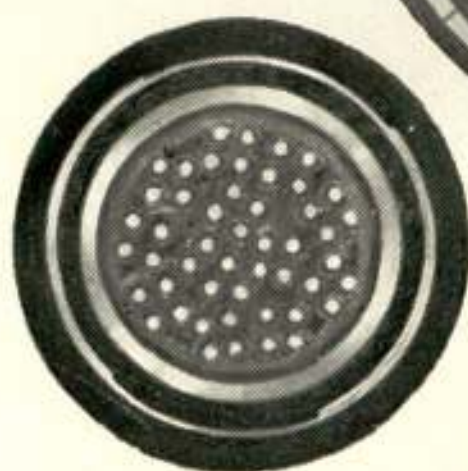
N.V. PHILIPS' TELECOMMUNICATIE INDUSTRIE
v/h N.V. NEDERLANDSCHE SEINTOESTELLEN FABRIEK — HILVERSUM



2000 aderige
telefoonkabel



Radio- distributiekabel



300 kHz draaggolfkabel



30 MHz coax-kabel



Signaalkabel



N.K.F. kabels voor telecommunicatie-
doeleinden zijn het resultaat van
diepgaand onderzoek en
een zeer zorgvuldige fabricatie.

N.V. NEDERLANDSCHE KABELFABRIEK, DELFT