

Tijdschrift van het

Nederlands Radiogenootschap

DEEL 24 No. 2/3

1959

DIT NUMMER BEVAT DE VOORDRACHTEN

GEHOUDEN OP DE

STUDIEDAGEN MICROGOLFTECHNIEK

GEHOUDEN TE DELFT

OP

7 MAART 1958

EN

21 MAART 1958

PROGRAMMA

7 maart 1958

- 10.25 - 11.20 uur Prof. Dr. Ir. J. P. Schouten, Delft: *De impedantie-matrix in de microgolfnetworktheorie.**)
- 11.20 - 12.15 uur Ir. L. Krul, Leidschendam: *Microgolftchniek en telecommunicatie.*
- 13.10 - 13.50 uur Ir. H. W. F. van 't Groenewout, Delft: *Coaxiale kabels met spiraalvormig diëlectricum.*
- 13.50 - 14.30 uur Ir. M. H. Bodmer, Hengelo: *Een regelbare polarisator om bij pulsradar de echo's afkomstig van regen te ondrukken.*
- 14.30 - 15.00 uur Ir. P. H. J. Kleynen, Eindhoven: *Travelling-wave buizen.*
- 15.15 - 16.00 uur Ir. C. T. de Wit, Eindhoven: *10 Watt lopende-golfbuis voor 4000 MHz.*
- 16.00 - 16.45 uur Ir. A. Versnel, Eindhoven: *Lopende-golfbuizen voor 4000 MHz met een laag ruisgetal.*

21 maart 1958

- 10.30 - 11.30 uur Prof. Dr. R. Kronig, Delft: *Physisch onderzoek met microgolven.*
- 11.30 - 12.30 uur Dr. H. Bremmer, Eindhoven: *Propagatie van microgolven en daarmee samenhangende problemen.*
- 13.30 - 14.10 uur Drs. F. W. Heineken, Amsterdam: *Refractie en absorptie van ammoniak en enige aminen als functie van de druk bij 6 mm golflengte.**)
- 14.10 - 14.50 uur Prof. Dr. Ir. A. A. Th. M. van Trier, Eindhoven: *Toepassing van ferrieten in niet-reciproke microgolfschakelingen.**)
- 15.10 - 15.50 uur Dr. J. H. Ubbink, Eindhoven en
- 15.50 - 16.30 uur Drs. B. Bölger, Leiden: *Masers.*

*) Door bijzondere omstandigheden worden deze voordrachten niet gepubliceerd.

Symposium on Microwaves

by J. P. Schouten *)

In the following pages the reader will find a number of papers, read for "Het Nederlands Radiogenootschap" (The Dutch Institute of Radio Engineers) during a symposium held in the Department for Electrical Engineering of the Technical Institute at Delft (March 7 and 21, 1958). This symposium concerned physical and engineering aspects of microwaves.

The first day the lecturers treated some of the engineering sides of microwaves.

In the opening lecture J. P. Schouten gave an explanation and an interesting application of the impedance-matrix in microwave-networks. In his lecture he paraphrased a lecture of the French scientist Leblond treating of the impedance of a short thin antenna inserted in a waveguide, near to a short-circuited plunger as a function of the distance to this plunger. As this theory can be found in the paper of Leblond, A., "Note concernant les transitions coaxial — guide d'onde. Cas de structures minces". *Ann. Radioélectricité* **11** (1956) 331-338, this lecture will not be reprinted here.

L. Krul (Dr. Neher Laboratories, Leidschendam) gave a survey of the problems connected with the transmission of microwaves through a waveguide with circular cross section. As is well known the H_{01} -mode of propagation in such a guide has the very desirable characteristic of a damping that decreases with increasing frequency. As other modes are possible whose cut-off frequencies are between the lowest cut-off of the guide and the frequency used for the H_{01} -mode there is a possibility of "mode conversion" caused by spurious deviations from the ideal form of the straight circular guide. Many proposals are made to prevent this mode conversion which gives rise to additional losses.

*) Technical University, Delft.

H. W. F. van 't Groenewout treated a problem, which occurs in studying the transmission-properties of a coaxial cable for very high frequencies and great power, insulated with a spiral between the conductors. A remarkable increase of damping occurs when the wavelength of the transmitted wave is in the neighbourhood of the mean circumference of inner and outer conductors. An approximate calculation given by Kaden and others gives some understanding of this remarkable phenomenon.

Bodmer describes an ingenious apparatus for preventing rain-echoes in a radar apparatus. This is done by using circular-polarized waves. If right-handed polarized waves are used the waves, reflected by rain druplets are left-hand circular-polarized. The waves, reflected by obstacles of non-spherical form have left- and right-hand polarized waves. The receiver is made sensitive for right-hand polarized waves only. Remarkable results were obtained.

The lecture of Kleynen gives a general survey of travelling-wave tubes. De Wit gives theoretical considerations and the design, based there upon, of a travelling-wave tube with spiral-conductor with 10 watt output and with a working frequency of 4000 MHz. Versnel treats the problem of noise in travelling-wave tubes and gives considerations for obtaining tubes with low noise-number.

On the second day Kronig spoke about physical research by means of microwaves. Interesting results are obtained when the period of the waves is of the same order as the relaxation-time of an electric or magnetic phenomenon or equals the period of an atomic or molecular movement. This is illustrated by dielectric-relaxation in dipole fluids, in particular its temperature-dependence, by dia-magnetic and paramagnetic resonance in gaseous discharges, paramagnetic resonance in salts and ferromagnetic resonance in ferrites. Stress is laid on recent results. New measurements on supra-conductors are shortly mentioned.

Bremmer treated the propagation of microwaves over great distances. This is a consequence of scattering of the waves at tropospherical inhomogenities. Other theories for the explanation of the propagation covering great distances are also considered. Technical means for preventing fading are discussed.

Heineken described a measuring equipment, constructed by him, for determining very accurately refraction and absorption of gases of microwave-frequencies. A description of this apparatus and results obtained therewith will be published elsewhere.

Van Trier gave a survey of applications of ferrites in non-reciprocal microwave-networks. As a great part of his exposition was based on current literature and on results of his own researches, published in his thesis, no publication of his lecture in our periodical is considered.

Ubbink and Bölger gave a survey of their work in the new field of MASERS.

Ubbink gives an explanation of principles and theories of MASERS. These are amplifiers or other devices in which atomic or molecular emission is excited by electromagnetic fields at microwave-frequencies.

Bölger describes the construction and design of these devices.

Microgolftechniek en telecommunicatie

door L. Krul *)

1. Inleiding.

Gedeeltelijk gedreven door de vraag naar grotere bandbreedten, voor een ander deel aangetrokken door nieuwe, interessante mogelijkheden heeft ook de communicatie-ingenieur zich op het uitgebreide terrein der microgolven begeven. Zo worden reeds gedurende een aantal jaren voor telecommunicatiedoeleinden zogenaamde straalverbindingen toegepast. Het toepassen van hogere frequenties heeft hierbij het voordeel dat de beschikbare bandbreedte wordt vergroot, terwijl tevens de systeemafmetingen worden verkleind. Hiertegenover staat echter dat de propagatie-eigenschappen van het medium snel slechter worden, enerzijds als gevolg van de absorptie door in de atmosfeer aanwezige gassen (waterdamp en zuurstof) anderzijds door sterke toename van de verstrooiingsverliezen bij regenval.

Afhankelijk van de eisen die worden gesteld met betrekking tot betrouwbaarheid en reikwijdte zal als gevolg hiervan de bovengrens van het toepassingsgebied van straalzenders in het golflengtegebied van 2-3 cm liggen.

Wil men kortere golflengten toepassen dan kan dit alleen door gebruik te maken van een golfgeleider waarmede de golf ruimtelijk kan worden begrensd. Deze golfgeleider kan dan eventueel worden gevuld met een inert gas, zodat geen hinder wordt ondervonden van de absorptieverschijnselen. Het blijkt mogelijk door gebruik te maken van golfgeleiders met een cirkelvormige dwarsdoorsnede dempingen te realiseren van 1 à 2 dB/km hetgeen overeenkomt met de demping voor een gemiddeld straalzendertraject.

2. Transmissie in een ronde pijp.

Reeds in 1934 zijn door Southworth experimenten uitgevoerd betrekking hebbende op het overbrengen van informatie m.b.v. golfpijpen met cirkelvormige dwarsdoorsnede. Hierbij werden

*) Dr. Neher Laboratorium PTT, Leidschendam.

over een afstand van 875 voet telefonie- en telegrafiesignalen overgebracht. De diameter van de pijp was 5 inch, de gebruikte golflengte 15 cm. De huidige microgolftechniek maakt het mogelijk met aanzienlijk kortere golflengten te werken, waardoor het systeem meer voor praktische uitvoering toegankelijk is.

Zoals bekend bevat de algemene oplossing van de vergelijkingen van Maxwell voor de golfpijp twee groepen golven nl. de transversaal magnetische (*TM*) golven waarbij het magnetische veld uitsluitend transversaal is ($H_z = 0$) en de transversaaielektrische (*TE*) golven waarbij het elektrische veld uitsluitend transversaal is ($E_z = 0$). Voor een cilindrische configuratie (coördinaten ρ , Θ en z) kunnen hierbij de elektrische en magnetische veldcomponenten worden afgeleid van een skalarveld Π gegeven door

$$(1) \quad \Pi = J_m(k\rho) \cos m \Theta e^{-\gamma z} \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

waarin:

$J_m(k\rho)$ de Besselfunctie van de 1e soort, orde m en argument $k\rho$
 γ de voortplantingsconstante van de beschouwde golf
 k de bijbehorende eigen waarde zoals die volgt uit de randvoorwaarde voor $\rho = a$ aangeven.

Voor het verband tussen k en γ geldt nog:

$$(2) \quad k^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu \varepsilon$$

waarbij

ω de cirkelfrequentie van het elektromagnetische verschijnsel is en
 μ, ε de permeabiliteit en de dielektrische constante van het door de pijp omsloten medium voorstellen.

De verschillende golven worden verder onderscheiden door aan de categorie (*TE* of *TM*) de indices m en n toe te voegen ($TE_{m,n}$, $TM_{m,n}$). De betekenis van de eerste index volgt uit vgl (1), terwijl de index n aangeeft dat ter vervulling van de randvoorwaarden de n^{de} wortel x_n van de vergelijking $J_m(x) = 0$ voor *TM* en de n^{de} wortel x'_n van de vergelijking $J'_m(x) = 0$ voor *TE* golven is genomen. Substitutie van de bij deze wortels behorende waarden $k_n = \frac{x_n}{a}$ ($k'_n = \frac{x'_n}{a}$) waarin a de halve middellijn van de pijp is, in vgl (2) geeft de voortplantingsconstante γ voor de beschouwde mode.

De frequentie waarvoor γ gelijk aan nul wordt noemt men de afsnijfrequentie ω_c . Voor $\omega < \omega_c$ kan geen voortplanting plaats vinden.

Als bijzonderheid merken we hierbij op dat aangezien

$$\frac{dJ_0(x)}{dx} = -J_1(x)$$

de TE_{0n} en TM_{1n} modes dezelfde γ en ω_c hebben: men spreekt in dit verband wel van degeneratie.

De in praktische gevallen optredende verliezen t.g.v. de eindige geleidbaarheid van de wand zijn in het algemeen zo klein dat ze kunnen worden berekend m.b.v. de voor het verliesvrije geval gevonden veldcomponenten. Op deze wijze wordt voor de demping van de TE_{01} mode gevonden ¹⁾.

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi f \mu_m}{\sigma_m}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left[\frac{(f_c/f)^2}{a \sqrt{1 - (f_c/f)^2}} \right] N/m$$

waarin μ_m en σ_m respectievelijk de permeabiliteit en de geleidbaarheid van de wand voorstellen. We zien hieruit dat α onbeperkt afneemt met toenemende frequentie en pijp diameter: deze mode is daarom voor ons doel bijzonder geschikt.

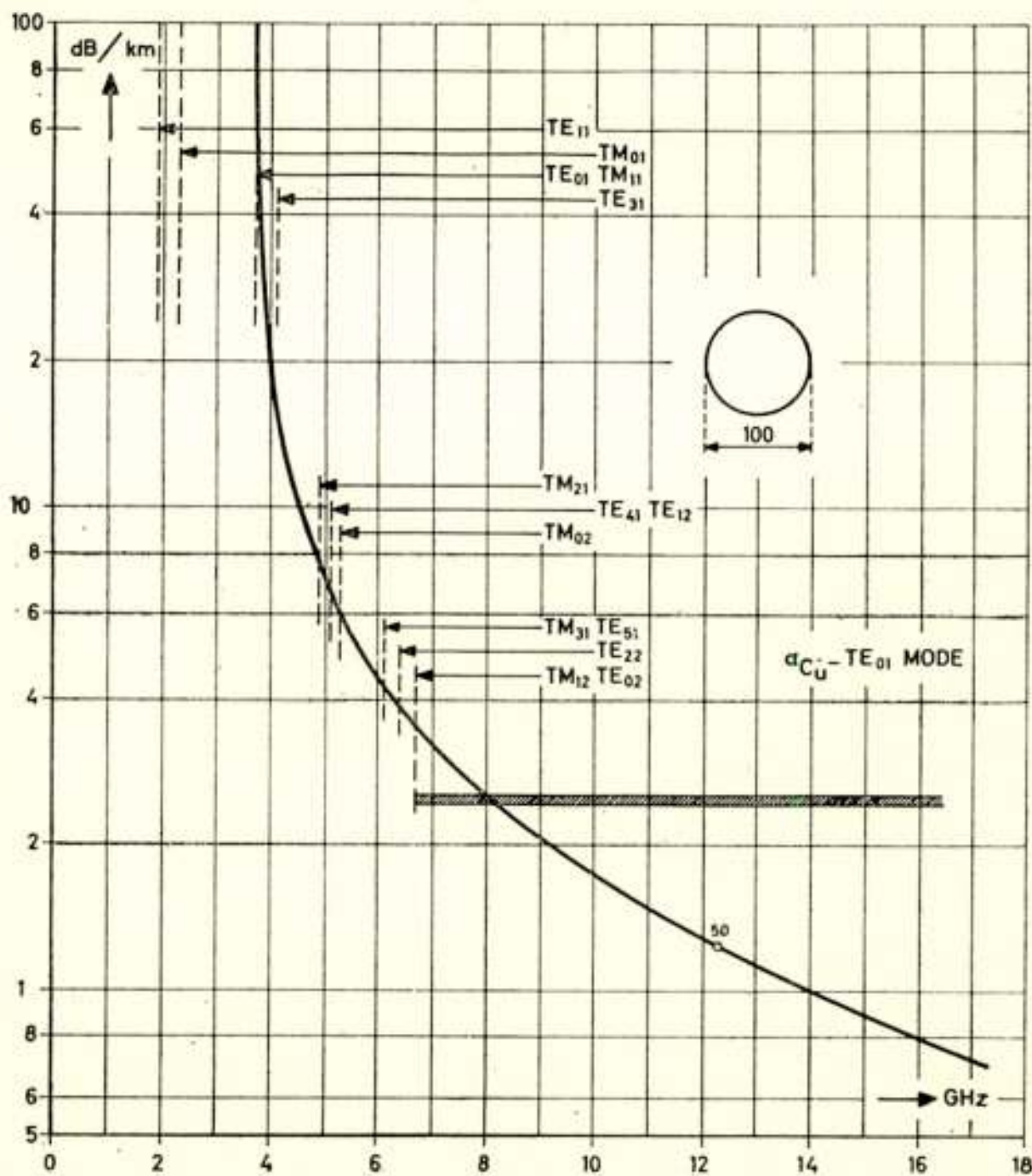


Fig. 1.
Damping per km van ideale ronde koperen pijp
($a = 50$ mm)

Vergroting van a leidt tot verlaging van de demping maar tegelijkertijd tot verlaging van f_c (zie vgl (2)). In het praktisch interessante gebied kunnen we derhalve veronderstellen dat $f_c/f \ll 1$. Voor de koperen pijp wordt dan gevonden

$$\alpha = \frac{19,7 \cdot 10^{10}}{a^3 f^{3/2}} \text{ dB/km}$$

Deze demping is in fig. 1 weergegeven voor $a = 50$ mm. Het toepassingsgebied van deze pijp zou op grond van het in de inleiding opgemerkte beginnen bij ongeveer 10.000 MHz. Dat betekent echter dat behalve de gewenste TE_{01} mode alle andere modes waarvan de afsnijfrequenties lager zijn dan de gebruikte frequentie (zie onderstaande tabel) kunnen worden voortgeplant. Deze „hogere” modes zullen slechts ontstaan, indien verstoringen zoals bochten (opzettelijke en toevallige), koppelingen, ellipticiteiten en diametervariaties daartoe aanleiding geven.

MODES RONDE GOLFGLEIDER GERANGSCHIJKT
VOLGENS AFSNIJFREQUENTIE. ($D=2a$)

m=0	m=1	m=2	m=3	m=4	m=5	λ_c/a
	TE ₁₁					3,41
TM ₀₁						2,61
		TE ₂₁				2,06
TE ₀₁	TM ₁₁					1,64
			TE ₃₁			1,49
		TM ₂₁				1,225
				TE ₄₁		1,185
	TE ₁₂					1,18
TM ₀₂						1,138
			TM ₃₁			0,984
						0,98
		TE ₂₂				0,938
TE ₀₂	TM ₁₂					0,896

We willen ons hier beperken tot de toevallige bochten waaronder we die bochten verstaan, welke ontstaan bij bv. het leggen van golfkabel. Ze worden gekenmerkt door grote kromtestralen (100 m — 1 km) en zijn gezien hun aard beslissend voor de bruikbaarheid van golfkabels.

Het golffront zal in een bocht loodrecht op de as blijven,

hetgeen betekent dat een veldvervorming optreedt die evenredig is met de afstand tot het hart van de pijp dus met $\cos \theta$ (fig. 2).

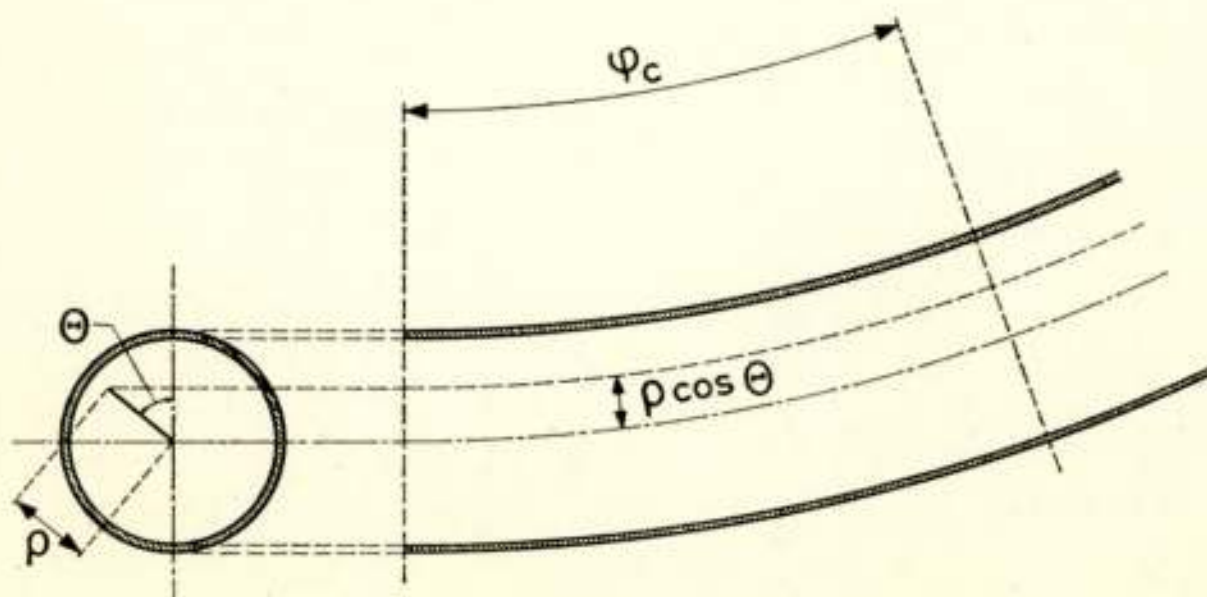


Fig. 2.

Veldvervorming in bochten.

Alle veldcomponenten konden worden afgeleid van een skalarveld Π gegeven door vgl (1). Vermenigvuldiging van deze uitdrukking met de vervormingsfactor $\cos \Theta$ geeft twee termen: één met $\cos (m + 1) \Theta$ en één met $\cos (m - 1) \Theta$. In bochten zal derhalve een koppeling aanwezig zijn tussen modes waarvan de index m één verschilt. De TE_{01} mode kan dus aanleiding geven tot het optreden van TE_{1n} en TM_{1n} modes. Verdere analyse toont aan dat de modeomzetting maximaal is als de betrokken modes gelijke voortplantingsconstanten hebben. Hieruit volgt dat in bochten de TE_{01} - TM_{11} conversie bijzonder belangrijk is ²⁾.

Er blijkt een kritische hoek $\varphi_c = \frac{\pi}{2,32} \frac{\lambda_0}{a}$ te zijn (fig. 2) waarbij alle energie uit de TE_{01} mode is omgezet in de TM_{11} mode, terwijl voor tussenliggende waarden geldt:

$$(3) \quad \begin{aligned} \text{ampl. } TE_{01} & \div \left| \cos \frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_c} \right| \\ \text{ampl. } TM_{11} & \div \left| \sin \frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_c} \right| \end{aligned}$$

Vermeld zij in dit verband, dat de modeconversie behalve een toename van de demping het optreden van distorsie ten gevolge heeft.

We zullen thans nader ingaan op de methoden die kunnen worden toegepast om de modeconversie (speciaal die in toevallige bochten) te beperken.

3. Golfkabels.

De eerste pogingen om de transmissiekwaliteit van de ronde pijp te verbeteren berustten op de toepassing van modefilters. Dit zijn stukken (ronde) golfpijp waarin op een zodanige wijze dissiperend materiaal is aangebracht dat modes van de TE_{0n} groep niet, de overige daarentegen zeer sterk worden gedempt.

De veldconfiguratie van de gewenste mode is zo dat alleen $E_\theta \neq 0$, de elektrische veldlijnen zijn dus concentrische cirkels. Een stuk golfpijp voorzien van radiale dempende vanen (fig. 3a) of opgebouwd uit planparallele ringen gescheiden door een dielektricum met verliezen (fig. 3b) zal de gewenste mode derhalve slechts weinig dempen, terwijl golven met elektrische veldcomponenten in het vlak van de vanen respectievelijk met stromen in de z -richting sterk worden gedempt.

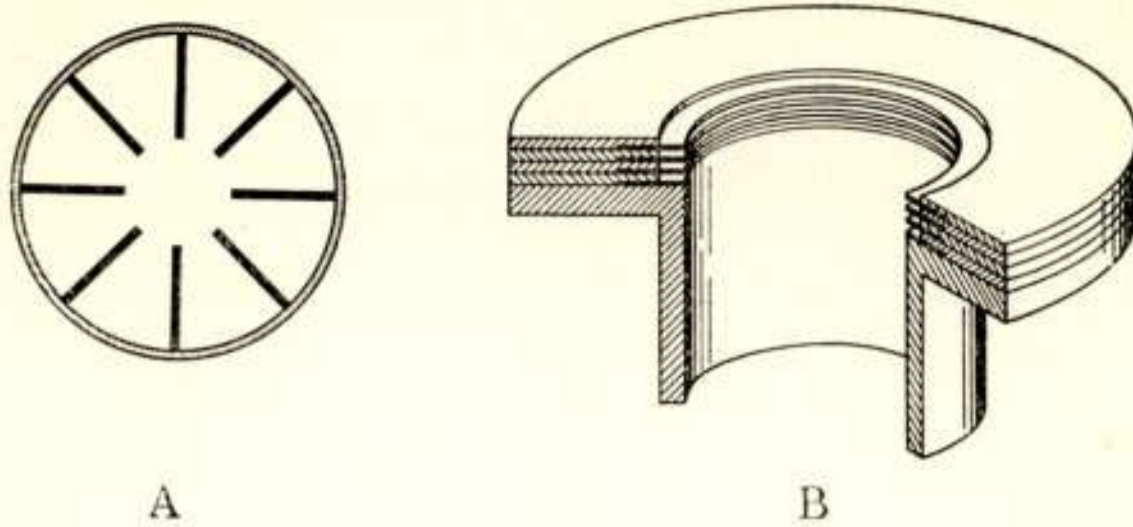


Fig. 3.
Modefilters.

De bij toevallige bochten voor ideale modefilters optredende verbetering volgt direct uit het amplitudeverloop volgens vgl (3). Brengen we in het door de benen van de hoek φ_c begrensde golfpijppgedeelte (fig. 2) n regelmatig verdeelde modefilters aan dan is gemakkelijk in te zien dat aan het einde de TE_{01} -amplitude gelijk wordt aan $\left| \cos^{n+1} \frac{\pi}{2(n+1)} \right|$. Voor grote n nadert het modeconversieverlies dus tot nul; we krijgen dan een kabel die geheel (op de beschreven wijze) uit metalen ringen is opgebouwd. Een goede benadering van dit geval kan worden verkregen door een dunne geïsoleerde koperdraad ($\approx 0,3 \text{ mm } \Phi$) spiraalvormig op te wikkelen waarbij het geheel weer wordt vastgehouden door een dielektricum met verliezen³). Een belangrijk verder voordeel van deze golfkabels boven de koperen pijp is dat ze flexibel en in grotere lengten te vervaardigen zijn.

In het voorafgaande was sprake van een verbetering door beïnvloeding van de verliezen, dus van het reële deel van de voortplantingsconstante.

Een alternatief is de beïnvloeding van het imaginaire deel hiervan waardoor de degeneratie direct wordt weggenomen. In het algemeen kan worden gezegd dat elke vormverandering die de cilindrische configuratie van de gladde koperen pijp aantast de degeneratie zal doen verdwijnen (elliptische dwarsdoorsnede, corrugated waveguide).

Een bijzonder interessante mogelijkheid kan verder worden gevonden in de toepassing van dielektrica. Het aanbrengen van een dielektricum zal gepaard gaan met een toename van de demping voor de TE_{01} mode. Men kan derhalve alleen dan een voor ons doel geschikte oplossing verwachten als het dielektricum:

1. van goede kwaliteit is
2. minimale afmetingen bezit
3. geplaatst wordt daar waar het oorspronkelijke veld klein is.

De eerste eis is triviaal; tengevolge van de tweede eis mogen we blijven spreken van de TE_{01} mode daar het oorspronkelijke veld dan weinig beïnvloed wordt door het aanbrengen van het dielektricum. De radiale afhankelijkheid van E_{θ} wordt voor de TE_{01} mode gegeven door $J_1\left(3,83 \frac{\rho}{a}\right)$ zodat we met betrekking tot de derde eis alleen voor $\rho = a$ en $\rho = 0$ aanvaardbare oplossingen kunnen verwachten.

In het eerste geval ontstaat de zgn. dielectric-coated waveguide waarbij de binnenzijde van de koperen buis wordt bekleed met een zeer dun laagje hoogwaardig dielektricum (laagdikte ongeveer 1% van de straal)⁴). Het tweede geval komt in wezen overeen met een afgeschermd dielektrische golfgeleider.

De ruimtelijke uitbreiding van het veld van een dielektrische golfgeleider kan worden gekarakteriseerd door de invoering van een grensdiameter d_g , waaronder we de diameter van de denkbeeldige omgeschreven cirkel verstaan waarvoor de veldsterkte tot $\frac{1}{e}$ van de maximale waarde is gedaald. Definiëren we verder de afsnijfrequentie als die frequentie waarvoor d_g nadert tot oneindig, dan zal de demping van de dielektrische golfgeleider bij het naderen van deze afsnijfrequentie onbeperkt afnemen daar steeds minder dielektricum in het veld aanwezig is⁵).

Plaatsen we een dergelijke golfgeleider in een metalen cilinder dan kan mits voldaan is aan de voorwaarde: afsnijfrequentie diel. golfgeleider $>$ afsnijfrequentie golfpijp de degeneratie wor-

den weggenomen terwijl over een redelijk frequentiegebied een lage demping aanwezig is⁶). Bij het berekende voorbeeld (fig. 4) ligt de afsnijfrequentie van de dielektrische golfgeleider bij 19,7 GHz, die van de koperen pijp bij 2,4 GHz. In het middengebied is de totale demping $2 \times$ die van de ideale koperen pijp. Door een vergroting van de diameter tot 15 cm is voor 10.000 MHz echter weer een demping van 1 dB/km verkregen.

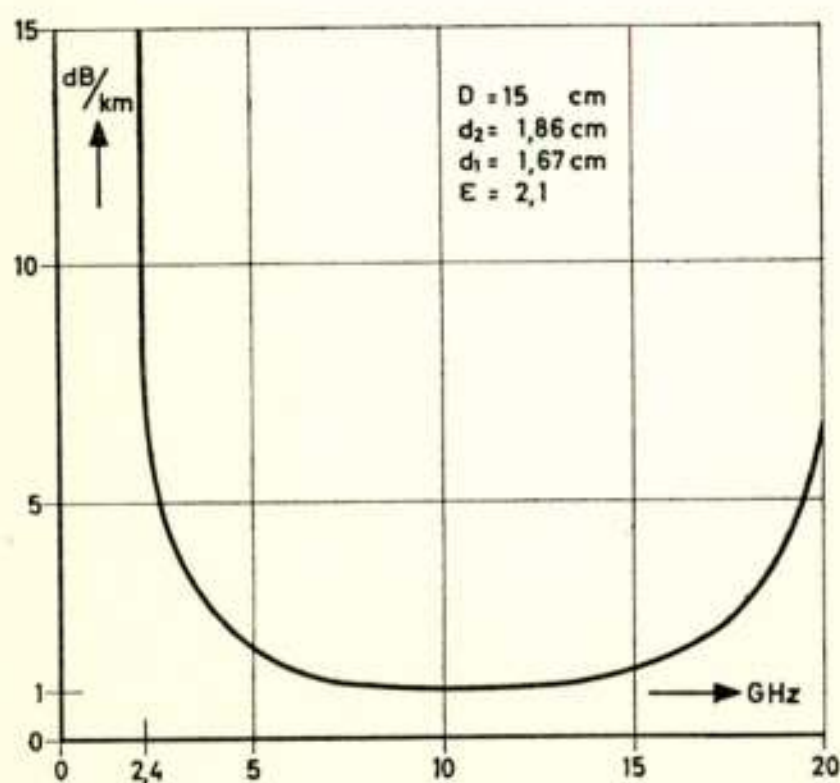


Fig. 4.

Ronde golfpijp met centraal hol dielectricum

4. Besluit.

Het vorenstaande dient slechts te worden beschouwd als een inleiding tot het probleem van de informatie-overdracht m.b.v. golfkabels, waarbij fasekarakteristieken en daarmee samenhangende bandbreedteproblemen onbesproken zijn gebleven.

Indien echter t.z.t. de benodigde zend- en ontvangapparatuur eveneens voldoende ver is ontwikkeld zal de toepassing van golfkabels speciaal in combinatie met mm golven wellicht een belangrijke uitbreidingsmogelijkheid van het huidige kabelnet kunnen opleveren.

Literatuur.

1. S. K u h n: Calculation of attenuation in waveguides. Journal of the IEE, Pt IIIA, 93 (1946) p. 663.
2. M. J o u g u e t : Les effets de la courbure sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides à section circulaire. Câbles et Transm., 1 (1947) p. 133.
3. S. P. M o r g a n, J. A. Y o u n g : Helix Waveguide. B.S.T.J., 35 (1956) p. 1347.
4. H. G. U n g e r : Circular Electric Wave Transmission in a Dielectric-Coated Waveguide. B.S.T.J., 36 (1957) p. 1253.
5. H. G. U n g e r : Uebertragungswerte von Wellen an dielektrischen Rohren. F.T.Z., 8 (1955) p. 438.
6. H. G. U n g e r : Ein dämpfungsarmes Hohlkabel ohne Phasen- und Dämpfungsverzerrung. Arch. Elektr. Uebertr., 10 (1956) p. 253.

Coaxiale kabels met spiraalvormig dielectricum

door H. W. F. van 't Groenewout *)

1. Probleemstelling.

In de laatste jaren is een type coaxiale kabel voor grote vermogens op de markt verschenen dat om meer dan één reden de belangstelling verdient. Het betreft hier kabels van zeer forse afmetingen met uitwendige diameters tot circa 15 cm toe. De binnengeleider bestaat uit een koperen buis en de buitengeleider is uit aluminium vervaardigd. De centrering en fixering van binnen- en buitengeleider wordt tot stand gebracht door een hoogkant gewikkelde spiraal van electrisch hoogwaardig kunststofmateriaal met nagenoeg rechthoekige doorsnede. Deze kabels worden geleverd in lengten van enkele honderden meters in tegenstelling tot het tot dusverre gebruikelijke type dat in stukken van ca tien meter op de plaats van bestemming wordt afgeleverd en daar met behulp van koppelingen tot de juiste lengte doorverbonden. Het toepassen van het nieuwe type kabel dat wij korthedshalve spiraalkabel zullen noemen, betekent een aanzienlijke bespoediging van de montage en een grotere bedrijfszekerheid door het ontbreken van de vele koppelingen die op de duur tot storingen aanleiding kunnen geven en voortdurend onderhoud vergen.

Het is bekend dat de coaxiale kabel waarbij centrering en fixering van binnen- en buitengeleider met behulp van op regelmatige afstand geplaatste ringen van isolatiemateriaal wordt bewerkstelligd een grensfrequentie vertoont waarboven de kabeldemping zeer snel toeneemt. Dit is het geval indien de afstand tussen de ringen ongeveer gelijk is aan een halve golflengte, aangenomen dat deze afstand groter is dan ruwweg de halve gemiddelde omtrek van de kabel.

Het blijkt nu dat ook de spiraalkabel door de aanwezigheid van het inhomogene medium kunststof-lucht anomalieën bij hogere frequenties vertoont. In het onderstaande wordt een samenvatting gegeven van hetgeen de analyse van deze verschijnselen oplevert.

*) Ned. Kabelfabrieken, Delft.

2. Idealisering.

De exacte oplossing van het probleem schijnt nog niet bekend te zijn. Wil men de ware geometrie van de kabel in de berekening opnemen dan stuit men op grote mathematische moeilijkheden. Om hieraan te ontkomen is door Buchholz¹⁾ een vereenvoudigd geometrisch beeld gebruikt. Daartoe wordt allereerst de spoed van het spiraalvormig diëlectricum oneindig groot

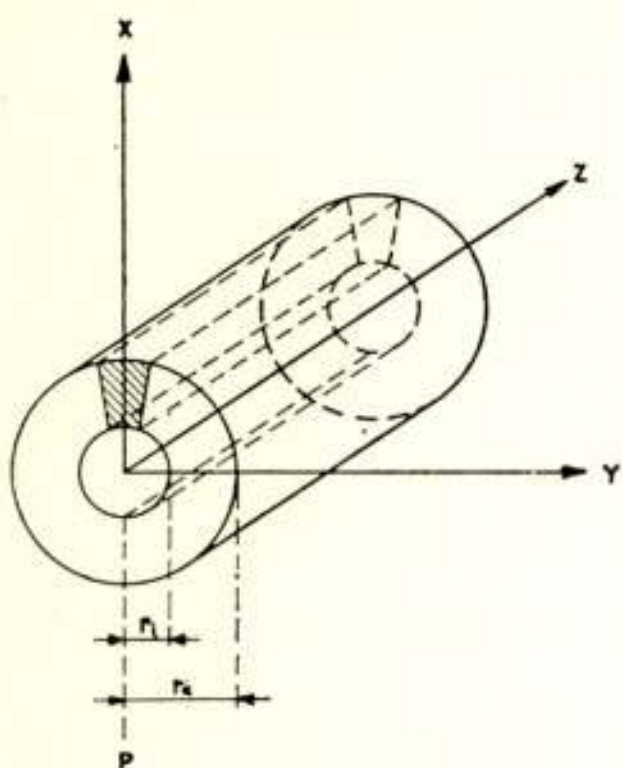


Fig. 1

Vereenvoudigd beeld van een coaxiale kabel met spiraalvormig diëlectricum waarvan de spoed oneindig groot gekozen is.

genomen en de coaxiale kabel (fig. 1) vervolgens langs het vlak P opgeknipt gedacht en tot de structuur van twee vlakke platen (fig. 2) opgevouwen, waarbij de afstand tussen die platen gelijk is aan $(r_a - r_i)$. Om een aanpassing aan de randvoorwaarden te verkrijgen wordt het beeld tussen de beide punten P in fig. 2 periodiek herhaald van $-\infty$ tot $+\infty$, met een periode die gelijkgekozen wordt aan de gemiddelde omtrek tussen binnen- en buitengeleider, dus gelijk aan $\pi(r_i + r_a)$.

Analoog aan de voortplantingswijze binnen de spiraalkabel denken we ons nu een electromagnetische golf in de richting van de z -as. Het is duidelijk dat de klassieke *TEM*-golf door de aanwezigheid van de beide verschillende diëlectrica niet meer kan voldoen. Hooguit kan men eisen dat de gevonden oplossing

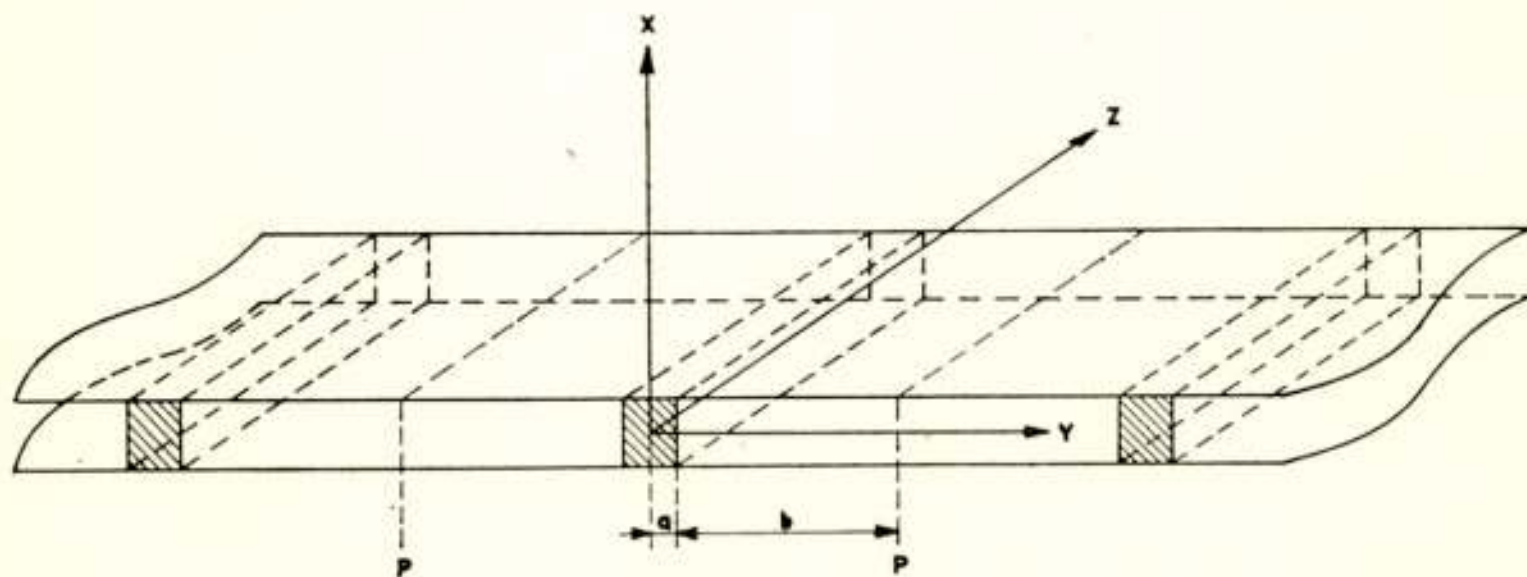


Fig. 2

Vlakke configuratie van de coaxiale kabel van fig. 1 verkregen door de kabel langs het vlak POZ door te snijden en binnen- en buitengeleider tot platte vlakken te deformeren.

voor lage frequenties, waarbij het diëlectricum in eerste benadering als homogeen beschouwd mag worden, in de klassieke oplossing overgaat. Voor het bevredigen van de randvoorwaarden zijn twee componenten van de magnetische veldsterkte (H_y en H_z) noodzakelijk; voor de elektrische veldsterkte daarentegen kan men zich beperken tot één component in de x -richting (E_x), voorondersteld dat de beschouwde golflengte aanmerkelijk groter is dan de afstand tussen de beide platen $\pi(r_i + r_a)$.

Men kan nu twee mogelijkheden onderscheiden:

a) Golven die symmetrisch zijn t.o.v. het z - 0 - x vlak; *symmetrische golven*. De elektrische veldsterkte E_x heeft de gedaante:

$$\cosh p_s \cos (q_s y/a) \exp (ih_s z) \quad \text{voor } 0 \leq y \leq a$$

$$\text{en } \cos q_s \cosh \{p_s (\pm d - y)/b\} \exp (ih_s z)$$

$$\text{met } + \text{ teken voor } a \leq y \leq d$$

$$\text{met } - \text{ teken voor } -d \leq y \leq -a$$

Uit de randvoorwaarden aan het grensvlak $y = \pm a$ volgt, dat voor *golven* (reële h_s) $(q_s/a) \tan q_s = (p_s/b) \tanh p_s$ moet zijn waarin voor de voortplanting in de z -richting de uitdrukking $\exp (ih_s z)$ gebruikt is, de tijdsafhankelijkheid evenredig gekozen is met $\exp (-i \omega t)$ en voorts:

$$d = a + b \text{ (fig. 2)} \quad p_s = b (h_s^2 - k^2)^{1/2} \quad q_s = a (\epsilon_r k^2 - h_s^2)^{1/2} .$$

b) Golven, die anti-symmetrisch zijn t.o.v. het z - 0 - x -vlak, de *anti-symmetrische golven*.

Hiervoor heeft E_x de gedaante:

$$\sinh p_a \sin (q_a y/a) \exp (ih_a z) \quad \text{voor } 0 \leq y \leq a$$

$$\text{en } \sin q_a \sinh \{p_a (\pm d - y)/b\} \exp (ih_a z)$$

$$\text{met } + \text{ teken voor } a \leq y \leq d$$

$$\text{met } - \text{ teken voor } -d \leq y \leq -a$$

met de, uit de randvoorwaarden volgende betrekking, (bij reële waarde van h_s)

$$(p_a/b) \tan q_a = - (q_a/a) \tanh p_a$$

waarin $p_a = b (h_a^2 - k^2)^{1/2}$ en $q_a = a (\epsilon_r k^2 - h_a^2)^{1/2}$

3. Conclusies uit het geïdealiseerde geval.

De bovenstaande betrekkingen geven dadelijk weer welke verschijnselen men mag verwachten. Voor lage frequenties vindt men onder de oplossingen van de symmetrische golven de bekende *TEM*-golf terug. Deze oplossing, die wij de grondgolf zullen noemen, geeft voor hogere frequenties het merkwaardige beeld te zien dat elektrische en magnetische krachtlijnen zich samentrekken binnen het diëlectricum. Dat betekent dus ook dat de energiestroming zich bij toenemende frequentie binnen het diëlectricum concentreert zodat de grootste stroomdichtheid aan de binnenkant van de beide vlakken daar wordt gevonden waar zich het diëlectricum bevindt. Een grensfrequentie wordt gevonden voor

$$\lambda_g = \pi (r_i + r_a),$$

dus voor een golflengte die gelijk is aan de halve gemiddelde omtrek van de spiraalkabel. De toenemende concentratie van de veldlijnen heeft een verhoging van de karakteristieke impedantie en de demping als functie van de frequentie ten gevolge.

Behalve de grondgolf worden ook andere golftypen zowel symmetrisch als anti-symmetrisch aangestoten. Het hangt geheel van de frequentie af in hoeverre en met welke sterkte deze zullen optreden.

4. Invloed van een eindige spoed van de spiraal.

De idealisering tot het vlakke geval kan verfijnd worden door de diëlectrische staven onder een zekere hoek - de spoedhoek in het geval van de concentrische kabel - met de *z*-as te plaatsen. Een poging tot berekening van dit geval is gedaan door Griemsmann³⁾. Zijn berekeningen echter kunnen zeker niet au sérieux genomen worden omdat hierin aperte onjuistheden voorkomen. Veel degelijker is het werk van Kaden²⁾, die door een stapsgewijze benadering het gewijzigde veldbeeld berekent. De storing die in het veldbeeld optreedt indien een van nul verschillende hoek wordt gekozen blijkt toe te nemen met afnemende spoed. Steeds hogere golftypen worden door de grondgolf aangestoten bij toenemende frequenties. Doch ook bij lage frequenties, d.w.z. frequenties die ruimschoots beneden de afsnijfrequentie van de grondgolf en de eerste anti-symmetrische mode

liggen is de invloed van de spoed reeds merkbaar in een extra toename van de karakteristieke impedantie.

Het is duidelijk dat door deze verschijnselen de totale afmetingen van de kabel tenslotte worden beperkt terwijl ook het verkorten van de spoed, hetgeen voor een stevige constructie wenselijk is, aan de elektrische eigenschappen in toenemende mate afbreuk doet.

Literatuur.

- 1) H. Buchholz. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in konzentrischen Breibandkabel mit dielektrischen Längsstegen.
Archiv der elektrischen Uebertragung 1947 p. 137.
 - 2) H. Kaden, Ueber das Verhalten koaxialer Kabel mit Bandwendel-isolierung im Frequenzbereich über tausend Megahertz.
Archiv der elektrischen Uebertragung 1953 p. 45.
 - 3) J. W. E. Griemsmann, An approximate analysis of coaxial line with a helical dielectric support.
Paper presented at the Symposium on modern advances in microwave techniques, Polytechnic Institute of Brooklyn, November 8-10, 1954.
-

Een regelbare polarisator om bij pulsradar de echo's afkomstig van regen te onderdrukken

door M. H. Bodmer *)

1. Inleiding.

Onderzoekingen hebben aangetoond dat de verliezen tengevolge van regen op twee manieren optreden:

a. De regen absorbeert een gedeelte van de uitgestraalde hoogfrequentie energie. Deze absorptie is afhankelijk van de golflengte.

Bij 3 cm kan de demping 0,01 dB/km tot 1 dB/km bedragen, afhankelijk van de dichtheid van de regenval.

b. De regendruppels reflecteren de invallende energie. Deze gereflecteerde energie wordt door de radar ontvangen. Op het radarscherm wordt dit zichtbaar als een fonkelende ruis van hoog niveau. Doelen met een klein reflecterend oppervlak, die zich in dezelfde richting en op dezelfde afstand bevinden als de regenbui, kunnen door deze regenecho's op het scherm volledig gemaskerd worden.

Door uit te gaan van de hypothese dat de regendruppels bolvormig zijn, is het mogelijk om in combinatie met circulair

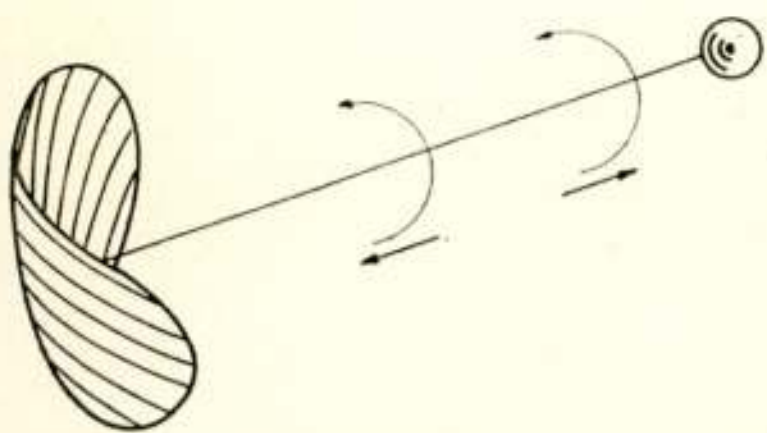


Fig. 1.

Draai-zin invallende en gereflecteerde golf.

gepolariseerde golven een systeem te maken dat blind is voor regenecho's, maar echo's afkomstig van min of meer complexe doelen, zoals vliegtuigen en schepen — alhoewel met enige verzwakking — doorlaat.

Een bol heeft n.l. de eigenschap dat de amplitude en fase van de gereflecteerde golf niet afhankelijk zijn van de richting waarin de invallende golf gepo-

*) N.V. Hollandse Signaalapparaten, Hengelo.

lariseerd is. Wordt een bol door een circulair gepolariseerde golf getroffen, dan is de gereflecteerde golf ook circulair gepolariseerd. Echter is de *draai-zin* van deze gereflecteerde golf tegengesteld aan die van de invallende golf (fig. 1).

Wordt daarentegen een complex doel — b.v. een vliegtuig — getroffen, dan zal de gereflecteerde golf in het algemeen elliptisch gepolariseerd zijn. Deze elliptisch gepolariseerde golf bevat nu wel een component die door het systeem wordt doorgelaten. Deze doorgelaten energie zal aan de radarontvanger ter detectie worden toegevoerd.

2. Circulair gepolariseerde golven.

Twee lineair gepolariseerde vlakke golven van dezelfde frequentie, waarvan de polarisatie vlakken loodrecht op elkaar staan, geven in het algemeen als resultante een elliptisch gepolariseerde golf.

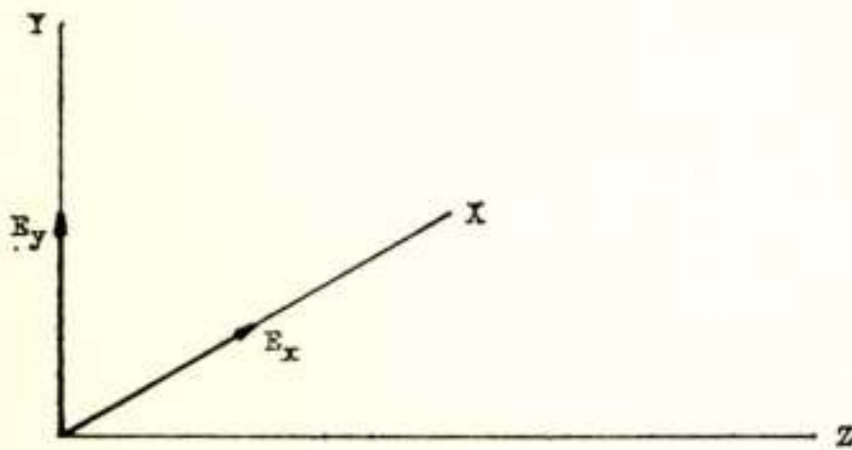


Fig. 2.
Lineair gepolariseerde golf.

Een lineair gepolariseerde vlakke golf met de positieve Z -as als voortplantingsrichting wordt als volgt als functie van t , z en δ voorgesteld:

In het XZ -vlak

$$E_x = A_x \sin(\omega t - \beta Z).$$

In het YZ -vlak

$$E_y = A_y \sin(\omega t - \beta Z - \delta),$$

waarin

A_x = amplitude van de hor. gepolariseerde golf

A_y = " " " " vert. " "

δ = fasehoek tussen beide golven; de hor. golf is hierbij als referentie voor de fase gekozen.

In eerste instantie interesseert ons het uiteinde van de resultante van beide elektrische velden.

Daartoe stellen we $Z = 0$. Door op bekende wijze ωt uit de vergelijking $E_x = A_x \sin \omega t$, $E_y = A_y \sin (\omega t - \delta)$ te elimineren, wordt de meetkundige plaats van het uiteinde van de elektrische vector verkregen.

Deze ziet er als volgt uit:

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} - \frac{2 E_x E_y \cos \delta}{A_x A_y} + \frac{E_y^2}{A_y^2} = \sin^2 \delta$$

Eenvoudig is in te zien dat voor $A_x = A_y$ en $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ circulaire polarisatie wordt verkregen. Afhankelijk van het teken van δ zal de circulair gepolariseerde golf links of rechtsdraaiend zijn.

3. Technische uitvoering.

Essentiële bouwelementen zijn een *vermogensdeler* en een *fasedraaiër*.

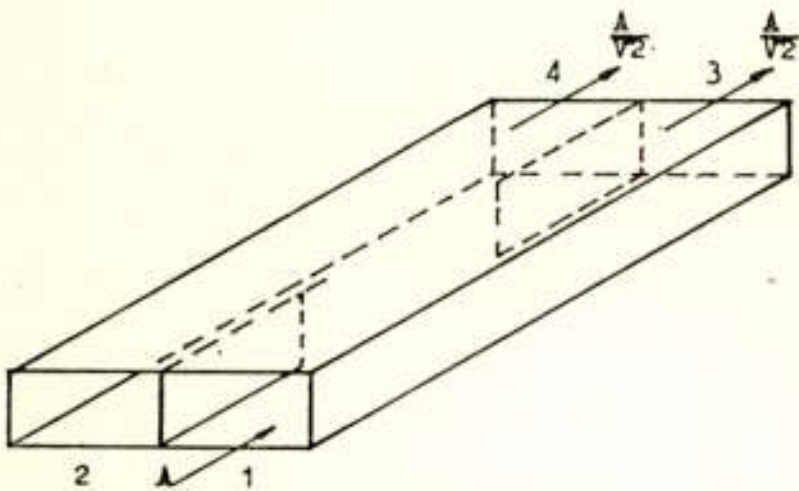


Fig. 3.
Richtkoppeling.

Om de vermogensdeler op te bouwen is gebruik gemaakt van een 3 dB richtkoppeling¹⁾, een z.g. „short-slot-hybrid”.

Een dergelijke richtkoppeling heeft de volgende eigenschappen, indien we uitgaan van de TE_{01} -mode in een rechthoekige golfpijp (zie fig. 3).

Treedt in arm 1 een golf binnen met een amplitude A ,

(b.v. van het el.veld) dan zijn de amplituden in de armen 3 en 4: $\frac{A}{\sqrt{2}}$,

terwijl het veld in arm 4 $\frac{\pi}{2}$ in fase voor is op de spanning in arm 3. Arm 2 levert geen veld.

Vermogensdeler (zie fig. 4).

Worden twee van dergelijke richtkoppelingen achter elkaar geschakeld en wordt in het verlengde van arm 1, tussen de eerste en tweede richtkoppeling, een fasedraaiing van $\varphi = +\frac{\pi}{2}$

ingevoerd, dan is eenvoudig in te zien dat na de tweede richt-

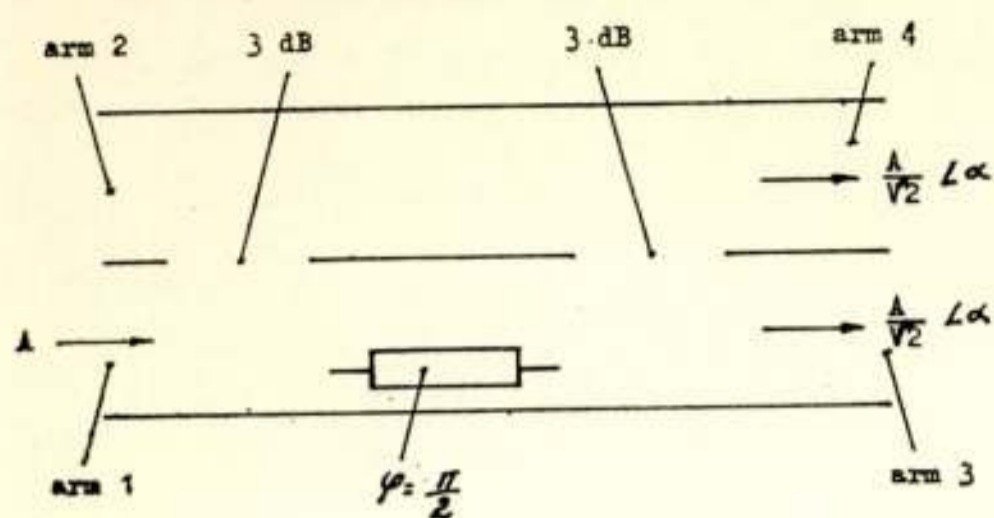


Fig. 4.
Vermogensdeler.

Is $\varphi = 0$, dan is de spanning in de arm 4 ook A bij een ingangsspanning A in arm 1. De spanning over arm 3 is dan 0.

Voor $\varphi = \pi$ daarentegen is de spanning over arm 3 gelijk aan A bij een ingangsspanning A in arm 1, terwijl dan de spanning over arm 4 gelijk 0 is.

Door nu in arm 3 (of 4) een tweede fasedraaiër (δ) te plaatsen, kan een willekeurige fasedraaiing ingevoerd worden tussen de spanningen in arm 3 en 4 (fig. 5).

Beide armen 3 en 4 worden naar een gemeenschappelijke straler gevoerd, met dien verstande echter dat de uitgestraalde golven loodrecht op elkaar staande polarisatierichtingen hebben.

Voor het samenvoegen van beide golfpijpen in één gemeenschappelijke golfpijp, is gebruik gemaakt van een stuk ronde golfpijp²⁾, met een overgang van de TE_{01} -mode in de rechthoekige golfpijp naar de TE_{11} -mode in de ronde golfpijp.

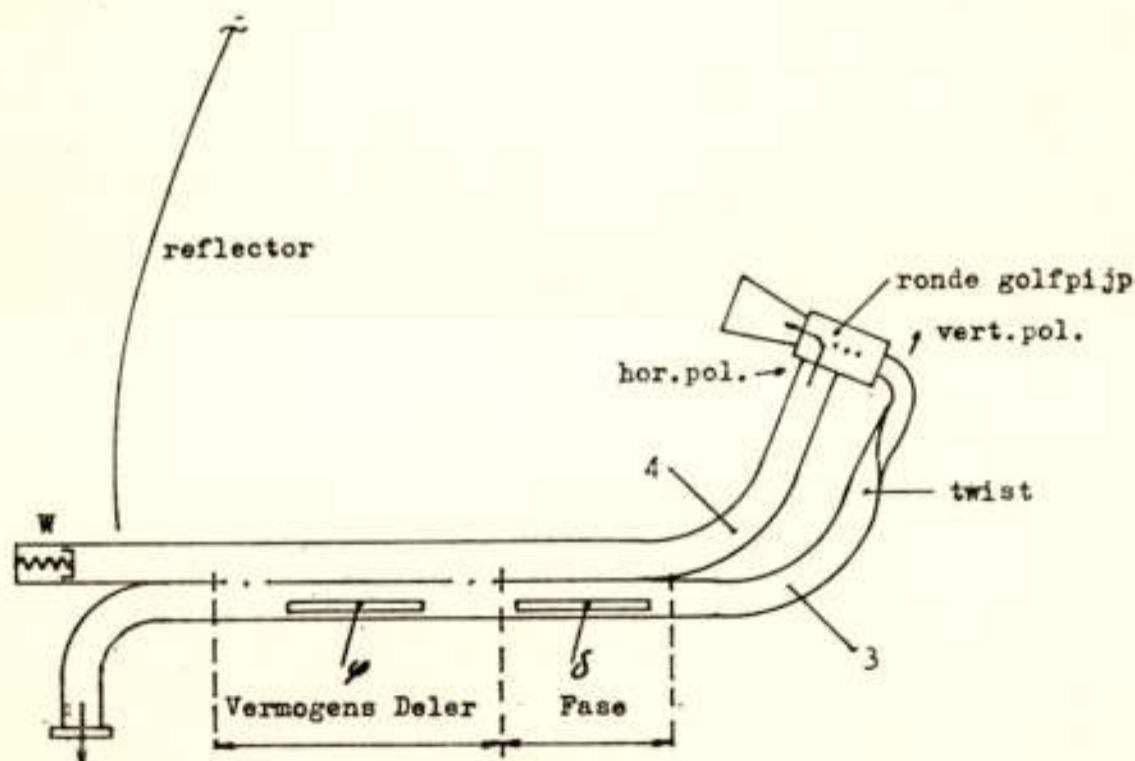


Fig. 5.
Vermogensdeler gekoppeld aan golfpijp.

koppeling over de armen 3 en 4 weer gelijke spanningen staan, maar nu in fase met elkaar.

Wordt nu φ gevarieerd, dan variëren ook de uitgangsspanningen over de armen 3 en 4, echter blijven beide spanningen in fase.



Fig. 6/1.

Radarbeeld met horizontaal gepolariseerde golf.

Met behulp van een twist in golfpijp 3 kunnen de beide golfpijpen 3 en 4 zodanig aan de ronde golfpijp toegevoerd worden, dat beide elektrische velden loodrecht op elkaar staan.

De ronde golfpijp is uiteraard nog voorzien van een polarisatie-gevoelige kortsluiting tussen de ingangen van golfpijpen

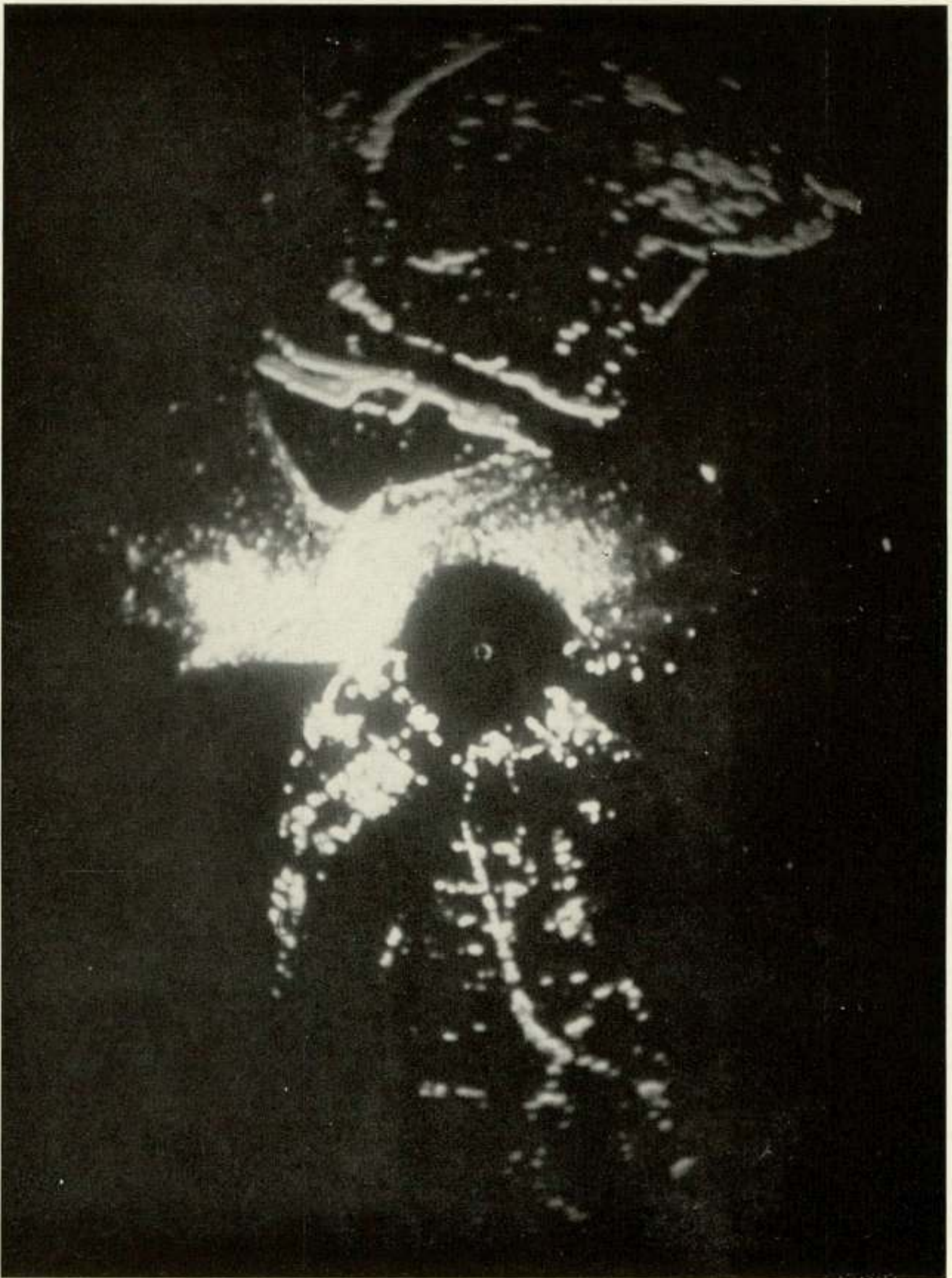


Fig. 6/2.

Radarbeeld met circulair gepolariseerde golf.

3 en 4. Deze kortsluiting geldt alleen voor de TE_{11} -mode die door golfpijp 4 wordt aangestoten.

Met de hoornstraler wordt een parabolische reflector belicht.

De bundelbreedte in het horizontale vlak is ca. 1° , in het vertikale vlak ca. 3° .

4. Werking.

Staat het systeem zodanig afgeregeld dat een *links* draaiend circulair gepolariseerde golf wordt uitgezonden, dan is de gereflecteerde energie van regendruppels *rechts* draaiend circulair gepolariseerd.

Treedt deze energie het systeem binnen, dan is na enig zorgvuldig nagaan wel duidelijk dat de energie niet naar de ontvanger gaat, maar in de lopende afsluiting W gedissipeerd wordt.

De gereflecteerde energie van meer complexe doelen daarentegen zal elliptisch gepolariseerd zijn. En aangezien een elliptisch gepolariseerde golf opgebouwd gedacht kan worden uit twee circulair gepolariseerde golven met verschillende amplitude en tegengestelde draaizin, zal de linksom draaiende component ontvangen worden.

Een gedeelte van het echo-signaal gaat verloren, n.l. de rechtsom draaiende component.

5. Resultaten.

Interessant is om na te gaan hoe groot de verzwakking van de echo is bij overgang van lineaire polarisatie naar circulaire.

Voor deze meting is een geïjkte verzwakker geplaatst tussen voor- en hoofdversterker van de M.F.-versterker.

Het aantal waarnemingen met het prototype in een uitvoering in de 3 cm band is nog niet voldoende groot geweest.

Echter kan, als eerste indruk, worden medegedeeld, dat de gemiddelde waarde in verzwakking van het echo-signaal afkomstig van doelen, 6 tot 8 dB bedraagt.

De onderdrukking van echo's afkomstig van regen bedraagt ongeveer 29 dB, zodat een betere discriminatie tegen regen van minimaal 20 dB is verkregen.

6. Technische details.

Zowel vermogensdeler als fasedraaier zijn vanaf het radarscherm te bedienen. Bij gunstige weercondities wordt met lineaire polarisatie gewerkt, terwijl snel naar circulaire polarisatie overgeschakeld kan worden, indien dit noodzakelijk is.

In de praktijk wil het echter voorkomen dat met zuiver circulaire polarisatie geen maximale regenonderdrukking wordt

verkregen. Door een geringe elliptische polarisatie in te stellen kan de onderdrukking vergroot worden.

Verder is deze polarisator geschikt in een brede band rond 9000 Mc/sec.

Bijgaande foto's geven het effect weer van regen op een PPI-scherm, bij gebruik van lineaire polarisatie (fig. 6/1) en bij gebruik van circulaire polarisatie (fig. 6/2).

REFERENTIES

- 1) Henry J. Riblet, The short-slot hybrid. Proc. I.R.E. Febr. 1952.
 - 2) R. D. Tompkins, A broad band dual-mode circular waveguide transducer. I.R.E. Transactions, July 1956.
-

Travelling wave buizen

door P. H. J. A. Kleijnen *)

1. Inleiding.

Tot omstreeks vijfentwintig jaar geleden werden in de radio-techniek vrijwel uitsluitend zogenaamde roosterbuizen toegepast. In deze buizen wordt de electronenstroom die van de kathode naar de anode vloeit door middel van de spanning op een of meer van de tussen deze electroden geplaatste roosters geregeld. Verhoogt men nu de frequentie van deze spanning dan wordt de regeling van de stroom voortdurend minder effectief om bij zeer hoge frequenties vrijwel op te houden. Bij zeer hoge frequenties is namelijk tengevolge van de eindige looptijd het aantal electronen tussen kathode en anode als functie van de tijd vrijwel constant en de stroom in de uitwendige circuits dus eveneens. Ofschoon men door verkleining van de looptijd nog tot vrij hoge frequenties (ca 6000 MHz) is kunnen doordringen loopt men om technologische redenen bij deze frequenties vast en moet men omschakelen naar nieuwe principes die de moeilijkheden met de looptijd omzeilen, of er juist een nuttig gebruik van maken. Een dergelijk principe is o.a. gerealiseerd in het klystron. In deze buis wordt een bundel van electronen, die aanvankelijk dezelfde snelheid hadden, door middel van een trilholte in snelheid gemoduleerd zodat achter de trilholte de bundel bestaat uit snelle en langzame electronen. Doordat de versnelde electronen de vertraagde inhalen krijgt de bundel nu een dichtheidsmodulatie die men door een geschikte keuze van de looptijd of van de sterkte van de snelheidsmodulatie optimaal kan maken op een bepaalde plaats. Op deze plaats kan men nu weer een trilholte aanstoten en bij een geschikte uitvoering van het geheel is het resultaat een versterking van het toegevoerde signaal.

Men kan dit beginsel uitbreiden tot meerdere trilholten die alle in wisselwerking staan met de electronenbundel en men heeft dan de mogelijkheid door verstemming van de trilholten de versterking en de bandbreedte van de versterker te regelen.

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

Als een verdere ontwikkeling kan men zich het geval denken dat men een zeer groot aantal gelijke trilholten op gelijke afstand langs de bundel plaatst en deze trilholten onderling op gelijke wijze koppelt. Men krijgt dan een transmissielijn waarlangs zich een electromagnetische golf kan voortplanten. Het veld van deze golf treedt nu over de hele lengte van de structuur in wisselwerking met de electronenbundel en het blijkt dat men de verhoudingen zo kan kiezen dat de wisselwerking resulteert in een versnelling van de electronen ten koste van de energie van de golf, of een versterking van de golf ten koste van de energie der electronen. In het eerste geval spreekt men van een (lineaire) versneller, in het tweede geval van een *travelling wave buis*. Het tweede geval zullen wij nu nader analyseren.

Wij merken dan in de eerste plaats op dat de snelheid van de electronen ongeveer gelijk moet zijn aan de fasesnelheid van de electromagnetische golf. Is dit namelijk niet het geval en is het snelheidsverschil groot dan ondervindt het electron bij zijn loop langs de transmissielijn een periodieke kracht die gemiddeld nul is en uiteindelijk is er dus geen energiewisseling tussen de electronen en het veld.

In verband met de beperkte spanning die men op de buis kan zetten is de snelheid van de electronen veel kleiner dan de lichtsnelheid. De fasesnelheid op de transmissielijn zal dus eveneens veel kleiner moeten zijn dan de lichtsnelheid. Wij merken verder op dat de magnetische krachten geen energie overdragen en dat ze bij snelheden die veel kleiner zijn dan de lichtsnelheid klein zijn ten opzichte van de elektrische krachten zodat wij ons in onze beschouwingen tot de laatste kunnen beperken. Een voor ons doel geschikte transmissielijn zal dus niet alleen de juiste fasesnelheid moeten leveren maar ook daar waar de electronen lopen een sterk elektrisch veld in de richting van de electronensnelheid moeten hebben. In verband met de gewenste grote bandbreedte van de versterker zal de fasesnelheid maar weinig met de frequentie mogen veranderen. De transmissielijn mag dus maar weinig dispersie hebben. Ofschoon men een groot aantal transmissielijnen kan verzinnen zijn er slechts weinig die alle gunstige eigenschappen in voldoende mate in zich verenigen. Een daarvan is de *spiraal*.

2. Het veld van de spiraal.

De exacte berekening van het volledige systeem van electro-

magnetische golven die zich langs een tot een rechte spiraal gewonden ronde metalen draad kunnen voortplanten is uitermate ingewikkeld. Wij zullen ons daarom beperken tot benaderende beschouwingen die toch de belangrijkste aspecten van het veld naar voren brengen.

Allereerst kan men de spiraal beschouwen als een spiraalvormig opgewonden Lecherleiding. Het is bekend dat in een doorsnede loodrecht op de draden het krachtlijnenbeeld van een golf die zich langs rechte evenwijdige draden voortplant gelijk is aan het krachtlijnenbeeld van een statisch veld met dezelfde spanning tussen de draden. Bij de golf verandert alleen

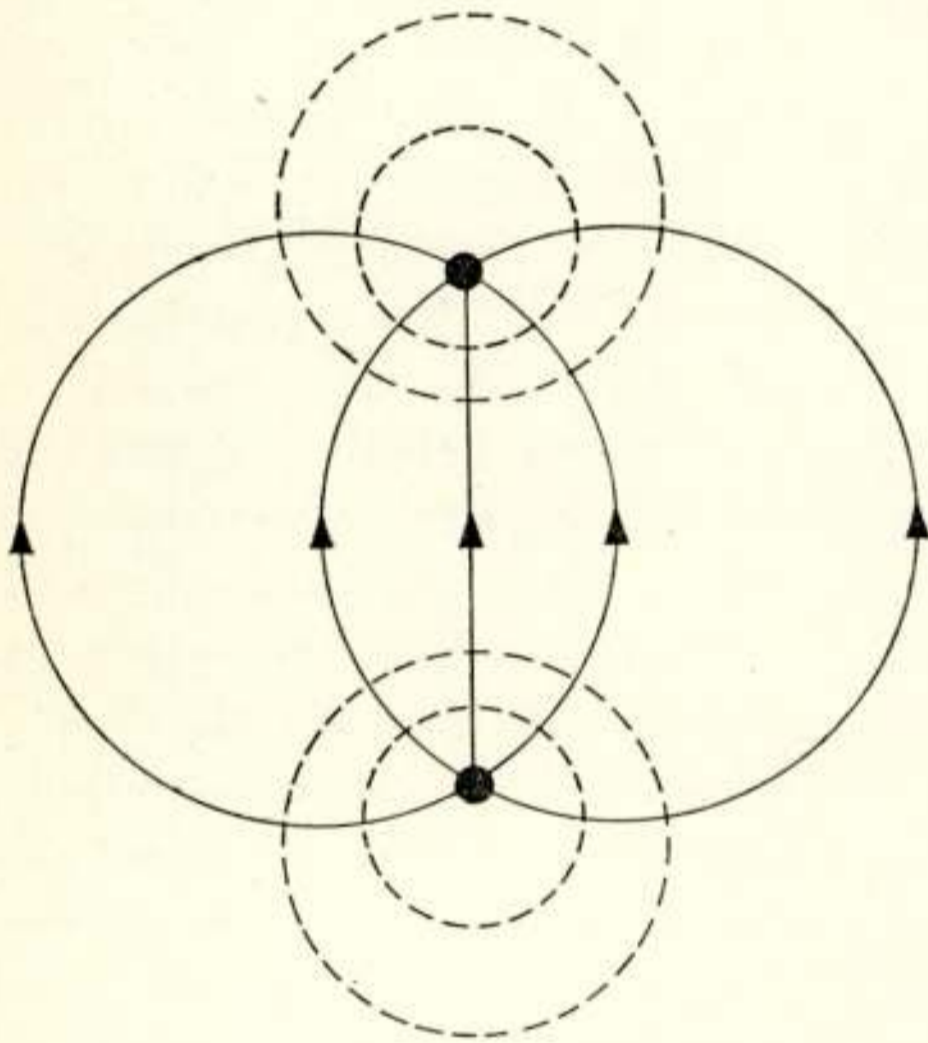


Fig. 1

Electrische (—) en magnetische (---) krachtlijnen bij een Lecher-leiding

de spanning langs de draden en bij overgang op een andere loodrechte doorsnede moet men alle veldsterkten met een bepaalde factor vermenigvuldigen. Het krachtlijnenbeeld kan er b.v. voor twee draden uitzien als in fig. 1 is geschetst. Gaat men de leiding met de daaraan hechtende golf nu spiraalvormig opwikkelen, dan zal het krachtlijnenbeeld in grote trekken behouden blijven al zal er wel enig verspringen van krachtlijnen

optreden en zal ook de dichtheid der krachtlijnen plaatselijk vrij sterk veranderen. Het algemene krachtlijnenbeeld van de spiraal (fig. 2) kan echter op deze wijze worden verklaard. Ook vindt men op grond van deze beschouwing in een groot frequentiegebied een vrij nauwkeurige waarde voor de fasesnelheid. Als men namelijk aanneemt dat de fasesnelheid langs de Lecherdraden, die gelijk is aan de lichtsnelheid, bij het spiraalvormig oprollen niet verandert, zal de snelheid van de golf langs de as van de spiraal dus in de verhouding omtrek gedeeld door spoed worden verkleind. Alleen bij zeer hoge en zeer lage frequenties wijkt de fasesnelheid sterk van de aldus gevonden

waarde af. In het grote middengebied rondom een frequentie ruwweg gekarakteriseerd door, laten we zeggen vijf windingen per golflengte, is de fasesnelheid dus alleen bepaald door de

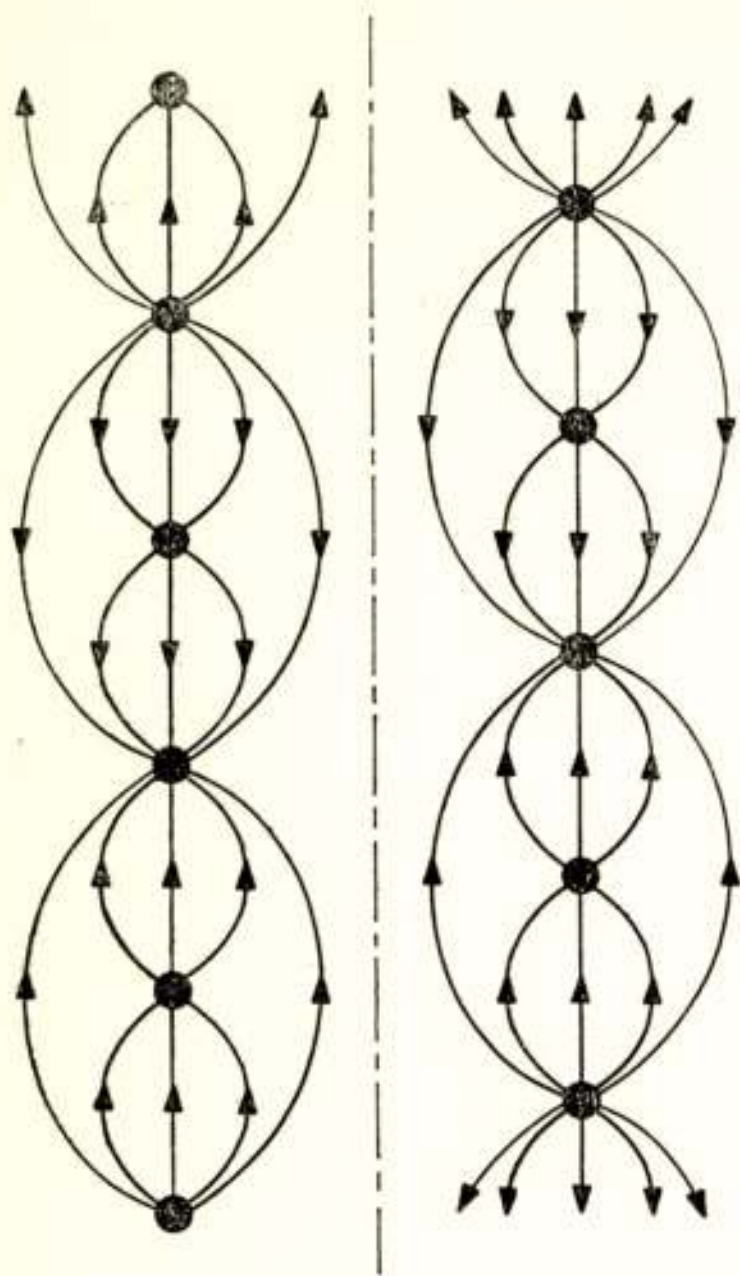


Fig. 2

Electrische krachtlijnen bij een spiraal

geometrie van de spiraal en dus onafhankelijk van de frequentie, een eigenschap die zoals we gezien hebben van groot belang is voor de bandbreedte van de versterker.

Wil men het veld nauwkeuriger kennen dan kan men de spiraal vervangen door een gesloten cylindermantel die oneindig goed geleidt in de richting van de oorspronkelijke spiraal draad en die niet geleidt in een richting loodrecht daarop. Met deze randvoorwaarden kan men de golfvergelijking gemakkelijk oplossen. Zoals voor een cilindrische geometrie te verwachten is vindt men zowel voor de ruimte binnen de cylinder als voor die daarbuiten oplossingen in Bessel-functies en deze oplossingen kan men door middel van de randvoorwaarden voor de electriche

en de magnetische veldsterkten die voortvloeien uit de eigenaardige geleiding van het cilinderoppervlak aan elkaar aanpassen.

Deze berekening geeft ons de veldsterkte in elk punt van de ruimte en in het bijzonder kunnen wij nu, bij een gegeven energiestroming per seconde (P) langs de spiraal, de electriche veldsterkte E_z berekenen daar waar zich de electronen bevinden. Voor een sterke wisselwerking tussen de electronen en de golf moet, zoals wij gezien hebben, bij een gegeven P de E_z zo groot mogelijk zijn. Wij kunnen ook zeggen de wisselwerkingsimpedantie K moet zo groot mogelijk zijn, waarbij men deze kan definiëren als

$$K = \frac{E_z^2}{\beta^2 P}$$

Hierbij is aangenomen dat de golf zich langs de as van de spiraal (de z -as) voortplant volgens de functie $\exp j(\omega t - \beta z)$.

Behalve de mogelijkheid om de wisselwerkingsimpedantie te berekenen geeft de berekening met de cilinder nadere informatie over de dispersiekromme.

Voor nog nauwkeuriger onderzoek van het veld van de spiraal, in het bijzonder voor het onderzoek van de hogere trillingswijzen die dikwijls als storingen in de buizen optreden, verwijzen wij naar een uitgebreide studie van Sensiper over dit onderwerp¹⁾.

3. De wisselwerking tussen de electronen en het veld.

Om op zo eenvoudig mogelijke wijze te laten zien dat door de wisselwerking tussen de electronen en het veld een versterking van de golf mogelijk is moeten wij de opstelling enigszins schematiseren.

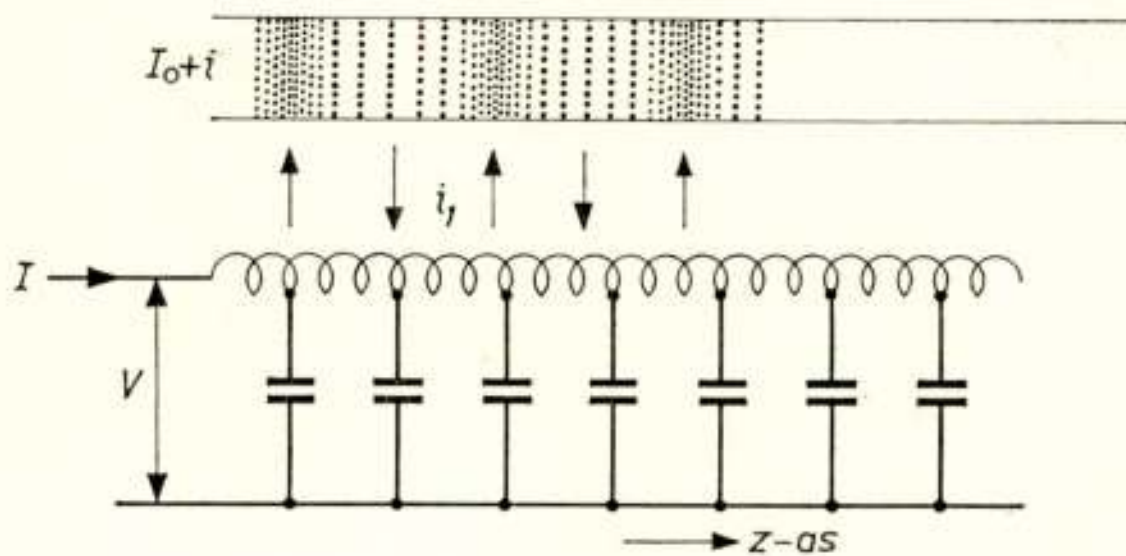


Fig. 3

Vervangingschema van een travelling wave buis

Wij denken ons daartoe de spiraal vervangen door een transmissielijn zonder verliezen die een seriëreactantie jX en een paralleladmittantie jB per meter heeft (fig. 3). Van een dergelijke transmissielijn kunnen wij bij afwezigheid van de electronenbundel op de bekende wijze de vergelijkingen opschrijven en daaruit de voortplantingsconstante bepalen²⁾. Bij aanwezigheid van een electronenbundel in de buurt van de transmissielijn zullen de periodieke elektrische krachten verdichtingen en verdunningen in de electronenbundel veroorzaken. Er zal dus op grond van de wetten der mechanica een verband zijn tussen de spanning op de transmissielijn en de rimpel i in de stroom van de electronen. Aan de andere kant zal de rimpel in de electronenstroom of liever in de electronendichtheid een periodieke influentiestroom naar de transmissielijn geven en dus de spanning daarop beïnvloeden. Dit geeft dus weer een verband

tussen i en V . Bij een reëel verschijnsel moet aan beide betrekkingen voldaan zijn en dit geeft ons zoals we zullen zien de mogelijkheid om de voortplantingsconstante van de transmissielijn bij aanwezigheid van de electronenbundel te bepalen³).

Zijn I en V resp. de stroom en de spanning van de lijn dan is

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -jXI \quad (1)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -jBV + i_1 \quad (2)$$

Hierin is i_1 de influentie- of verschuivingsstroom per lengte-eenheid van de electronenbundel naar de transmissielijn. Deze i_1 zou nul zijn als de ruimtelading in de bundel constant zou zijn. Is er echter een verstoring i op de gelijkstroom I_0 gesuperponeerd dan verandert op elk punt van de transmissielijn de radiale veldsterkte als functie van de tijd en treedt dus een verschuivingsstroom uit de bundel. In de bundel geldt

$$\text{div rot } H = \text{div} (\rho v + \epsilon_0 \dot{E}) = 0$$

Wij snijden met behulp van twee vlakken 1 en 2 loodrecht op de bundel (fig. 4) een schijfje met een dikte dz uit de bundel en passen we nu op het oppervlak van dit schijfje de stelling van Gauss toe dan zien wij dat de som van de convectie- en

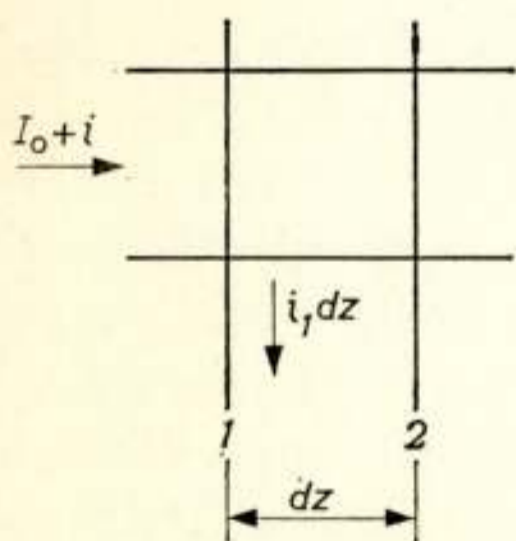


Fig. 4

de verschuivingsstroom door het oppervlak gelijk is aan nul. De convectiestroom gaat alleen door de vlakken 1 en 2 en is dus

gelijk aan $\frac{\partial i}{\partial z} dz$. Van de verschuivingsstroom

nemen wij nu aan dat hij volledig radiaal uit het schijfje naar de transmissielijn loopt.

In feite is dit niet het geval en bij een nauwkeurige berekening van de buis moet men er rekening mee houden dat er krachtlijnen tussen de maxima en de minima in

de bundel lopen. Bij zuiver radiale krachtlijnen is de verschuivingsstroom $i_1 dz$ en wij vinden dus

$$i_1 = -\frac{\partial i}{\partial z} \quad (3)$$

Wij zoeken nu oplossingen waarvoor de afhankelijkheid van de tijd en de coördinaat z gegeven is door de functie $\exp(j\omega t - kz)$, waarin $k = \alpha + j\beta$ de nader te bepalen en in het algemeen complexe voortplantingsconstante is. Dan is

$$\frac{\partial}{\partial z} = -k \text{ en } \frac{\partial}{\partial t} = j\omega \quad (4)$$

Uit (1) (2) en (3) volgt dan

$$kV = jXI \quad (5)$$

$$kI = jBV - ki \quad (6)$$

Het is bekend dat de transmissielijn bij afwezigheid van electronen een z.g. „koude” voortplantingsconstante k_1 heeft die gelijk is aan

$$k_1 = -j\sqrt{BX} \quad (7)$$

en een karakteristieke impedantie K gelijk aan:

$$K = \sqrt{\frac{X}{B}} \quad (8)$$

Uit (5), (6), (7) en (8) volgt

$$V = \frac{Kkk_1}{k_1^2 - k^2} i \quad (9)$$

Wij merken nog op dat in ons geval de karakteristieke en de electronische wisselwerkingsimpedantie gelijk zijn. Immers bij een karakteristieke impedantie K is het vermogen in de lijn $P = V^2 / K$. Maar de spanning tussen de geleiders van de lijn is gelijk aan de spanning langs de lijn die de veldsterkte E_z opwekt en omdat de amplitude van de spanning als functie van z maar langzaam verandert kunnen wij schrijven:

$$E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} = kV \approx \beta V \quad (10)$$

of:

$$K = \frac{E_z^2}{\beta^2 P} \text{ en dit was ook de definitie van de}$$

wisselwerkingsimpedantie.

Wij bekijken nu de invloed van de elektrische krachten op de electronenbundel. Bij niet al te hoge spanningen kunnen wij relativistische effecten verwaarlozen en de beweging van een electron wordt beheerst door de vergelijking:

$$e E_z = m \frac{d v}{d t} \quad (11)$$

Beschouwen wij de snelheid v als een eigenschap van de bundel die een functie is van de plaats en de tijd dan is

$$\frac{d v}{d t} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{d z}{d t} \quad (12)$$

Stellen wij de snelheid v gelijk aan de oorspronkelijke snelheid v_0 met daarop gesuperponeerd een kleine storing v_1 dan kunnen wij bij benadering voor (12) schrijven:

$$\frac{d v}{d t} = \frac{\partial v_1}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial z} v_0 \quad (13)$$

Uit (4) (10) (11) (12) en (13) volgt dan:

$$\frac{e}{m} k V = (j \omega - k v_0) v_1 \quad (14)$$

Een verband tussen v_1 en i vinden wij als volgt:

$$I_0 + i = 0 \cdot \rho \cdot v = 0 (\rho_0 + \rho_1) (v_0 + v_1) \approx 0 (\rho_0 v_0 + \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0) \quad (15)$$

Hierin is 0 de doorsnede van de bundel en ρ de ruimteladingsdichtheid die weer bestaat uit de ongestoorde waarde ρ_0 met daarop gesuperponeerd een rimpel ρ_1 .

Uit (15) volgt:

$$i = 0 (\rho_0 v_1 + \rho_1 v_0)$$

Differentiëren naar t geeft:

$$\frac{\partial i}{\partial t} = 0 \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial t} (0 \rho_1)$$

In verband met (4):

$$\begin{aligned} j \omega i &= j \omega 0 \rho_0 v_1 - v_0 \frac{\partial i}{\partial z} \\ &= j \omega \frac{I_0}{v_0} v_1 + v_0 k i \end{aligned}$$

Of:

$$v_1 = \frac{j \omega - v_0 k}{j \omega I_0 / v_0} i \quad (16)$$

Uit (14) en (16) volgt:

$$V = \frac{(j\omega - v_0 k)^2}{j\omega k \frac{e I_0}{m v_0}} i \quad (17)$$

Als onze berekening tot een oplossing wil leiden moeten de coëfficiënten in (9) en (17) gelijk zijn. Hieruit volgt een vierde graadsvergelijking voor de onbekende voortplantingsconstante k :

$$2 V_0 (k_1^2 - k^2) (j\beta_e - k)^2 = j\beta_e I_0 K k_1 k^2 \quad (18)$$

De daarin voorkomende β_e en V_0 zijn gedefinieerd door:

$$\beta_e = \frac{\omega}{v_0} \quad e V_0 = \frac{1}{2} m v_0^2 \quad (19)$$

De oplossing van vergelijking (18) is in het algemeen een moeilijke aangelegenheid, vooral omdat er nog parameters in optreden die wij vrij kunnen kiezen. Daar we echter verwachten dat er alleen versterking optreedt als de electronensnelheid ongeveer gelijk is aan de fasesnelheid van de golf en dat de versterking per golflengte langs de buis klein is zullen wij stellen

$$k = j\beta_e + \varepsilon \quad (20)$$

waarin ε dan een kleine grootte is.

Wij verwachten verder dat door de aanwezigheid van de electronenbundel de voortplantingsconstante van de transmissielijn niet veel verandert zodat $k \approx k_1$ en we zullen dus β_e (de electronensnelheid) zo kiezen dat

$$k_1 = j\beta_e \quad (21)$$

dat wil zeggen dat de electronensnelheid gelijk is aan de „koude fasesnelheid”, dat is de fasesnelheid bij afwezigheid van de bundel.

Substitueren wij (20) en (21) in (18) en verwaarlozen wij hogere machten van de nieuwe variabele ε ten opzichte van de eenheid dan krijgen wij

$$\varepsilon^3 = j \frac{I_0 K}{4 V_0} \beta_e^3 \quad (22)$$

Stellen wij nog:

$$\frac{I_0 K}{4 V_0} = C^3 \quad (23)$$

dan is

$$\varepsilon = C \beta_e j^{1/3} \quad (24)$$

Wij vinden dus drie waarden van ε , terwijl we op grond van de vierdegraadsvergelijking (18) vier zouden verwachten. Een nader onderzoek leert echter dat er nog een golf mogelijk is die tegen de electronen inloopt. Voor deze golf is de ε uit (20) niet klein doch ongeveer gelijk aan $-2 j \beta_e$ en deze oplossing gaat bij de substitutie van (20) dus verloren. Daar ze voor het volgende niet van belang is zullen wij haar verder verwaarlozen.

De drie waarden van $j^{1/3}$ zijn weergegeven in fig. 5. Herinneren wij er aan dat de voortplanting der golven wordt gegeven door de functie $\exp(j\omega t - kz) = \exp(j\omega t - j\beta_e z - \varepsilon z)$ dan

zien wij dat punt A in fig. 5 overeenkomt met een versterkte golf omdat ε daar een negatief reëel deel heeft. Het imaginaire deel van ε is positief en deze golf loopt dus langzamer dan de electronen.

Op dezelfde wijze zien wij dat het punt B overeenkomt met een gedempte langzame golf en het punt C met een snelle golf met constante amplitude. De oplossing overeenkomende met het punt A is omdat ze een versterkte

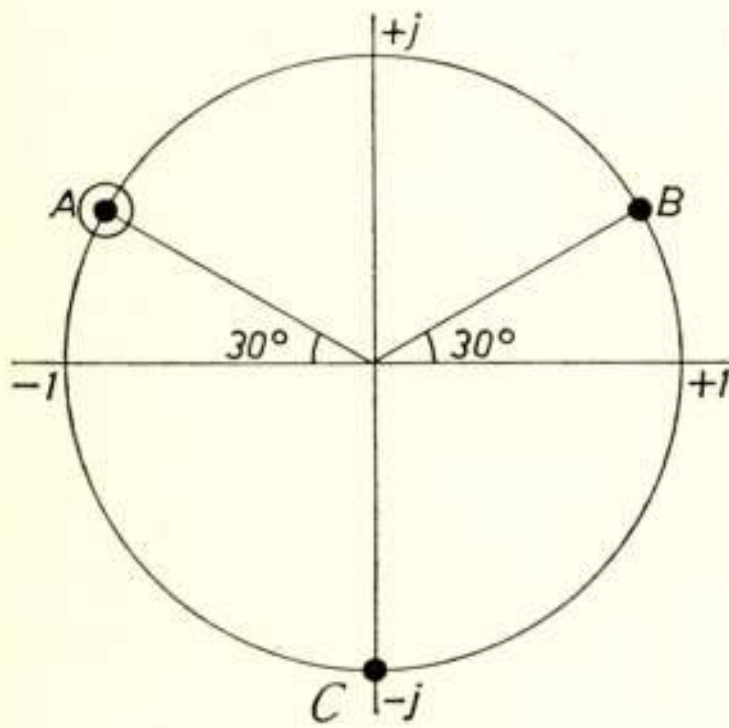


Fig. 5

golf oplevert degene die ons het meest interesseert. Daar het reële deel van de oplossing $-\frac{1}{2} \sqrt{3}$ is zal de amplitude van de golf dus toenemen volgens $\exp(\frac{1}{2} \sqrt{3} \beta_e C z)$ en het vermogen dus volgens $\exp(\sqrt{3} \beta_e C z)$. De versterking over een gegeven lengte l bedraagt dan $\exp(\sqrt{3} \beta_e C l) = \exp(2 \pi \sqrt{3} C N)$ waarin N het aantal golflengten op de lengte 1 is, of uitgedrukt in dB

$$G_1 = 47,3 C N \text{ dB.} \quad (25)$$

Brengt men door een koppeling een uitwendig signaal op de spiraal dan zullen echter ook de andere niet versterkte golven worden opgewekt en de beginamplitude van de versterkte golf

zal dus kleiner zijn dan die van het signaal. Een nadere berekening leert dat door dit aanpassingseffect 9,54 dB aan versterking verloren gaat en voor de versterking G betrokken op het inkomende signaal vinden we dus:

$$G \text{ (dB)} = - 9,54 + 47,3 C N \quad (26)$$

Wij herinneren er aan dat wij om de berekening zo eenvoudig mogelijk te houden hebben aangenomen dat de transmissielijn geen verliezen had, de electronensnelheid gelijk was aan de „koude fasesnelheid” van de lijn en dat de verschuivingsstroom van de electronenbundel geheel naar de lijn ging. Op de berekeningen waarbij van deze omstandigheden wordt afgeweken, met als gevolg een verkleining van de versterking, zullen wij niet nader ingaan³⁾. In praktische gevallen ligt C tussen 0,01 en 0,1 en N tussen 5 en 50 overeenkomend met versterkingen van 10 tot 40 dB.

Bij grote versterking is het noodzakelijk ergens tussen begin en eind van de spiraal een dempend element, de verzwakker, aan te brengen die de langs de lijn lopende golf volledig smoort. In de brede band waarin de buis versterkt is het namelijk moeilijk de koppelingen tussen de toevoerleidingen en de spiraal reflectie-vrij te maken en de buis zal dus bij grote versterking gemakkelijk gaan oscilleren. De genoemde verzwakker die dus zelf maar heel weinig mag reflecteren heeft tot taak alle golven langs de lijn te absorberen. In het eerste gedeelte van de buis (a in fig. 6) nemen dan de amplitude van de golf en de modu-

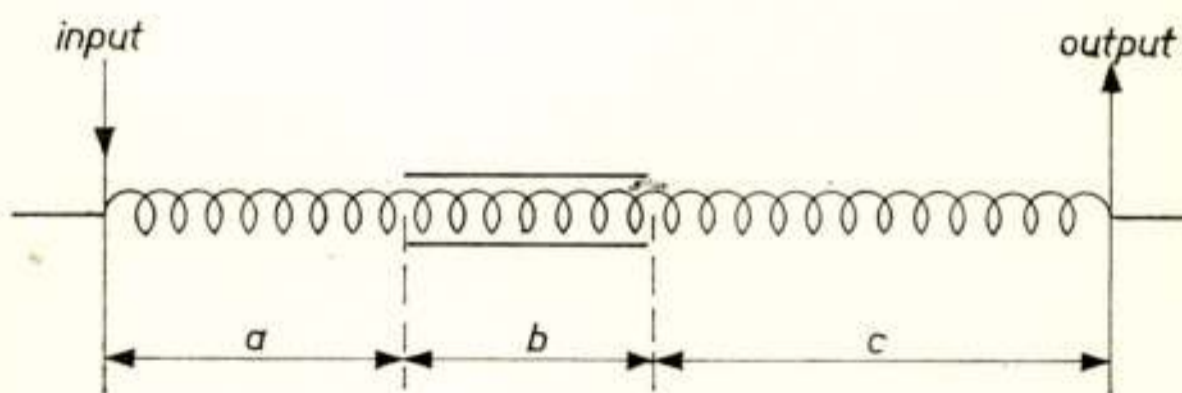


Fig. 6

Travelling wave buis met verzwakker

latiediepte van de electronenbundel exponentieel toe. In het gedeelte b waar zich de verzwakker bevindt wordt de golf op de lijn weggedempt maar de modulatie van de electronenbundel blijft bestaan en deze wekt in het laatste deel c van de buis de golf weer op waarna verdere versterking plaats vindt.

4. Ruimtelijke Harmonischen.

Bij de voorgaande beschrijving van de travelling wave buis waren de electronen voortdurend in wisselwerking met een sinusvormige golf.

Wij kunnen echter ook transmissielijnen maken waarin de electronen slechts periodiek in wisselwerking treden met het veld en de verdere uitwerking van dat principe leidt tot een belangrijke uitbreiding van het gebied der travelling wave buizen.

Nemen wij b.v. een spiraal die gemaakt is van band (fig. 7) dan zal het veld langs de as vrijwel sinusvormig (*b* in fig. 7)

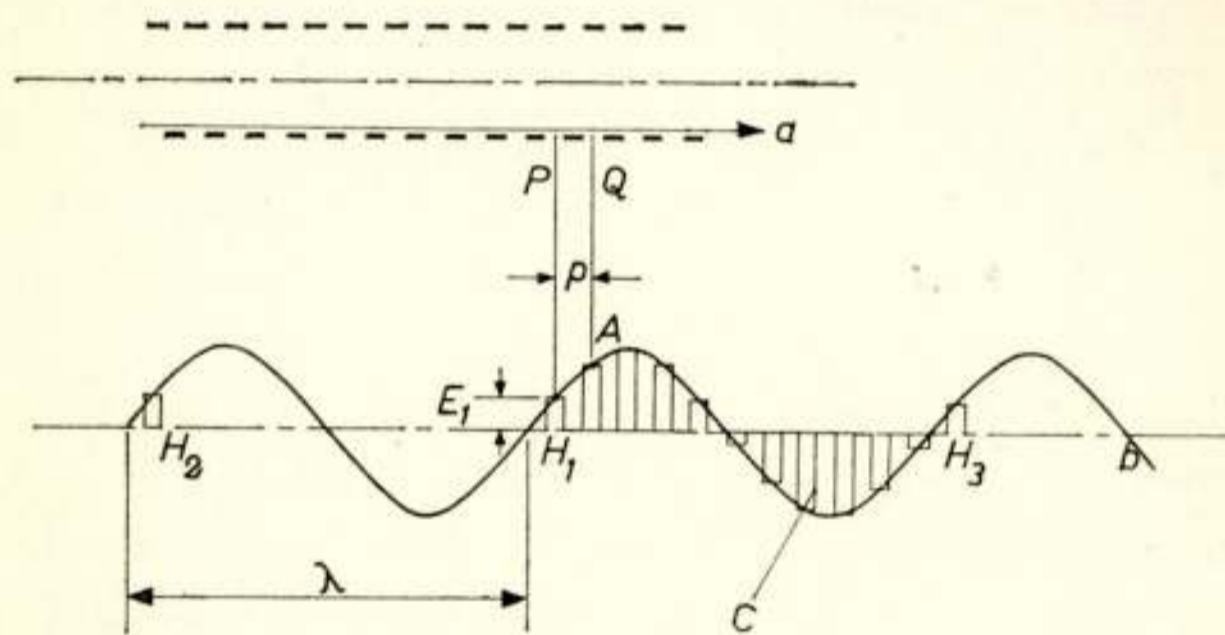


Fig. 7

Veldverloop vlak langs de windingen van een bandspiraal

zijn en als de electronen langs de as lopen krijgen wij een travelling wave buis zoals wij die in het voorgaande hebben beschreven. Lopen de electronen echter vlak langs de spiraal (*a* in fig 7) dan merken zij alleen iets van het veld wanneer zij de spleten tussen de windingen passeren, daar de *z*-component van het elektrische veld aan het oppervlak van de band gelijk is aan nul. Het veld langs de lijn *a* kunnen we dus op een bepaald tijdstip voorstellen door de "hoedenfunctie" *C* uit fig. 7. Als de sinus en dus de golf loopt, verandert de hoogte van de hoeden periodiek en het midden *A* van het bovenvlak blijft op de sinus liggen.

Er treedt nu weer effectieve wisselwerking tussen de electronen en het veld op als de electronen bij alle spleten ongeveer hetzelfde veld aantreffen, maar in tegenstelling met de in het voorgaande beschreven travelling wave buis kan dit nu op verschillende wijzen geschieden. In de eerste plaats kan men een electron dat zich ter plaatse *P* bevindt en dat dus een veld E_1 van de hoed H_1 ervaart met dezelfde snelheid van *P*

naar Q laten lopen als de hoed H_1 . Men kan echter het electron ook veel langzamer laten lopen en wel zodanig dat in de tijd dat het van P naar Q loopt de hoed H_2 naar Q loopt. Het is duidelijk dat bij nog kleinere electronensnelheden links van H_2 gelegen hoeden voor de juiste wisselwerking kunnen zorgen. Dit soort wisselwerking kunnen wij samenvatten in de formule

$$\frac{p}{v_e} = \frac{p + n \lambda}{v_f} \tag{27}$$

waarin v_f de fasesnelheid van de golf is.

Gunstige wisselwerking is echter ook mogelijk als de looptijd van de electronen van P naar Q gelijk is aan de looptijd van de hoed H_3 naar Q . De golf en de electronen lopen nu tegen elkaar in. Bij kleinere electronensnelheden kunnen een heel aantal golflengten rechts van H_3 gelegen hoeden voor de wisselwerking zorgen. In dit geval is dus

$$\frac{p}{v_e} = \frac{p - n \lambda}{v_f} \tag{28}$$

waarin v_f nu negatief gerekend wordt.

De wisselwerking met electronen van verschillende snelheid

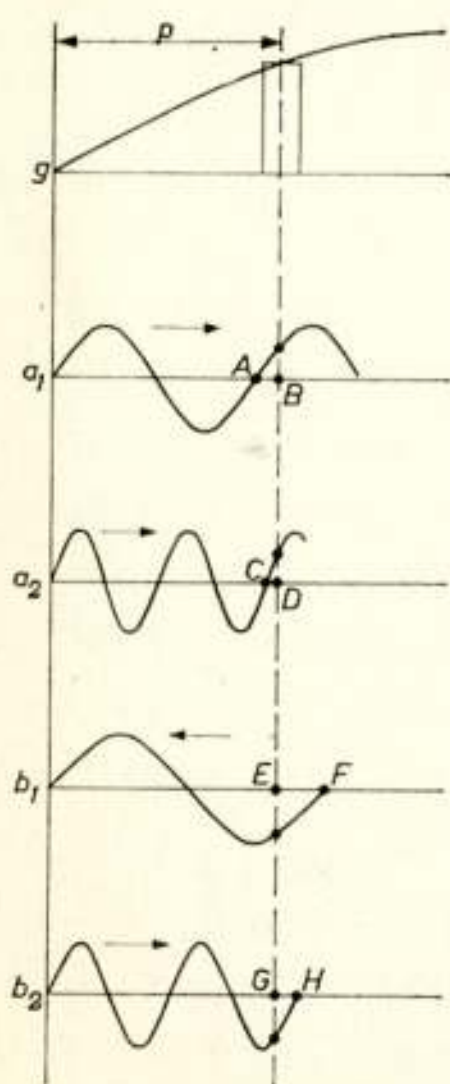


Fig. 8

Ruimtelijke harmonischen van het veld van fig. 7

kan men ook nog op een andere wijze beschrijven. Men kan de in fig. 7 geschetste lopende hoedenfunctie C met een soort Fourieranalyse in sinusvormige golven ontleden, waarbij men wel in het oog moet houden dat de verhouding tussen de hoogten der hoeden voortdurend verandert doch periodiek terugkeert met een periode gelijk aan de looptijd van de grondgolf b over de spoed p . Wij zullen deze analyse niet uitvoeren, omdat wij met enig gepuzzel deze harmonischen direct kunnen vinden.

De harmonischen zullen een zodanige golflengte, fase en snelheid moeten hebben dat als de grondgolf zich over de spoed p heeft verplaatst alle harmonischen weer dezelfde ligging ten opzichte van de grondgolf moeten hebben, want dan krijgen wij weer hetzelfde totaalbeeld. Een harmonische die aan deze eis voldoet is o.a. a_1 in fig. 8. Deze is zo geconstrueerd dat het fasever-

schil AB gelijk is aan het faseverschil van de grondgolf g over de afstand p . Verder geven we deze harmonische een zodanige snelheid dat de looptijd over de afstand AB gelijk is aan de looptijd van de grondgolf over p .

De golf a_2 is op dezelfde wijze geconstrueerd. Het faseverschil over CD is gelijk aan dat van g over de afstand p en de looptijd van a_2 over CD is gelijk aan die van g over p . Zo doorgaande vindt men een oneindig aantal naar rechts lopende golven met steeds kleiner wordende snelheid. Noemen wij de golflengten van grondgolf en hogere harmonischen resp. λ_0 en λ_n en hun fasesnelheden resp. v_0 en v_n dan is:

$$\frac{p}{v_0} = \frac{p - n \lambda_n}{v_n} \quad \text{en} \quad \frac{p - n \lambda_n}{\lambda_n} = \frac{p}{\lambda_0}$$

waaruit volgt dat grondgolf en harmonischen dezelfde frequentie hebben, zoals ook te verwachten is.

Naast het systeem van naar rechts lopende golven is er echter ook nog een systeem $b_1, b_2, b_3 \dots$ (zie fig. 8) van naar links lopende golven dat aan onze eisen voldoet. Kiezen wij de faseverschillen EF en GH weer gelijk aan het faseverschil van de grondgolf over p en de snelheden weer zo dat F naar E en H naar G loopt in dezelfde tijd dat de grondgolf zich over p naar rechts verplaatst, dan komen ook deze golven weer periodiek in dezelfde fase ten opzichte van de grondgolf te liggen en ze hebben dezelfde frequentie.

De wisselwerking van de electronen met de transmissielijn is nu mogelijk als de snelheid van de electronen ongeveer gelijk is aan die van een dezer harmonischen. De andere harmonischen hebben in het algemeen een sterk afwijkende snelheid en dus gemiddeld geen effect op de electronen.

De sterkte, de fase en de voortplantingsconstante van de harmonischen hangen af van de plaats in de ruimte waar men het veld analyseert en ze worden daarom wel ruimtelijke harmonischen genoemd. Voor een gegeven lijn a in fig. 7 staan de amplitudes der harmonischen in een vaste verhouding tot elkaar en wordt een der harmonischen door wisselwerking met de electronen versterkt dan neemt de amplitude van de andere in gelijke mate toe. Verlegt men de lijn a dan krijgt men in het algemeen een andere verhouding tussen de amplitudes.

De ruimtelijke harmonischen zijn belangrijk omdat zij de mogelijkheid scheppen van een grotere vrijheid in de keuze der

electronensnelheid, hetgeen in de praktijk ook neerkomt op een grotere vrijheid bij het ontwerp der transmissielijn. Verder schenken de teruglopende golven de mogelijkheid van het ontwerp van de zogenaamde backward-wave oscillator.

5. De Backward-wave oscillator.

De backward-wave oscillator bevat een transmissielijn T (fig. 9) die aan het einde A is afgesloten met haar karakteristische impedantie en

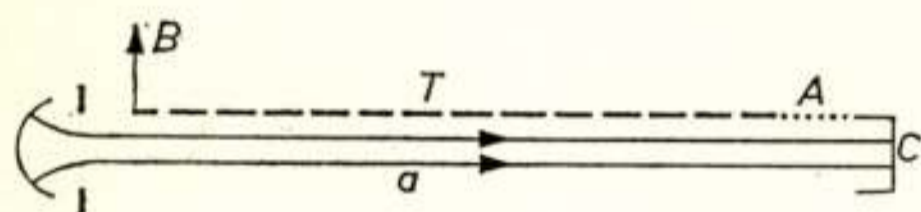


Fig. 9

Backward-wave oscillator

aan het andere einde reflectievrij is gekoppeld met een uitgangsleding B .

Deze transmissielijn is zodanig geconstru-

eerd dat de erop lopende golf een sterke backward wave component heeft die van links naar rechts loopt als de energie van rechts naar links stroomt. Deze component laten we nu samenwerken met een electronenbundel a door de electronen ongeveer dezelfde snelheid te geven als deze component en het gevolg is dat de totale golf waarvan de component een vaste fractie vertegenwoordigt in de richting van A naar B wordt versterkt. Wordt er geen uitwendig signaal aan de transmissielijn toegevoerd dan is er toch altijd een signaal in de vorm van geruis aanwezig en die ruisgolf wier backward wave component ongeveer dezelfde fase snelheid heeft als de electronen zal bij B versterkt aankomen. Nu is deze fasesnelheid in het algemeen een functie van de frequentie en dat betekent dus dat men de opgewekte frequentie met behulp van de electronensnelheid en dus door middel van een spanning kan veranderen. Het voordeel van een dergelijke regeling is dat er geen mechanische hulpmiddelen bij te pas komen zodat de verandering van de frequentie zeer snel kan plaats vinden.

De belangrijkste eigenschappen van de backward wave oscillator kunnen worden bepaald door een berekening die veel overeenkomst vertoont met die welke wij bij de gewone travelling wave buis hebben toegepast. Men bepaalt de invloed van de bundel op de transmissielijn en omgekeerd de invloed van de lijn op de bundel waarna door koppeling van beide vergelijkingen de voortplantingsconstante wordt verkregen. Voor deze berekeningen verwijzen wij naar de betreffende literatuur⁴).

6. Gekruiste elektrische en magnetische velden.

De gewone travelling wave buis heeft over het algemeen geen hoog rendement, (hoogfrequent uitgangsvermogen gedeeld door het gelijkstroom vermogen van de electronenbundel) omdat de electronen, vanwege de eis dat ze ongeveer in de pas moeten blijven met de golf, slechts een klein gedeelte van hun energie mogen afgeven. Het is dus gewenst de electronen weer te versnellen zodra zij energie aan het hoogfrequente veld hebben afgegeven. Dit kan geschieden in een buis zoals die schematisch is weergegeven in fig. 10.

Tussen de transmissielijn T en een grondplaat G bevindt zich een electronenbundel a die loopt van de katode K naar de collector C en die moet samenwerken met de transmissielijn. Men brengt nu tussen T en G een gelijkspanning en loodrecht op het vlak van tekening een magneetveld ter sterkte B

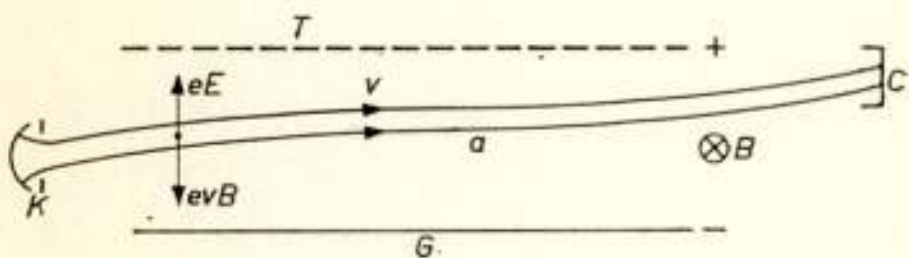


Fig. 10

Travelling wave buis met gekruiste elektrische en magnetische velden

aan zodanig dat de elektrische kracht eE en de magnetische evB gelijk en tegengesteld zijn. Als de electronen geen energie aan het hoogfrequente veld afgeven zullen zij dus evenwijdig aan de grondplaat en de lijn kunnen lopen.

Geven zij wel energie af dan wordt hun snelheid kleiner en de elektrische kracht gaat dus overheersen, waardoor de electronen dichter bij de transmissielijn komen en in het gelijkstroomveld weer energie winnen. De aan het hoogfrequente veld afgegeven energie wordt dus automatisch uit het gelijkstroomveld weer aangevuld.

In werkelijkheid is de beweging van de electronen wel ingewikkelder dan in fig. 10 is geschetst en eigenlijk nog niet heel goed bekend, maar de grote rendementsverbetering is onmiskenbaar. Bij een maximaal rendement van ongeveer 25 procent voor gewone travelling wave buizen vindt men voor de uitvoering met gekruiste velden wel 50 procent. Het beginsel der gekruiste velden kan men toepassen op allerlei soorten travelling wave buizen en enkele voorbeelden van deze toepassing zijn schematisch weergegeven in fig. 11^{a-f}.

Bij al deze voorbeelden hebben wij om een meer gedrongen opbouw van de buis en een compacte vorm van de magneet

te verkrijgen, de opstelling van fig. 10 rondgebogen en op deze wijze is dan de forward wave versterker van fig. 11a ontstaan. Fig. 11b geeft een schets van de backward wave versterker

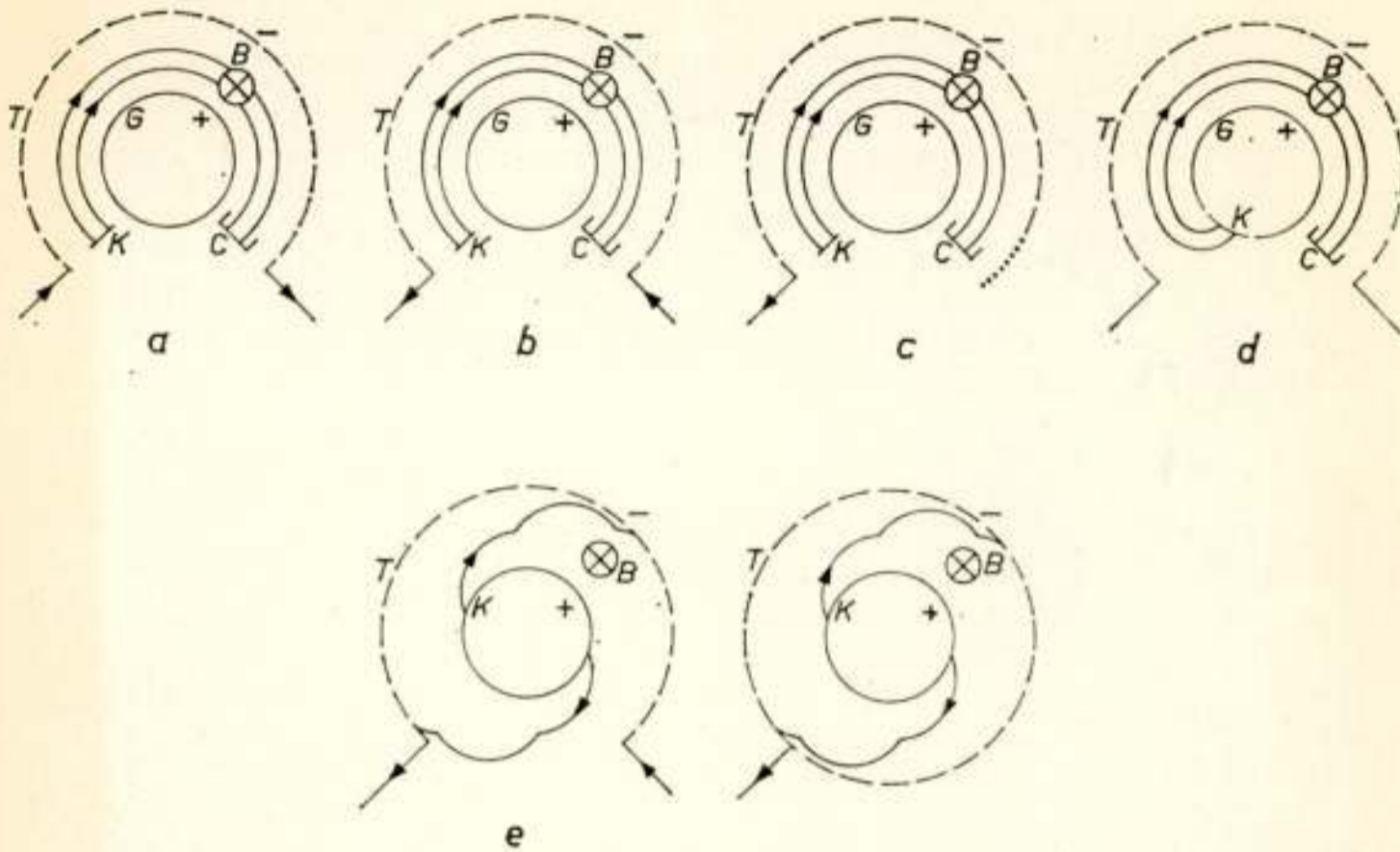


Fig. 11

Verschillende vormen van travelling wave buizen met gekruiste elektrische en magnetische velden

die zich van fig. 11a alleen onderscheidt door een verwisseling van de input en de output. Beide buizen zullen echter in het algemeen een zeer verschillende transmissielijn hebben, daar de ene een sterke forward- en de andere een sterke backward wave nodig heeft.

Sluit men de lijn van fig. 11b aan het collectoreind af met haar karakteristieke impedantie dan krijgt men de backward wave oscillator van fig. 11c⁵⁾.

Men kan de katode nu ook onderbrengen in de grondplaat *G* zoals in fig. 11d is geschetst en op deze wijze forward en backward wave versterkers en oscillatoren maken. Maakt men de gehele grondplaat emitterend (fig. 11e) dan krijgt men buizen die de laatste tijd bekendheid hebben gekregen onder de namen „Platinotron” en „Amplitron” en waarvan men eigenlijk niet meer kan zeggen dat het backward wave versterkers of oscillatoren zijn. Zij vertonen meer het karakter van een „locked oscillator”⁶⁾.

Verbindt men de ingang van een dergelijke buis met de uitgang zodanig dat een symmetrische opstelling ontstaat (fig. 11f) dan komen wij uit bij het magnetron, dat uit dit gezichtspunt bekeken dus ook een travelling wave buis is.

Literatuur.

- 1) S. Sensiper: Electromagnetic wave propagation on helical structures. Proc. I.R.E. 43 149 1955.
 - 2) G. J. Elias: Theorie der wisselstromen dl. I bl. 280. P. Noordhoff 1951.
 - 3) J. R. Pierce: Travelling wave tubes, D. van Nostrand Co. New York 1950.
 - 4) H. R. Johnson: Backward wave oscillators. Proc. I.R.E. 43 684 1955.
 - 5) R. R. Warnecke o.a.: The M-type Caroinotron tube. Proc. I.R.E. 43 413 1955.
 - 6) W. C. Brown: Description and operating characteristics of the Platino-
tron. Proc. I.R.E. 45 1209 1957.
-

Een 10 watt lopende golfbuis voor de 7,5 cm band

door C. T. de Wit *)

1. Inleiding.

In het voorgaande artikel¹⁾ is een overzicht gegeven van buizen waarin een vertraagde elektromagnetische golf samenwerkt met een elektronenbundel.

Voor een lopende-golfbuis werd de versterking afgeleid onder volgende voorwaarden.

- De elektronensnelheid is gelijk aan de fasesnelheid van het h.f. signaal langs de spiraal zonder bundel („koude” fasesnelheid).
- De spiraal heeft geen verliezen.
- De verschuivingsstroom van de bundel gaat geheel naar de spiraal.
- De elektronen verliezen geen energie d.w.z. het h.f. uitgangsvermogen is veel kleiner dan het bundelvermogen.

In dit artikel zullen we aangeven hoe we, uitgaande van de nu in grote lijnen gegeven theorie, een buis kunnen ontwerpen,

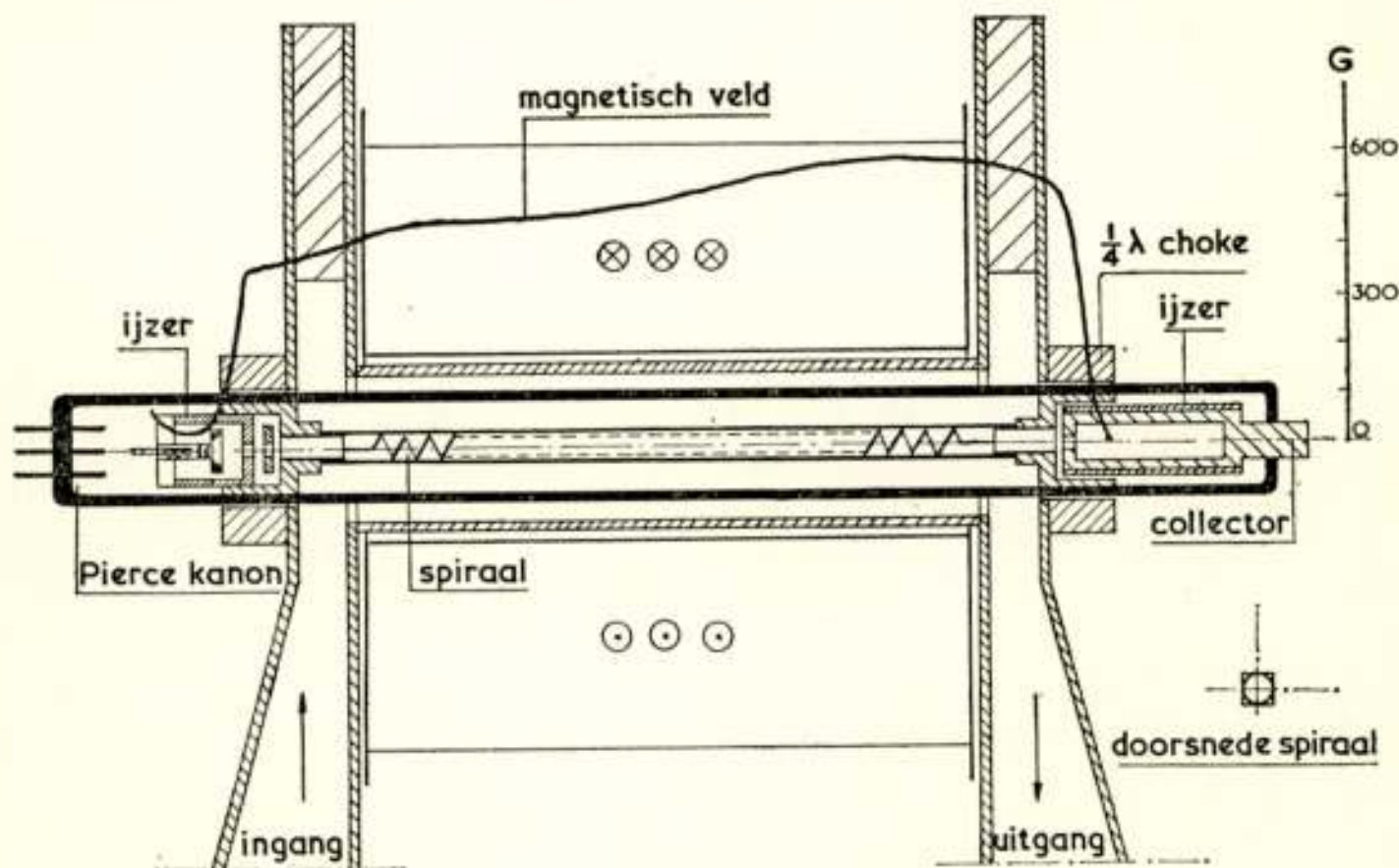


Fig. 1.

Lopende-golfbuis met toebehoren.

*) Natuurkundig laboratorium N.V. Philips Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Nederland.

waarbij een aanzienlijk deel van het bundelvermogen wordt omgezet in h.f. energie.

In fig. 1 is een lopende-golfbuis met toebehoren getekend.

De belangrijkste elementen in de buis zijn:

- 1e. de vertragingslijn waarvoor hier de gewone spiraal is genomen,
- 2e. de elektronenbundel.

We zullen echter ook aandacht moeten schenken aan het golfpijpcircuit, dat de h.f. energie geleidt, het elektronen-kanon, het magnetisch veld dat de bundel bijeenhoudt en de collector die de elektronen opvangt, omdat een juiste opbouw en dimensionering hiervan essentieel is voor de werking van de buis. Alvorens de zojuist genoemde elementen te bespreken moeten we iets dieper ingaan op de versterking.

2. De versterking.

Onder de zojuist genoemde beperkingen wordt de versterking:
 $G = -9,54 + 47,3 CN \text{ dB}$.

Hierin is C de versterkingsparameter

$$C^3 = \frac{KI_0}{4V_0}; \quad K = \text{wisselwerkingsimpedantie}$$

$$I_0 = \text{bundelstroom}$$

$$V_0 = \text{bundelspanning}$$

N is het aantal golflengten op het werkzame deel der spiraal.

Indien we als enige voorwaarde stellen dat het uitgangsvermogen veel kleiner is dan het bundelvermogen dan worden de vergelijkingen veel gecompliceerder.²⁾

De voortplantingsconstante van het h.f. signaal zonder bundel is

$$\Gamma_1 = j\beta_1 = j \frac{\omega}{v_1}, \quad \text{met } b = \frac{v_e - v_1}{C v_1} \text{ wordt } \Gamma_1 = j\beta_e(1 + bC). \text{ Hierin is } v_e = \text{elektronensnelheid.}$$

$$v_1 = \text{„koude” fasesnelheid}; \quad \beta_e = \frac{\omega}{v_e}.$$

Indien de spiraal verliezen heeft wordt $\Gamma_1 = j\beta_e(1 + bC) + \beta_e Cd$. b is een maat voor het snelheidsverschil tussen elektronen en „koude” fasesnelheidsverschil en d voor de eigen demping van de spiraal. (resp. voorwaarden a en b).

In het voorgaande artikel was dus $b = d = 0$.

De voortplantingsconstante voor de golf op de spiraal in aanwezigheid van de bundel $\Gamma (= a + \gamma\beta)$ beschrijven we a.v. als functie van de elektronensnelheid:

$$\Gamma = -\beta_e C \delta + j\beta_e$$

Met $\delta = x + jy$ wordt

$$\alpha = -\beta_e C x \text{ en}$$

$$\beta = \frac{\omega}{v} = \beta_e (1 - yC)$$

x is een maat voor de versterking en y voor de fase van het h.f. signaal op de spiraal in aanwezigheid van de bundel.

We vinden weer één waarde van δ met een positief reëel deel d.w.z. één versterkte golf¹⁾.

In fig. 7 is δ geschetst met b als parameter voor het geval $d = \frac{1}{2}$; $Q = 0$. Q is een parameter, die de invloed van de verliezen in de verschuivingsstroom vertegenwoordigt (voorwaarde c).

Voor andere waarden van d en Q vinden we soortgelijke krommen.

Voor deze gevallen kunnen we nu de versterking per lengte-eenheid weergeven door $G = -A + BCN$ dB waarbij A en B functies zijn van δ m.a.w. afhankelijk van het snelheidsverschil tussen elektronen en »koude» fasesnelheid (b), de eigendemping (d) en de ruimteladings-parameter (Q)³⁾.

Als het uitgangsvermogen een aanzienlijk deel is van het bundelvermogen kunnen we bovenstaande formule niet gebruiken om de totale versterking van de buis weer te geven.⁵⁾

In dit geval neemt n.l. de gemiddelde elektronensnelheid af vanaf het begin van de buis tot het einde omdat de elektronen snelheid verliezen. Dit energieverlies wordt omgezet in h.f. vermogen.

Dit betekent zoals in fig. 7 is te zien dat als aan het begin van de buis b bijv. 1,5 is, er een kleine versterking optreedt (x klein).

Hoe verder de elektronen vorderen hoe meer b afneemt. Ten slotte wordt $b = 0$ en de versterking maximaal. Gerekend t.o.v. de versterking voor kleine uitgangsvermogens treedt een verlies op, dat in de praktijk circa 10 dB is.

Een ander verlies in de versterking ontstaat doordat aan het einde van de demping uit de modulatie van de bundel opnieuw een h.f. signaal moet worden geformeerd. (zie 3,2)

Dit verlies bedraagt in de praktijk circa 6 dB.

3. De spiraal.

3.1 De wisselwerkingsimpedantie.

De impedantie van de werkelijke spiraal wijkt sterk af van die van een „helical sheet” (cylinder die schroefvormig geleidt)

doordat de invloed van de ondersteuning niet te verwaarlozen is, en doordat een deel der energie wordt omgezet in ruimtelijke harmonischen. Door rekening te houden met deze invloeden kan een aantal correcties aangebracht worden waardoor het mogelijk is de impedantie van een spiraal vrij nauwkeurig te bepalen.

Het blijkt dat de „helical sheet” een ongeveer 2 maal te grote waarde oplevert.

3.2. De fasesnelheid.

Als functie van de frequentie vinden we het verloop van de fasesnelheid voor een „helical sheet” in fig. 2 geschetst.

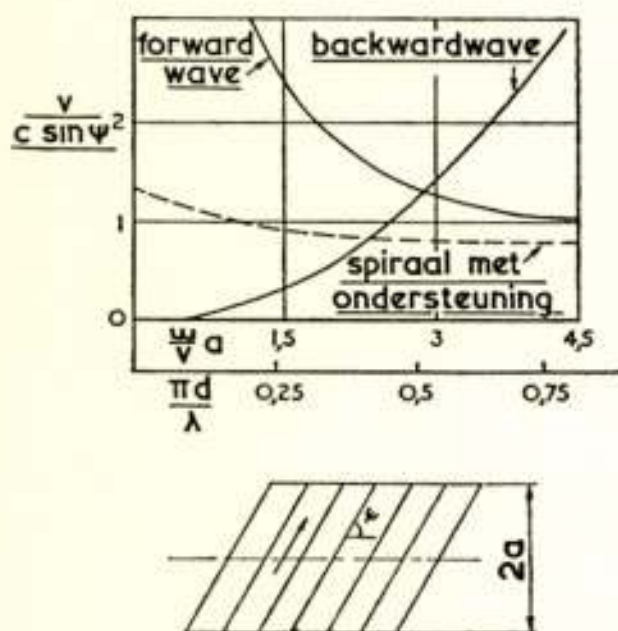


Fig. 2.

Faze-snelheid als functie van de frequentie voor een „Helical Sheet”.

Over een groot gebied is de fasesnelheid praktisch constant zodat samenwerking over een groot frequentie gebied tussen spiraal en bundel mogelijk is bij eenzelfde spiraal spanning. Ook de fasesnelheid wordt door de ondersteuning beïnvloed.

Zo is bij de besproken buis de extra vertraging t.g.v. de ondersteuning ca. 25%. Tevens wordt de dispersie gewijzigd (zie fig. 2). Bovendien nemen de verliezen toe vooral wanneer het glas door h.f.-verliezen of door op de spiraal vallende elektronen wordt verwarmd.

Het blijkt dat optimale versterking optreedt voor $\frac{\omega}{v} a = 1,5$

bij een verhouding van spiraal- tot bundeldiameter $\frac{a}{r} = 1,6$.

Voor lagere freq. daalt de versterking vrij snel omdat de golflengte snel toeneemt en N dus kleiner wordt.

Voor hogere freq. verandert de versterking weinig d.i. het z.g.n. nietdispersieve gebied. Hier neemt de versterking langzaam af omdat de fasesnelheid praktisch constant is en een toename van N gecompenseerd wordt door een afname van C .

Tenslotte wordt C zo klein dat de versterking toch gaat afnemen.

Wanneer de golflengte gelijk wordt aan 2π de omtrek van de spiraal staat het elektrische veld praktisch loodrecht op de bundel ($E_{z0} \approx 0$) en is er van samenwerking nog nauwelijks sprake (fig. 2a). Ook om een andere reden is het ongewenst om de centrale frequentie in deze buurt te kiezen. De fasesnelheid

van „forward” en „backward-wave” wordt dan gelijk (zie fig. 2) en er kan dus gemakkelijk genereren optreden.

Praktisch moet men minstens 5 windingen per golflengte nemen.

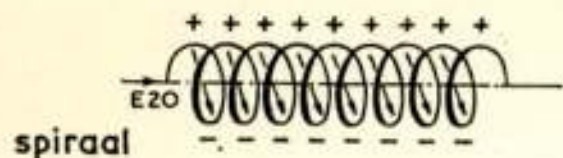


Fig. 2a.

Het is bovendien vaak gewenst om de centrale frequentie in het dispersieve gebied te leggen om daardoor de bandbreedte te beperken.⁴⁾

Het is n.l. niet eenvoudig om over de grote bandbreedte van de buis een goede aanpassing aan het h.f. circuit te verkrijgen. De buis kan dan t.g.v. reflecties gaan genereren.

We hebben een goede aanpassing verkregen over 800 MHz (3600 tot 4400 MHz/sec.; staande-golf-verhouding. $< 1,4$) door de impedantie van de golfpijp te verlagen tot die van de spiraal.

Door een aantal overgangen, die als transformatoren werken kan dan een goede overgang gemaakt worden. (zie voor de constructie fig. 1).

De $\frac{1}{4}\lambda$ -chokes moeten voorkomen dat energie uit het circuit weglekt. Bij grote versterking was het nodig de chokes te verbeteren en de uitgang volledig af te schermen om genereren te voorkomen.

Omdat men met grote versterkingen werkt en de aanpassing, ook bij versmalde bandbreedte, nooit voldoende goed te krijgen is, brengt men een dempingslaag in de buis aan.

Hierdoor wordt de kans op genereren minder daar zo'n demping de gereflecteerde signalen absorbeert.

Het verlies in versterking t.g.v. de aangebrachte dempingslaag is gering daar de gemoduleerde bundel vrijwel onverzwakt onder de demping doorloopt en aan het einde ervan een praktisch even grote golf op de spiraal ontstaat als die welke door de demping van de spiraal is verdwenen.

Als demping gebruikt men dunne kool- of metaallaagjes.

Bij deze buis is gebruik gemaakt van een platinalaag op de glazen wand van de spiraaldrager.

4. De elektronenbundel.

Achtereenvolgens zullen we behandelen:

- 1^e het elektronenkanon
- 2^e het verloop van het magnetisch veld
- 3^e de collector

4.1. *Het elektronenkanon.*

De bundel wordt gevormd door een z.g. Pierce kanon (zie fig. 1).

Hierbij wordt de divergerende werking van de ruimtelading gecompenseerd door het aanbrengen van een elektrode dicht bij de kathode, die een bepaalde hoek met de as maakt afhankelijk van de holheid der kathode.

Voor een vlakke kathode is de hoek $67,5^\circ$; voor een holle kathode wordt de hoek evenredig kleiner.

Het elektronenkanon wordt gekarakteriseerd door de perveantie $p = \frac{I}{V^{3/2}}$ waarbij I en V resp. de bundelstroom en spanning zijn. Het is aantrekkelijk een zo laag mogelijke spanning te gebruiken omdat de vertraging dan groot is en de buis kort kan worden. Een hoge stroom geeft een hoog rendement. Men is echter beperkt in zijn keuze van P .

Met een magnetisch veld van 600 Gauss; $\frac{r}{a} = 0,6$ en „Brillouin flow” focussing (zie onder 4.2) blijkt dat voor $\frac{\omega}{v} a = 1,5$ de perveantie $< 1,1 \mu A/V^{3/2}$ bij 4000 Mc/sec. moet zijn.

Met deze waarde van de perveantie kunnen we door het rendement te schatten de bundelstroom en spanning bepalen. Met de laatste grootte liggen de spiraaldimensies vast en kunnen we de wisselwerkingsimpedantie bepalen waaruit, met de bundelstroom, C volgt.

4.2. *Het magnetische veld.*

Om de elektronen over de lengte van de spiraal bij elkaar te houden gebruiken we een magnetisch veld.

Door Brillouin ¹⁰⁾ is afgeleid dat bij volledig magnetisch afgeschermd kathode het benodigde veld volgt uit de formule

$$B = \frac{8300 I^{1/2}}{r V^{1/4}}$$

in mm is uitgedrukt.

r = bundelstraal.

Tengevolge van niet homogene elektronenemissie en zijwaartse snelheden blijkt men in de praktijk een veld nodig te hebben dat $1,2$ à $1,5$ x zo hoog ligt als de berekende waarde.⁶⁾

De afscherming van de kathode wordt verkregen door een ijzeren bus om de kathode te plaatsen. De grootte van de opening en de afstand ervan tot de kathode bepalen het veldverloop in de kanonruimte (zie fig. 1).

Aan het einde der buis zal bij uitsturing t.g.v. de modulatie van de bundel de stroomdichtheid sterk toenemen.

Om te sterke defocussing te voorkomen moet daarom met het toenemen van de modulatie diepte van de bundel het magnetisch veld verhoogd worden (fig. 1).

4.3. *De collector.*

Na het afgeven van de h.f. energie aan het uitkoppelcircuit is de gemiddelde snelheid der elektronen gedaald tot de synchrone snelheid d.i. de snelheid, die overeenkomt met de fase-snelheid van de golf over de „warme” spiraal.

Er zijn echter veel lagere snelheden. De laagste snelheid bepaalt op welke potentiaal men de elektronen nog juist zou kunnen opvangen.

We moeten hierbij oppassen voor gereflecteerde en secundaire elektronen.

Deze kunnen de spiraal in omgekeerde richting doorlopen en door samenwerking met een gereflecteerd h.f. signaal versterking in teruggaande richting geven, waardoor genereren op kan treden. Het is gebleken dat de constructie van de collector zoals die in fig. 1 is aangegeven, zeer goede resultaten oplevert.

Het idee is om de elektronen door, rekening houdend met de vergrote ruimtelading, een zo klein mogelijk gat de collector te laten binnengaan.

Door de sterke verlaging van het magnetisch veld in de collector (fig. 1) zullen de elektronen op de binnenwand van de collector vallen.

Daar deze binnenwand een veel grotere diameter heeft dan de collectoropening is de kans op terugkeer van elektronen gering.

5. **Permanente magneten.**

Als we het benodigde magnetisch veld opwekken m.b.v. spoelen dan gaat hierin een groot vermogen verloren. Men moet een beveiliging aanbrengen voor het geval de magnetiseringstroom wegvalt. Bovendien is het gewicht groot en moet men soms de spoelen koelen en de spoelstroom stabiliseren. Door gebruik te maken van permanente magneten kunnen we zowel een

„Constant” magnetisch veld als een
„Sinusvormig” magnetisch veld maken

5.1. „Constant” magnetisch veld van een permanente magneet.

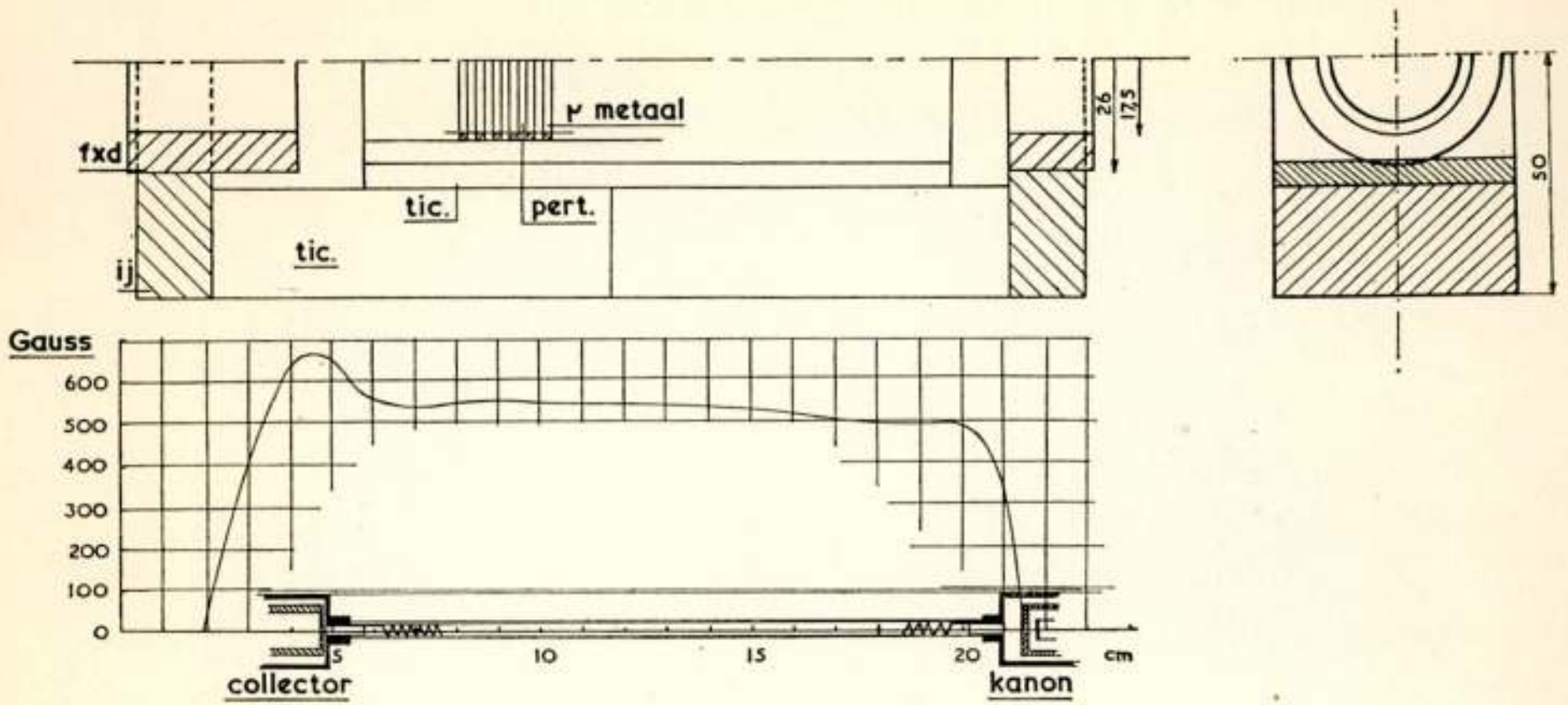


Fig. 3.

Ellipsvormige magneet met Ferroxdure ring en homogenisator.

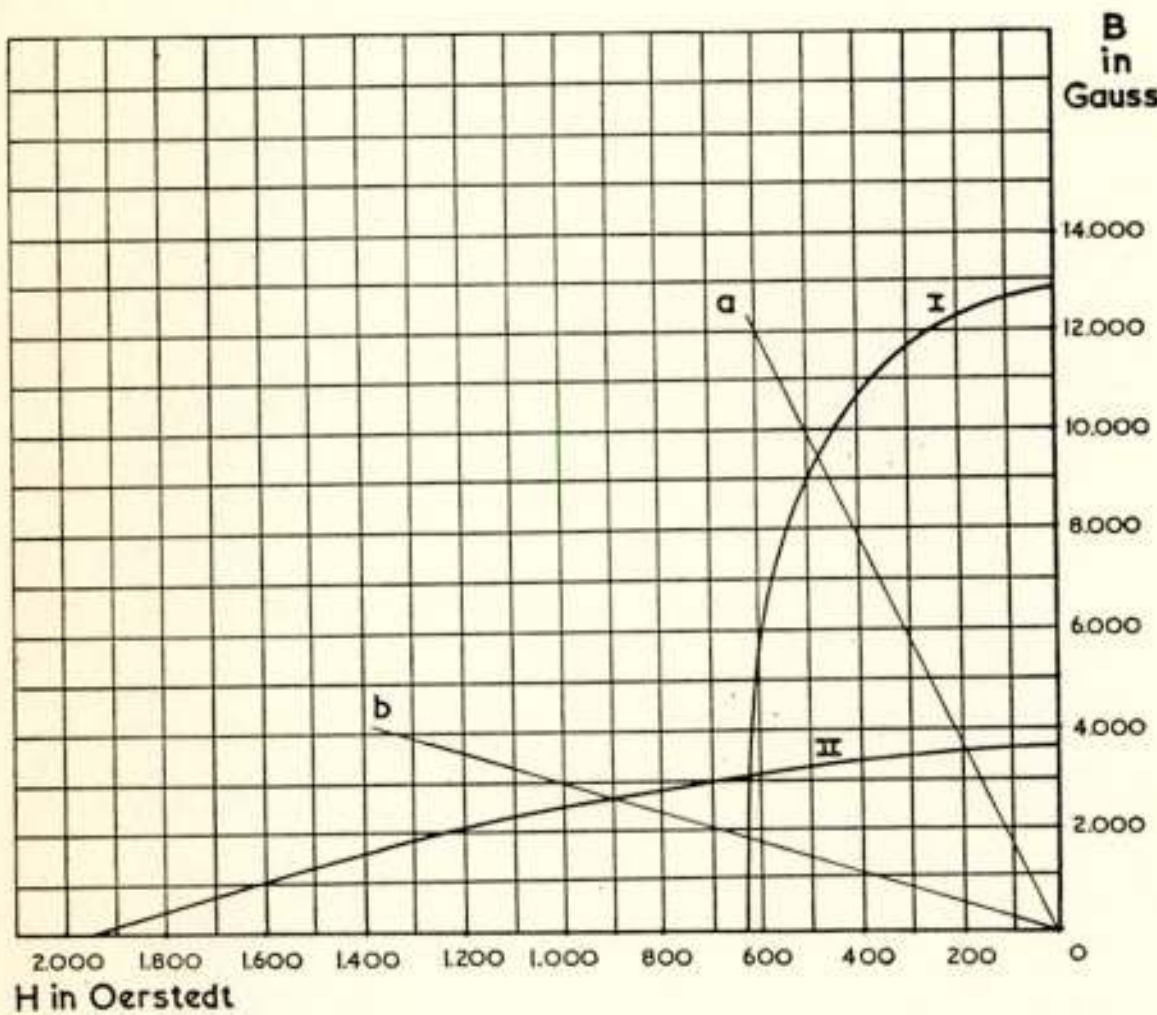


Fig. 4.

B-H Krommen van:

I Ticonal G.

II Ferroxdure II.

$$\left. \begin{array}{l}
 \text{voor werklijn } a: \mu = \frac{B}{H} = 20 \\
 \text{assenverhouding ellipsoide: } 1:0,17 \\
 \text{voor werklijn } b: \mu = 5 \\
 \text{assenverhouding: } 1:0,5
 \end{array} \right\}$$

Een vrijwel constant veld kan men over vrij grote lengte op twee manieren verkrijgen:
 1e ellipsoidale-magneet (fig. 3).
 2e hoefijzer-magneet (fig. 5).

In beide gevallen gebruiken we ticonal G (zie fig. 4). Met het eerste type magneet kunnen we het veld nooit groter maken dan ca. 600 Gauss, d.i. de coërcitief kracht van het ticonal G.

In het andere geval is de sterkte van het veld niet direct afhankelijk van de coërcitief kracht.

5.1.1. Ellipsoidale-magneet⁹⁾.

Bij dit type is het veld in de as praktisch constant (fig. 3). Een verhoging van het veld aan het einde van de magneet is te verkrijgen door het aanbrengen van een radiaal gemagnetiseerde ring van ferroxdure (zie fig. 3).

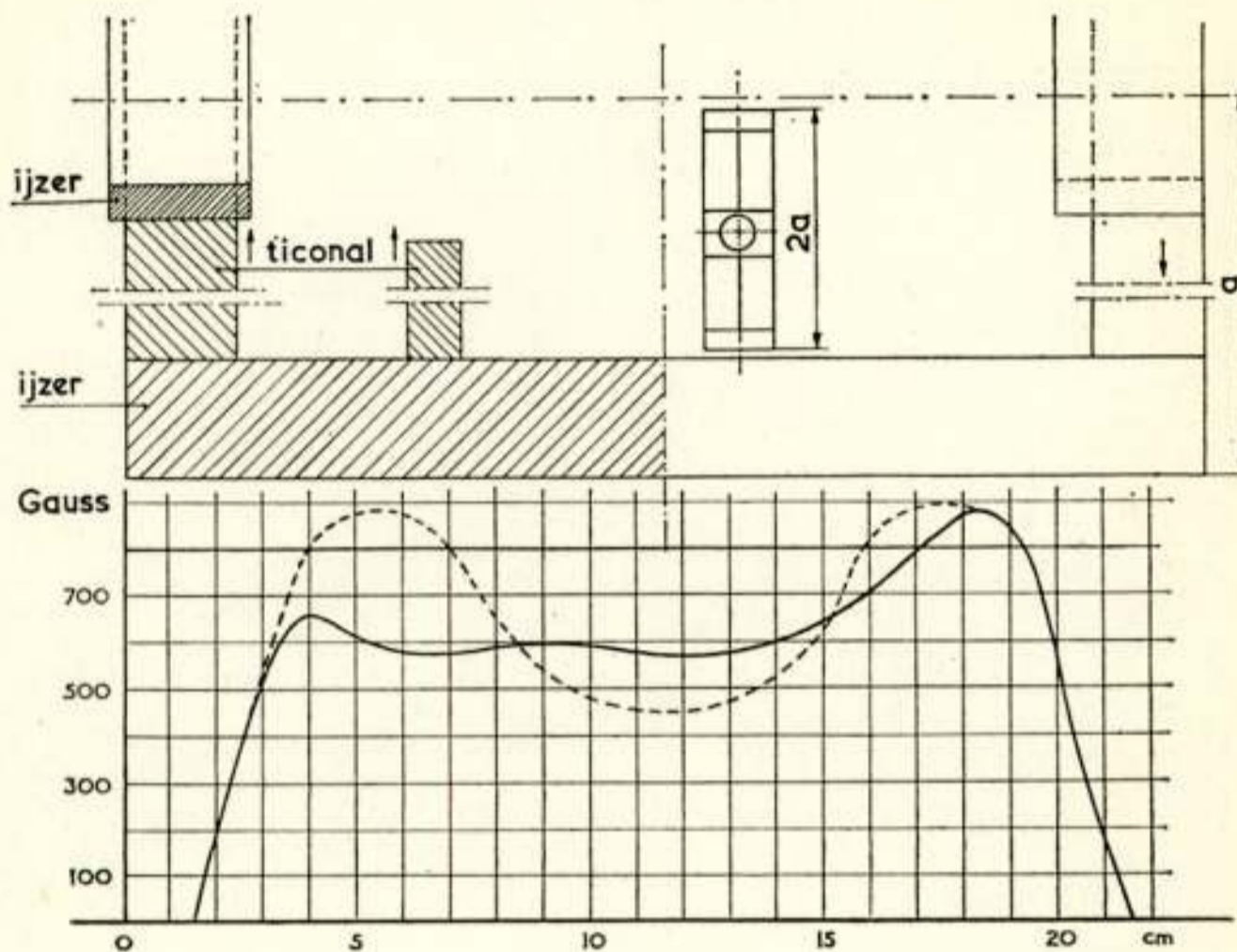


Fig. 5.

Hoefijzermagneet met éézijdige compensatie.

5.1.2. Bij de hoefijzermagneet is het veld sterk inhomogeen hetgeen men bijv. kan verbeteren door het aanbrengen van extra staven ticonal tussen de „poten” van het hoefijzer (zie fig. 5).

De plaatselijke veldverhoging bij de collector kan hier ook verkregen worden met een radiaal gemagnetiseerde ringmagneet. Een andere methode is het inhomogene veld slechts aan één kant te compenseren (fig. 5).

Bij beide typen magneten bleek het veld in de as niet voldoende rotatie-symmetrisch. Dit werd sterk verbeterd door het aanbrengen van een aantal μ -metalen of ijzeren ringen loodrecht op de as (zie fig. 3.)

5.2. Sinusvormig magnetisch veld. ⁷⁾

Het is mogelijk een bundel te focuseren d.m.v. een systeem van afwisselend in tegengestelde richting gemagnetiseerde korte magneetjes (fig. 6).

Deze worden gemaakt van ferroxdure (fig. 4). Er ontstaat dan een nagenoeg sinusvormig veld. De topwaarde moet ongeveer $\sqrt{2} \times$ de berekende waarde van het „constant” magnetisch veld zijn.

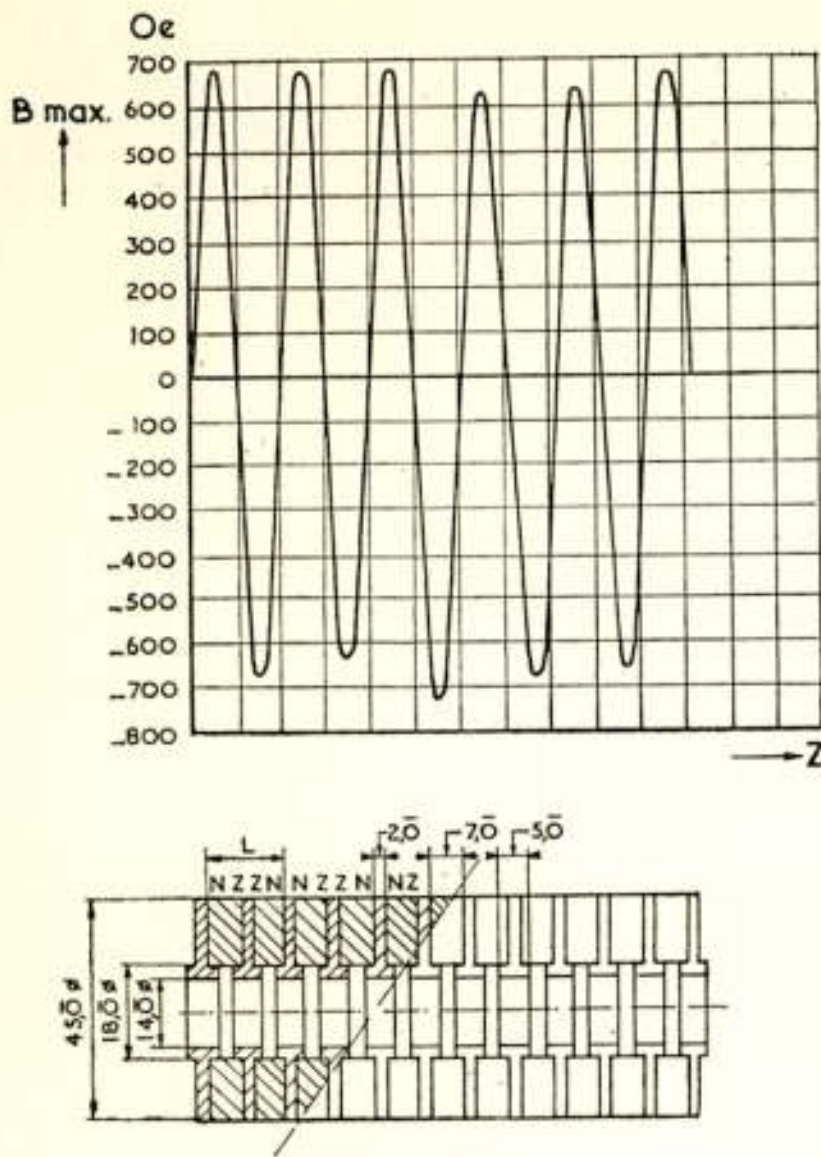


Fig. 6.
Periodieke magneet.

Voor een permanente magneet is $\oint H dl = 0$ (fig. 6a).

Doordat men bij deze wijze van focussing zowel het positieve als het negatieve veld nuttig gebruikt is een grote gewichtsbesparing te bereiken t.o.v. het „constant” veldtype waarbij het negatieve veld niet gebruikt wordt. Een nadeel is het optreden van „stopbanden”. De grens van de eerste doorlaatband wordt bepaald door:

$$\eta \frac{\hat{B} l^2}{V_s} \approx 420$$

waarbij $\eta = \frac{e}{m}$, \hat{B} is topwaarde

de magnetisch veld in Gauss, $l =$ periode magnetisch veld in mm en V_s is spiraalspanning in Volts. In de praktijk moet men voor een goede focussing deze waarde kleiner dan 250 houden. Van groot belang is tevens de gelijkheid van de topwaarden, een constante periodelengte en de juiste centrering op één as.

Om een hoog veld te halen bij een kleine periode is het noodzakelijk de buisdiameter zo klein mogelijk te houden waardoor de mogelijkheid van een wijde collector verdwijnt, tenzij men erin slaagt de

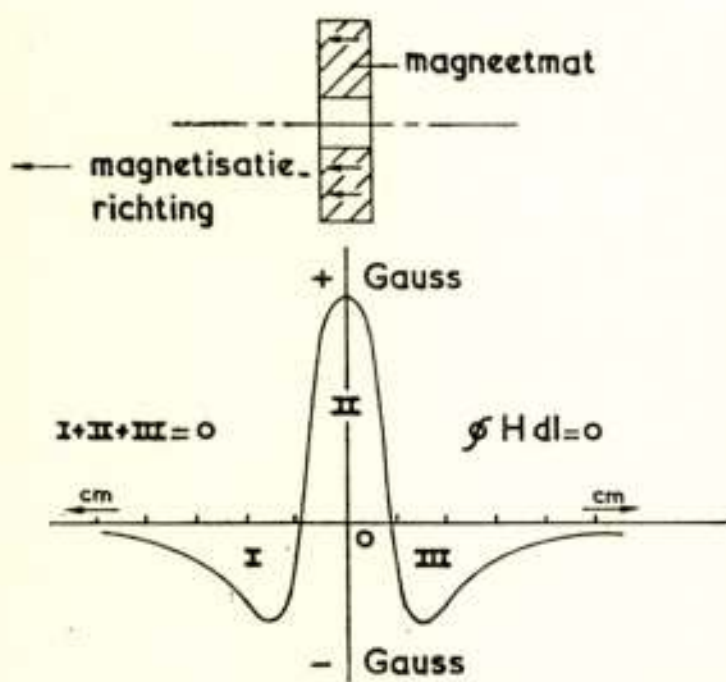


Fig. 6a.

de kanondiameter zo klein te maken dat hij nog door het magneetsysteem gaat.

6. Toepassingen van de buis.

6.1 Voor korte afstand radar ($\lambda = 4$ en 8 mm) met groot scheidend vermogen.

Voor het versterken van de vereiste korte impulsen is een grote bandbreedte nodig.

Met een drietrapsversterker bestaande uit een lage ruisbuis, een buis, met klein uitgangsvermogen en een buis, die ca. 10 Watt uitgangsvermogen levert is een versterking van 70 à 80 dB te bereiken over een band van 800 MHz bij 4000 MHz.

De gereflecteerde radarimpulsen kunnen na deze versterking een kathodestraalbuis sturen.

6.2. Straalzenders voor telefonie en televisie.

Door de grote bandbreedte kunnen een zeer groot aantal kanalen door één buis versterkt worden.

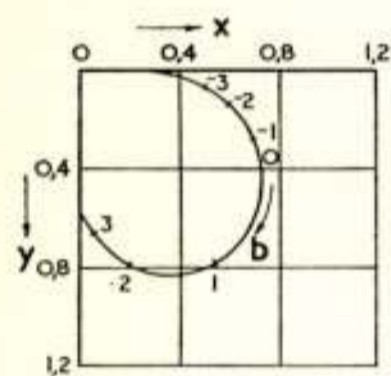


Fig. 7.

$\delta = x + jy$ met b
als parameter.

Hierbij treedt echter overspreken op indien het uitgangsvermogen te groot wordt.

Aan de hand van fig. 7 is dit te verklaren. Zoals reeds is opgemerkt neemt het snelheidsverschil tussen elektronen en „koude” fasesnelheid af van het begin van de buis naar het einde.

Hierdoor varieert voor grote signalen behalve de versterking (x) ook de fasedraaiing (y) per lengte eenheid. Voor kleine signalen zijn ze echter constant.

Het gevolg is dat de fasedraaiing afhankelijk is van de grootte van het ingangssignaal. Om deze verandering kleiner dan $1^\circ/\text{dB}$ te houden moet men ca. 10 dB beneden het maximaal bereikbare uitgangsvermogen blijven. ⁸⁾

Literatuur.

- 1) P. H. J. A. Kleijnen: Travelling wave buizen.
 - 2) J. R. Pierce: Traveling-wave tubes.
 - 3) C. C. Cutler: The calculation of T.W. tube gain, Proc. I.R.E. 39 p. 914.
 - 4) W. Klein and W. Fritz: Ueber das Verhalten von Wanderfeldröhren im dispergierenden Bereich ihrer Verzögerungsleitung.
 - 5) J. W. Caldwell: Large-signal behaviour of a high-power T.W. amplifier. Transact. I.R.E. E.D. 3 nr. 1.
 - 6) J. F. Mendel: Magnetic focussing of electron-beams, Proc. I.R.E. Mich. 55 p. 237.
 - 7) Mendel, Quate and Yocom: Electron beam focussing with periodic permanent magnetic-fields, Proc. I.R.E. Mag. 1954, p. 800.
 - 8) D. J. Blattner and W. R. Beam: Phase-angle distortion and differential Phase-shift, in T.W. tubes R.C.A. Review March 56, p. 86 e.v.
 - 9) M. de Bennetot: Aimants permanents pour tubes électroniques en hyperfréquences. L'onde électrique 35, nr. 341-342. Août — Sept. 1955 p. 947.
 - 10) J. R. Pierce: Theory and design of electron beams.
-

Lopende-golfbuizen met een laag ruisgetal

door A. Versnel *)

1. Inleiding.

Voor het versterken van zeer kleine h.f. signalen, die via de antenne in de ontvanger komen, kan men twee methodes toepassen:

- a. men kan met behulp van een locale oscillator en een mengkristal het h.f. signaal in een signaal van lagere frequentie transformeren en dit dan versterken;
- b. men kan het signaal met behulp van een h.f. versterkerbuis (i.c. een lopende-golfbuis) direct versterken.

We zullen ons alleen met het laatste geval bezig houden.

Om in staat te zijn een zo klein mogelijk h.f. signaal te kunnen versterken, moeten we ervoor zorgen, dat de lopende-golfbuis zelf zo weinig mogelijk ongewenste signalen ('ruis') produceert. De bron van de ruis in een lopende-golfbuis is de kathode, die de electronen zodanig loslaat dat:

- a. de emissie met de tijd varieert, waardoor op de gemiddelde kathodestroom I een fluctuatie i gesuperponeerd wordt, waarvoor geldt $\bar{i} = 0$ (per definitie), maar $\overline{i^2} \neq 0$.
- b. deze electronen niet dezelfde snelheid bezitten, maar een snelheidsspreiding vertonen, die aan een Maxwellverdeling beantwoordt, waardoor in de electronenbundel snelheidsfluctuaties ontstaan.

Volgen we de electronen in hun loop van kathode naar collector, dan kunnen we nagaan hoe de stroom- en snelheidsfluctuaties langs de bundel verlopen en hoe we de omstandigheden zo gunstig mogelijk kunnen kiezen, n.l. zo gunstig mogelijk wat betreft de verhouding van 'nuttige' tot 'schadelijke' signalen in de uitgangskring, m.a.w. hoe we een zo laag mogelijk ruisgetal kunnen bereiken.

We splitsen het probleem in drie delen: eerst bekijken we het gedrag van de fluctuaties in de diode-ruimte gevormd door de kathode en de versnellingsanode, daarna beschouwen we hun gedrag in de driftruimte tussen versnellingsanode en het

*) Natuurkundig Laboratorium, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

begin van de vertragingslijn (spiraal) en tenslotte nemen we hun gedrag in ogenschouw in de spiraalruimte waar de fluctuaties in wisselwerking treden met de van de antenne afkomstige h.f. golf.

2. De fluctuaties tussen kathode en versnellingsanode.

We veronderstellen dat vóór de kathode een potentiaalminimum aanwezig is, de buis dus in het ruimteladingsgebied werkt.

Vlak voorbij het potentiaalminimum zijn de stroomfluctuaties te schrijven als ¹⁾:

$$\overline{i_a^2} = 2 e I_0 R_a^2 \Delta f \quad (1)$$

Hierin is: e = lading van het electron, I_0 = bundelstroom, Δf = frequentiebandje waarin we de fluctuaties beschouwen. R_a^2 is een positief getal. Over de grootte ervan doen we nog geen uitspraak. Voor lage frequenties nadert R_a^2 tot Γ_a^2 , de factor waarmee de stroomfluctuaties in de kring over de diode worden verminderd tengevolge van de aanwezigheid van het potentiaalminimum; $0 \leq \Gamma_a^2 \leq 1$.

De snelheidsfluctuaties in het potentiaalminimum zijn het eerst door Rack ²⁾ berekend:

$$\overline{v_a^2} = (4 - \pi) \frac{e}{m} \frac{k T_k}{I_0} \Delta f \quad (2)$$

Hierin is: m = massa van het electron, k = constante van Boltzmann, T_k = kathodetemperatuur.

Rack ging van de veronderstelling uit, dat alle electronen bij het verlaten van de kathode de gemiddelde snelheid bezitten waarop de snelheidsfluctuatie v_a gesuperponeerd is. Niet alleen bij lage frequenties is (2) in overeenstemming met de metingen. Uit metingen van Cutler en Quate ³⁾ blijkt dat ook bij hoge frequenties Rack's formule met de feiten in overeenstemming is.

Tussen het potentiaalminimum en de versnellingsanode kan het gedrag van de fluctuaties beschreven worden door de door Llewellyn en Peterson ⁴⁾ opgestelde vergelijkingen. Deze vergelijkingen zijn lineair omdat we met kleine h.f. signalen te doen hebben. In het anodevlak luiden ze:

$$i_b = D i_a + j G v_a \quad (3)$$

$$v_b = j H i_a + J v_a \quad (4)$$

De reële grootheden D , G , H en J zijn functies van de gemiddelde electronensnelheid u_a in het potentiaalminimum, van de gemiddelde electronensnelheid u_b in het anodevlak, van de ruimteladingsparameter ζ ($0 < \zeta \leq 1$) en van het product van de looptijd potentiaalminimum-anode en de frequentie; $j = \sqrt{-1}$.

We veronderstellen met Tien en Moshman⁵⁾ dat i_a en v_a niet gecorreleerd zijn. We mogen dan de gemiddelde kwadraten van de door i_a en v_a veroorzaakte stroomfluctuaties in het anodevlak (resp. $i_{b1} = D i_a$ en $i_{b2} = j G v_a$) optellen:

$$\overline{i_b^2} = D^2 \overline{i_a^2} + G^2 \overline{v_a^2} = \overline{i_{b1}^2} + \overline{i_{b2}^2} \quad (5)$$

Evenzo geldt voor de twee snelheidsfluctuaties in het anodevlak:

$$\overline{v_b^2} = H^2 \overline{i_a^2} + J^2 \overline{v_a^2} = \overline{v_{b1}^2} + \overline{v_{b2}^2} \quad (6)$$

3. De fluctuaties in de driftruimte tussen versnellingsanode en het begin van de spiraal.

We beschouwen een electronenbundel die zich in axiale richting (z-richting) voortplant met een snelheid u_o en die een gelijkmatige verdeling van de ruimteladingsdichtheid ρ_o bezit. Op de bundel denken we ons gemoduleerd een snelheidsfluctuatie v , een stroomfluctuatie i en een fluctuatie van de ruimteladingsdichtheid ρ . [Tussen v , i en ρ bestaat het verband

$$i = I_o \left(\frac{\rho}{\rho_o} + \frac{v}{u_o} \right) \quad (7)$$

Dit volgt uit de bekende betrekking $I_o + i = (\rho_o + \rho) (u_o + v) O$ en geldt voor kleine fluctuaties; $O =$ doorsnede van de bundel].

Om te onderzoeken hoe deze verstoringen zich in de veldvrije driftruimte voortplanten gaan we uit van de bewegingsvergelijking, de continuïteitsvergelijking en de vergelijking van Poisson.

Indien er geen verstoringen in richtingen loodrecht op de z-richting zijn, kan men deze vergelijkingen schrijven als:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u_o \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{e}{m} E \quad (8)$$

$$\rho_o \frac{\partial v}{\partial z} + u_o \frac{\partial \rho}{\partial z} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_o} \quad (10)$$

Hierin is E de veldsterkte van een door de verstoringen opgewekte golf, en ϵ_0 de diëlectrische constante van vacuum. We merken op, dat we de magnetische krachten mogen verwaarlozen, omdat de electronensnelheid klein is ten opzichte van de lichtsnelheid. (10) is dus de enige vergelijking van Maxwell die we toepassen. Opdat alleen verstoringen in de z -richting optreden, moeten we een sterk magnetisch veld in die richting aanleggen.

Door eliminatie van v en ρ volgt uit bovenstaande vergelijkingen de golfvergelijking:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + u_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2 u_0 \frac{\partial^2 E}{\partial z \partial t} + \omega_p^2 E = 0 \quad (11)$$

waarbij $\omega_p = \sqrt{\frac{e}{m} \frac{\rho_0}{\epsilon_0}}$ de plasmahoekfrequentie genoemd wordt.

Bij de afleiding van de golfvergelijking is geen rekening gehouden met de eindige dikte van de electronenbundel, alsmede met de aanwezigheid van een geleidende cylinder om de bundel. Doet men dit wel dan wordt (11) anders en blijkt ω_p vervangen te moeten worden door $\omega_q = R \omega_p$ waarbij $0 < R < 1$. Men noemt ω_q de gereduceerde plasmahoekfrequentie. In praktische gevallen is $0,3 < R < 0,6$.

We veronderstellen dat de verstoringen langs de bundel voort te stellen zijn door

$$A_z = A_0 \exp j(\omega t - \beta z), \quad (12)$$

waarin de voortplantingsconstante van de verstoringen: $\beta = \frac{\omega}{u}$ is.

We merken op, dat we met de schrijfwijze (12) bedoelen, dat A_z het reële deel is van $A_0 \exp j(\omega t - \beta z)$.

Uit de golfvergelijking volgt nu: $\beta = \beta_0 \left(1 \pm \frac{\omega_q}{\omega} \right)$. Er planten zich langs de bundel dus *twee* ongedempte golven voort met voortplantingsconstanten β_1 en β_2 die een factor $\left(1 + \frac{\omega_q}{\omega} \right)$ groter resp. een factor $\left(1 - \frac{\omega_q}{\omega} \right)$ kleiner zijn dan die van een golf die

met de electronensnelheid zou lopen en waarvoor geldt: $\beta_0 = \frac{\omega}{u_0}$.

De verstoringen langs de bundel bij de hoekfrequentie ω kunnen we nu in het algemeen schrijven als:

$$A_z = A_1 \exp j \left(\omega t - \beta_0 z - \beta_0 \frac{\omega_q}{\omega} z \right) + A_2 \exp j \left(\omega t - \beta_0 z + \beta_0 \frac{\omega_q}{\omega} z \right) =$$

$$= \left[(A_1 + A_2) \cos \frac{\omega_q}{u_0} z - j (A_1 - A_2) \sin \frac{\omega_q}{u_0} z \right] \exp j (\omega t - \beta_0 z) \quad (13)$$

Voor de stroom- en snelheidsfluctuaties in de driftruimte tengevolge van de *stroom*fluctuaties bij het potentiaalminimum vinden we derhalve:

$$i_{z1} = \left[i_{b1} \cos \frac{\omega_q}{u_0} z - j (i'_1 - i'_2) \sin \frac{\omega_q}{u_0} z \right] \exp j (\omega t - \beta_0 z) \quad (14)$$

$$v_{z1} = \left[v_{b1} \cos \frac{\omega_q}{u_0} z - j (v'_1 - v'_2) \sin \frac{\omega_q}{u_0} z \right] \exp j (\omega t - \beta_0 z) \quad (15)$$

$$\text{met } i_{b1} = Di_a = i'_1 + i'_2 \text{ en } v_{b1} = j Hi_a = v'_1 + v'_2.$$

(Analoge formules zijn op te schrijven voor de stroom- en snelheidsfluctuaties in de driftruimte tengevolge van de *snelheids*fluctuaties in het potentiaalminimum).

Met behulp van de bewegingsvergelijking (8), de continuïteitsvergelijking (9), de betrekking $i = I_0 \left(\frac{q}{q_0} + \frac{v}{u_0} \right)$ en de betrekking (12) waarin A vervangen is door i of v , worden i'_1 en i'_2 , v'_1 en v'_2 berekend. Men vindt na enig rekenwerk (alleen de term binnen vierkante haken nemen we mee):

$$i'_{z1} = i_{b1} \cos \frac{\omega_q}{u_0} z + j I_0 \frac{\omega}{\omega_q} \frac{v_{b1}}{u_0} \sin \frac{\omega_q}{u_0} z \quad (14a)$$

$$v'_{z1} = v_{b1} \cos \frac{\omega_q}{u_0} z + j u_0 \frac{\omega_q}{\omega} \frac{i_{b1}}{I_0} \sin \frac{\omega_q}{u_0} z \quad (15a)$$

Aangezien i_{b1} en v_{b1} een phaseverschil van $\frac{\pi}{2}$ t.o.v. elkaar hebben is:

$$i'_{z1} = \sqrt{i_{b1}^2 + \left(jI_o \frac{\omega}{\omega_q} \frac{v_{b1}}{u_o}\right)^2} \sin\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_1\right) = i' \sin\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_1\right) \quad (14b)$$

$$v'_{z1} = -\sqrt{v_{b1}^2 + \left(ju_o \frac{\omega_q}{\omega} \frac{i_{b1}}{I_o}\right)^2} \cos\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_1\right) = -j \frac{\omega_q u_o i'}{\omega I_o} \cos\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_1\right) \quad (15b)$$

met:
$$\operatorname{tg} k_1 = j \frac{i_{b1}}{I_o} \frac{\omega_q}{\omega} \frac{u_o}{v_{b1}} = \frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} \frac{D}{H} \quad (16)$$

Reeds in 1938 zijn formules van deze strekking door Hahn⁶⁾ opgesteld.

We zien eruit:

a. Er zijn plaatsen in de driftruimte, waarvoor $i'_{z1} = 0$. Daar is dan v'_{z1} maximaal. Er zijn andere plaatsen waarvoor $v'_{z1} = 0$. Daar is dan i'_{z1} maximaal.

b. De plaatsen van minimale i'_{z1} liggen op afstanden: $\Lambda = \frac{\pi u_o}{\omega_q}$

uit elkaar. Aangezien ω_q evenredig is met $u_o^{-\frac{1}{2}}$ is $\Lambda \sim u_o^{\frac{3}{2}}$ of wel $\Lambda \sim V_o^{\frac{3}{4}}$, als V_o de gelijkspanning op de driftruimte is.

Door Cutler en Quate³⁾ zijn metingen van de stroomfluctuaties langs een driftruimte verricht. De gemeten periode Λ was in overeenstemming met de berekende, zij vonden echter voor de minimale waarde van de stroomfluctuaties een eindige grootte. Dit is niet verwonderlijk omdat er niet alleen staande golven van i'_{z1} resp. v'_{z1} zijn tengevolge van de stroomfluctuaties in het potentiaalminimum maar ook staande golven van i'_{z2} resp. v'_{z2} tengevolge van de snelheidsfluctuaties in het potentiaalminimum. (In feite verwaarloosden Cutler en Quate bij hun berekeningen i_a , en hielden ze alleen rekening met v_a).

De totale stroomfluctuatie in de driftruimte wordt

$$i_z = i'_{z1} + i'_{z2} = i' \sin\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_1\right) + i'' \sin\left(\frac{\omega_q}{u_o} z - k_2\right) \quad (17)$$

waarbij met gebruikmaking van (14b) en de betrekkingen $i_{b1} = Di_a$ en $v_{b1} = jHi_a$ blijkt, dat

$$i' = \sqrt{i_{b1}^2 + \left(jI_o \frac{\omega}{\omega_q} \frac{v_{b1}}{u_o}\right)^2} = i_a \sqrt{D^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_q} \frac{I_o}{u_o} H\right)^2}$$

Evenzo is:

$$i'' = \sqrt{i_{b2}^2 + \left(j I_o \frac{\omega v_{b2}}{\omega_b u_o}\right)^2} = j v_a \sqrt{G^2 + \left(\frac{\omega I_o J}{\omega_q u_o}\right)^2}$$

met de betrekkingen $i_{b2} = j G v_a$ en $v_{b2} = J v_a$.

Tenslotte is:

$$\text{tg } k_2 = j \frac{i_{b2} \omega_q u_o}{I_o \omega v_{b2}} = - \frac{\omega_q u_o G}{\omega I_o J} \quad (16a)$$

De totale snelheidsfluctuatie in de drifruimte wordt:

$$\begin{aligned} v_z &= v'_{z1} + v'_{z2} = -v' \cos\left(\frac{\omega_q z}{u_o} - k_1\right) - v'' \cos\left(\frac{\omega_q z}{u_o} - k_2\right) \quad (18) \\ &= -j \frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} \left[i' \cos\left(\frac{\omega_q z}{u_o} - k_1\right) - i'' \cos\left(\frac{\omega_q z}{u_o} - k_2\right) \right] \end{aligned}$$

waarbij:

$$\begin{aligned} v' &= \sqrt{v_{b1}^2 + \left(j u_o \frac{\omega_q i_{b1}}{\omega I_o}\right)^2} = j i_a \sqrt{H^2 + \left(\frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} D\right)^2} = \\ &= j \frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} i_a \sqrt{D^2 + \left(\frac{\omega I_o}{\omega_q u_o} H\right)^2} \\ v'' &= \sqrt{v_{b2}^2 + \left(j u_o \frac{\omega_q i_{b2}}{\omega I_o}\right)^2} = v_a \sqrt{J^2 + \left(\frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} G\right)^2} = \\ &= \frac{\omega_q u_o}{\omega I_o} v_a \sqrt{G^2 + \left(\frac{\omega I_o}{\omega_q u_o} J\right)^2} \end{aligned}$$

4. De wisselwerking van de fluctuaties met de van de antenne afkomstige op de spiraal geënte golf.

Nu we uitdrukkingen gevonden hebben voor de snelheids- en stroomfluctuaties in de drifruimte, gaan we na hoe deze fluctuaties reageren op een op de spiraal geënte golf. Daartoe moeten we ons de werking van een lopende-golfbuis in de herinnering terugroepen. Zoals uit de voorgaande artikelen⁷⁾ blijkt,

kunnen we de wisselwerking van een golf met een electronenbundel in een lopende-golfbuis beschrijven met behulp van drie golven, waarin de op de spiraal geënte golf uiteenvalt.

De voortplantingsconstanten van de drie golven waarvan de veldsterkten voor te stellen zijn door:

$$E_z = E_0 \exp(j \omega t - \Gamma_i z) \quad (19)$$

zijn:

$$\Gamma_i = j \beta_0 - \delta_i \quad (i = 1, 2, 3) \quad (20)$$

Van deze drie golven loopt er één onverzwakt door, één wordt verzwakt en één wordt versterkt. Voor de laatste geldt: ⁸⁾

$$\delta_3 = \frac{1}{2} (\sqrt{3} - j) \beta_0 C$$

waarin C de versterkingsparameter van de buis is. ⁷⁾

Aan het begin van de spiraal zijn de randvoorwaarden:

$$E_1 + E_2 + E_3 = E \quad (21)$$

$$\frac{E_1}{\delta_1} + \frac{E_2}{\delta_2} + \frac{E_3}{\delta_3} = \frac{u_0 m}{e} v \quad (22)$$

$$\frac{E_1}{\delta_1^2} + \frac{E_2}{\delta_2^2} + \frac{E_3}{\delta_3^2} = \frac{2 V_0}{j \beta_0 I_0} i \quad (23)$$

In (21) zijn E_1 , E_2 en E_3 de veldsterkten van de drie golven waarin een op de spiraal geënte golf met veldsterkte E zich splitst. (22) is afgeleid door in (8) voor elk van de drie golven de bijbehorende snelheidsmodulatie van de bundel, die op dezelfde wijze als E in (19) van de tijd en van de plaats afhangt, te substitueren en de drie uitkomsten te sommeren; v is de totale snelheidsmodulatie van de bundel bij het begin van de spiraal. (23) is afgeleid door in (7), (8) en (9) voor elk van de drie golven de bijbehorende snelheids- en stroommodulatie van de bundel te substitueren en na enig rekenwerk de drie betrekkingen voor de stroommodulaties te sommeren; i is de totale stroommodulatie van de bundel bij het begin van de spiraal.

Nu hebben we aan het begin van de spiraal met twee signalen te maken, welke randvoorwaarden verschillend zijn:

- a. het signaal, veroorzaakt door de antenneruis. Hiervoor gelden als randvoorwaarden:

$$E_{1a} + E_{2a} + E_{3a} = E_a = \sqrt{\beta_o^2 K k T \Delta f} \quad (21a)$$

$$\frac{E_{1a}}{\delta_1} + \frac{E_{2a}}{\delta_2} + \frac{E_{3a}}{\delta_3} = 0 \quad (22a)$$

$$\frac{E_{1a}}{\delta_1^2} + \frac{E_{2a}}{\delta_2^2} + \frac{E_{3a}}{\delta_3^2} = 0 \quad (23a)$$

waarbij K de koppelimpedantie is tussen een golf op de spiraal en de bundel, en T de antennetemperatuur is. Het rechterlid

van (21a) volgt uit de definitie van K , n.l. $K = \frac{E^2}{\beta_o^2 P}$ waarin P

$= k T \Delta f$ de ruisenergie is die de antenne bij aanpassing aan de spiraal overdraagt.

Door eliminatie van E_{1a} en E_{2a} uit deze 3 vergelijkingen vinden we E_{3a} , de veldsterkte van de aangroeiende golf tengevolge van de antenneruis.

- b. het signaal, veroorzaakt door de stroom- en snelheidsfluctuaties in de bundel. Hiervoor gelden als randvoorwaarden:

$$E_{1b} + E_{2b} + E_{3b} = 0 \quad (21b)$$

$$\frac{E_{1b}}{\delta_1} + \frac{E_{2b}}{\delta_2} + \frac{E_{3b}}{\delta_3} = \frac{u_o m}{e} v_z \quad (22b)$$

$$\frac{E_{1b}}{\delta_1^2} + \frac{E_{2b}}{\delta_2^2} + \frac{E_{3b}}{\delta_3^2} = \frac{2 V_o}{j \beta_o I_o} i_z \quad (23b)$$

waarbij v_z en i_z de in de vorige paragraaf berekende waarden (18) en (17) van de snelheids- en stroomfluctuaties in de bundel zijn bij het begin van de spiraal. Door eliminatie van E_{1b} en E_{2b} uit deze drie vergelijkingen vinden we E_{3b} , de veldsterkte van de aangroeiende golf tengevolge van de bundelruis.

5. Het ruisgetal van een lopende-golfbuis.

We zijn nu in staat een algemene uitdrukking voor het ruisgetal neer te schrijven.

Het ruisgetal F wordt gedefinieerd als de verhouding van het totale ruisvermogen aan het begin van de spiraal tot het ruisvermogen P_a afkomstig van de antenne:

$$F = \frac{P_b + P_a}{P_a} = 1 + \frac{P_b}{P_a} = 1 + \frac{|E_{3b}|^2}{|E_{3a}|^2} \quad (24)$$

waarbij P_b het ruisvermogen van de bundel is aan het begin van de spiraal. We merken op, dat we hierbij verdeelruis die o.a. ontstaat, als een deel van de electronenbundel de spiraal treft, verwaarlozen. Houden we ω , I_0 en u_0 alsmede de bundeldiameter constant, dan treden in de algemene formule voor F alleen als variabelen op de diodecoëfficiënten D , G , H en J , en verder de lengte z der driftruimte.

Door geschikte keuze van de diodecoëfficiënten en van de lengte der driftruimte kan men het minimale ruisgetal F_{min} bereiken.

Men berekent: ^{9) 1)}

$$F_{min} = 1 + R_a \sqrt{4 - \pi} \frac{T_k}{T} \quad (25)$$

De diodecoëfficiënten variëren we door de versnellingsanodespanning te veranderen, waarbij we met behulp van een extra electrode tussen kathode en versnellingsanode de bundelstroom I_0 constant houden.

De lengteverandering der driftruimte kan mechanisch en electrisch geschieden. Het laatste komt er op neer dat we de plasmagolflengte λ van een deel der driftruimte wijzigen door de spanning erop te veranderen. We splitsen dus de driftruimte in twee stukken, één op vaste spiraalpotentiaal en één op een te veranderen spanning.

Tengevolge van de eindige spiraalverliezen, waardoor het ruisvermogen van de antenne gedeeltelijk in de spiraal geabsorbeerd wordt, moet er een correctieterm toegevoegd worden aan de uitdrukking voor F_{min} . Deze wordt:

$$F_{min} = 1 + R_a \sqrt{4 - \pi} \frac{T_k}{T} \left(1 + \frac{d}{x_3} \right) \quad (25a)$$

waarin d een maat is voor de spiraalverliezen en x_3 het reële deel is van δ_3 , dus een maat voor de versterking van de golf,

die versterkt wordt. Practische waarden voor $\frac{d}{x_3}$ liggen tussen 0,1 en 0,3.

Veronderstellen we $R_a = 1$, $T_k = 1300^\circ K$ (L -kathode) en $\frac{d}{x_3} = 0.2$, dan is: $F_{min} = 6.0$.

Aan laboratoriumbuizen voor het frequentiegebied rond 4000 MHz werden ruisgetallen van 6 en iets lager gemeten.

De laatste tijd is men er in het buitenland in geslaagd ruisgetallen kleiner dan 2,5 te bereiken¹⁰⁾. Men is hiertoe gekomen door een driftruimte op zeer lage potentiaal (enkele volts) toe te passen. Uit berekeningen¹¹⁾ volgt dat in zo'n ruimte, waar de gemiddelde electronensnelheid van dezelfde grootte-orde is als de snelheidsspreiding, er correlatie optreedt tussen de snelheids- en stroomfluctuaties, die in het potentiaalminimum ongecorreleerd verondersteld werden.

Men kan bewijzen dat het minimale ruisgetal dan wordt¹²⁾:

$$F_{min} = 1 + R_a \sqrt{4 - \pi} \frac{T_k}{T} \left(1 + \frac{d}{x_3} \right) \left\{ \sqrt{1 - p^2 \sin^2 \varphi} + p \cos \varphi \right\} \quad (25b)$$

waarbij $p \sin \varphi$ het imaginaire deel is van de correlatie-constante $c = p \exp(j\varphi)$ en $p \cos \varphi$ het reële deel; $0 \leq p \leq 1$ en $0 \leq \varphi \leq 360^\circ$.

Uit metingen aan de triode $EC 56$ bij 4000 MHz volgt¹³⁾ dat $p = 0,7$ en $\varphi = 170^\circ$, plausibele waarden zijn. Men berekent dan $F_{min} = 2,5$ (voor een buis met een L -kathode) en $F_{min} = 2,2$ (voor een buis met een oxydekathode).

Literatuur.

- 1) D. A. Watkins: J. appl. Phys. 26, 622—624, 1955.
- 2) A. J. Rack: Bell Syst. techn. J. 17, 592—619, 1938.
- 3) C. C. Cutler and C. F. Quate: Phys. Rev. 80, 875—878, 1950.
- 4) F. E. Llewellyn and L. C. Peterson: Proc. Inst. Radio Engrs. 32, 144—166, 1944.
- 5) P. K. Tien and J. Moshman: J. appl. Phys. 27, 1067—1078, 1956.
- 6) W. C. Hahn: General Electric Rev. 42, 258—270, 1939.
- 7) P. H. J. A. Kleijnen: T. Ned. Radiogenootschap 24, 71, 1959.
C. T. de Wit: T. Ned. Radiogenootschap, 24, 89, 1959.
- 8) J. R. Pierce: Traveling wave tubes, Van Nostrand, New York, 1950.
- 9) F. N. H. Robinson: J. Brit. Instn. Radio Engrs. 14, 79-86, 1954.
- 10) M. R. Currie and D. C. Ferster: Proc. Inst. Radio Engrs. 46, 570—579, 1958.
M. E. Caulton and G. E. St. John: Proc. Inst. Radio Engrs. 46, 911—912, 1958.
- 11) A. E. Siegman, D. A. Watkins and H. C. Hsieh: J. appl. Phys. 28, 1138—1148, 1957.
- 12) W. Kleen und K. Pöschl: Einführung in die Mikrowellen-Elektronik II, hfdst. 3, S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1958.
- 13) M. T. Vlaardingerbroek: niet gepubliceerd.

Fysisch onderzoek met microgolven

door R. Kronig

De ontwikkeling van de radartechniek in de tweede wereldoorlog heeft het fysisch onderzoek met elektromagnetische golven, waarvan de golflengte van de orde van grootte van centimeters of millimeters is, sterk gestimuleerd. Deze golven kunnen in twee gevallen belangrijke nieuwe inzichten leveren, n.l. enerzijds, wanneer hun periode vergelijkbaar is met de tijd, nodig om een verstoring van het thermodynamisch evenwicht te herstellen, de z.g. relaxatietijd, en anderzijds, wanneer die periode vergelijkbaar is met de periode van een of andere atomaire beweging, d.w.z. in het geval van resonantie.

In dit overzicht wordt niet nader ingegaan op verschijnselen, waargenomen in de gasvormige aggregatietoestand, waar wij te maken hebben met het gedrag van meer of minder geïsoleerde atomen of moleculen in het microgolfveld; de aandacht zal daarentegen gericht worden op de vloeibare of vaste toestand. Daarbij kan nog onderscheid gemaakt worden, naarmate het de *elektrische* of de *magnetische* vector van het microgolfveld is, die zijn invloed in hoofdzaak doet gelden.

1. Diëlektrische onderzoeken.

De grondslag van de theorie van vloeibare dielektrica in *elektrische wisselvelden* is nog steeds de theorie van Debye¹⁾. Uitgaande van een model, waarbij een molecuul voorgesteld werd door een bolletje, dat een dipoolmoment draagt en bij het richten door een elektrisch veld hinder ondervindt van de wrijving, veroorzaakt door de omringende vloeistof, leidde hij voor het reëel en imaginair gedeelte van de relatieve complexe dielektrische constante $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ de volgende uitdrukkingen af:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{1 + \left(\frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_{\infty} + 2}\right)^2 \omega^2 \tau^2}, \quad (1)$$

¹⁾ P. Debye, *Polare Molekeln*, Hirzel, Leipzig, 1929.

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \left(\frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}\right)^2 \omega^2 \tau^2} \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2} \omega \tau, \quad (2)$$

waarbij ε_0 de statische waarde van de dielektrische constante, ε_∞ de waarde bij zeer hoge hoekfrequenties ω , τ de relaxatietijd is, die beschrijft, hoe snel zich de herverdeling van de dipoolmoleculen over de verschillende oriëntaties bij het inschakelen van een elektrisch veld instelt. Het is aangetoond, o.a. door Gorter and Kronig²⁾, dat (1) en (2) ook uit andere modelvoorstellingen dan die van Debye kunnen worden afgeleid. Het model van Debye levert in het bijzonder

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}, \quad (3)$$

waarin η de coëfficiënt van inwendige wrijving van de vloeistof, a de straal van het molecuul, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur is.

Door eliminatie van $\omega\tau$ uit (1) en (2) volgt de betrekking

$$\left(\varepsilon' - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty}{2}\right)^2 + \left(\varepsilon''\right)^2 = \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2}\right)^2. \quad (4)$$

(4) is de vergelijking van een cirkel in het complexe ε -vlak met middelpunt op de reële as, die deze as in de punten ε_0 en ε_∞ snijdt (Cole-Cole-diagram).

Door onderzoeken in het centimetergolfg gebied is het mogelijk deze relaties uitvoerig te toetsen. Dit is o.a. gebeurd door Poley³⁾ met behulp van metingen aan gesubstitueerde benzenen en oplossingen daarvan in zuiver benzeen. Steeds werd bij de genoemde stoffen binnen de meetnauwkeurigheid een cirkelvormig verloop in het complexe ε -vlak waargenomen, terwijl ook de relaxatietijd voor diverse frequenties constant werd gevonden.

Daarentegen bleek er een verschil te bestaan tussen ε_∞ , de abscis van het linker snijpunt van de cirkel met de reële ε -as, en het kwadraat van de brekingsindex n in het infrarood, waarvan men verwachtte, dat die aan ε_∞ gelijk zou zijn. Het verschil $\varepsilon_\infty - n^2$ is ongeveer evenredig met het kwadraat van het permanente dipoolmoment p . Hieruit moet geconcludeerd worden, dat in het golflengtegebied, gelegen tussen dat der actieve intra-

²⁾ C. J. Gorter en R. Kronig, *Physica* 3 (1936) 1009.

³⁾ J. Ph. Poley, proefschrift Delft 1955, *Appl. Sci. Res.* B 4 (1955) 337.

moleculaire trillingen en der millimetergolven, een verdere absorptie optreedt, vermoedelijk te wijten aan oscillaties van de moleculen in het intermoleculaire veld.

Door Van Eick en Poley⁴⁾ werd aan enkele der reeds genoemde stoffen ook de invloed van de temperatuur op het dielektrische gedrag bestudeerd. Daarbij bleek, dat de relaxatietijd aan een formule van het type

$$\tau = B \exp (H_p/kT)$$

voldoet, met een „activeringsenergie” of energiedrempel H_p . Het voor de viscositeit η gevonden temperatuurverloop is van dezelfde vorm:

$$\eta = D \exp (H_\eta/kT).$$

H_p en H_η , hoewel niet precies gelijk, liggen dicht in elkanders buurt. Reeds de simpele overwegingen van Debye lieten volgens (3) een dergelijk parallelisme tussen τ en η verwachten. Overigens neemt het eerder gesignaleerde verschil $\epsilon_\infty - n^2$ met toenemende temperatuur af. Blijkbaar worden de moleculen bij hogere temperatuur door de sterkere thermische agitatie en het uitzetten van de vloeistof in meerdere mate vrij draaibaar.

2. Magnetische onderzoeken.

Van *magnetische onderzoeken* in het microgolfgebied trekken in het bijzonder de aandacht die van paramagnetische ionen in kristallen. Onder de invloed van een statisch magneetveld kan het resulterende spinmoment verschillende oriëntaties aannemen (richtingsquantisatie), aan deze oriëntaties beantwoorden verschillende energieniveaus (zeemaneffect), en tussen deze energieniveaus kan de magnetische vector van een microgolfveld van passende frequentie overgangen induceren (paramagnetische resonantie). Ook aan z.g. vrije radicalen (moleculen met een vrije valentiestreep en dus een ongepaarde spin) doet zich dit verschijnsel voor. Aan het vrije radicaal porphyrindine, dat bijzonder scherpe resonantielijnen vertoont, kon MacLean⁵⁾ laten zien, hoe in zwakke statische magneetvelden het maximum van de absorptiepiek met de veldsterkte verandert en zodoende de juistheid van een reeds voor de oorlog door Kronig⁶⁾ daarvoor opgestelde formule bevestigen.

⁴⁾ A. J. van Eick en J. Ph. Poley, Appl. Sci. Res. B6 (1957) 359.

⁵⁾ C. MacLean, proefschrift Delft 1957.

⁶⁾ R. Kronig, Physica 5 (1938) 65.

Dezelfde onderzoeker maakte ook een studie van de diamagnetische resonantie (vaak met de weinig gelukkig gekozen term cyclotronresonantie aangeduid) aan vrije elektronen in een gasontlading of in de elektronenwolk in de nabijheid van een gloeidraad. Een elektron in een statisch magneetveld beschrijft immers een schroeflijn met een omwentelingsfrequentie gelijk aan twee keer de larmorfrequentie. Een microgolfveld met deze frequentie voert aan het elektron energie toe, zodat zelfs ionisatie van de gasresten in het vacuumvat en de vorming van secundaire elektronen op kan treden.

Wellicht de meest interessante magnetische effecten doen zich echter voor aan de nietgeleidende ferromagnetische ferrieten, die b.v. onder de naam Ferroxcube in de handel worden gebracht. Wordt een dergelijk materiaal door een statisch magneetveld verzadigd, dan zijn de magnetische momenten van de atomen praktisch parallel gericht en hun resulterende precesseert om de veldrichting met een precessiefrequentie g maal de larmorfrequentie, waarbij g meestal dicht in de buurt van 2 ligt. Het verschijnsel wordt beheerst door de vergelijking

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \frac{\kappa\gamma}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad (5)$$

waarbij \mathbf{M} de magnetisatie, \mathbf{H} de magnetische veldsterkte, γ de gyromagnetische verhouding en κ een dempingsconstante betekent. Het verband tussen de magnetische inductie \mathbf{B}_1 van een wisselveld en de magnetische veldsterkte \mathbf{H}_1 daarvan kan dan door een z.g. gyromagnetische permeabiliteitstensor beschreven worden volgens

$$\mathbf{B}_1 = \begin{vmatrix} \mu_1 & -j\mu_2 & 0 \\ j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{vmatrix} \mathbf{H}_1. \quad (6)$$

De componenten van deze tensor kunnen in de grootheden γ en κ , de sterkte H_0 van het statische magneetveld en de hoekfrequentie ω uitgedrukt worden. Wanneer ω een passende waarde aanneemt, treedt resonantie op (ferromagnetische resonantie).

Een methode om de zo juist genoemde effecten te bestuderen werd door Van Trier⁷⁾ toegepast. Zij maakt gebruik van een ronde golfgeleider, bevattende een concentrische staaf van het ferromagneticum, dat door een solenoïde in de lengterichting is

⁷⁾ A. A. Th. M. van Trier, proefschrift Delft 1954, Appl. Sci. Res. B 3 (1954) 305.

gemagnetiseerd. Stuur men nu door de golfgeleider een TE_{11} -golf, d.w.z. een golf, waarin de elektrische vector een voorkeursrichting heeft, zodat men van een polarisatie kan spreken, dan veroorzaakt de gemagnetiseerde staaf een draaiing van het polarisatievlak.

Terwijl Van Trier⁷⁾ zijn metingen beperkte tot het praktisch verliesloze gebied ver beneden resonantie, kon Snieder⁸⁾ deze metingen uitstrekken over het gehele resonantiegebied. Daar zijn ook de verliezen belangrijk en brengen mede, dat naast de draaiing van het polarisatievlak ellipticiteit van de golf optreedt. Uit dergelijke metingen is het mogelijk de elementen van de gyromagnetische tensor, die nu zelf ieder complex zijn, als functie van de hoekfrequentie en de veldsterkte van het statische magneetveld te bepalen en de aldus gevonden waarden met de uit de theorie der ferromagnetische resonantie volgende waarden te vergelijken.

Manuscript ontvangen op 23 december 1958.

⁸⁾ J. Snieder, proefschrift Delft 1958, Appl. Sci. Res. 7 (1958) 185.



Propagatie van microgolven en daarmee samenhangende technische problemen

door H. Bremmer *)

1. Inleiding.

De propagatie van deze golven is mogelijk gebleken bij hogere frequenties en over grotere afstanden dan oorspronkelijk verwacht werd. Van theoretische zijde waren deze verwachtingen gebaseerd op dat geïdealiseerde model van de atmosfeer waarbij de elektrische eigenschappen van deze slechts een functie zijn van de hoogte boven het aardoppervlak. De invloed van variaties in horizontale richting stelde men zich tot 1949 als onbelangrijk voor. Dit gold zowel voor troposferische als voor ionosferische propagatie.

2. Buigingstheorie.

In het geval van troposferische propagatie konden de tot dicht achter de zenderhorizon waargenomen veldsterkten met behulp van de buigingstheorie verklaard worden. Daarbij moest men dan echter rekening houden met de gemiddelde vertikale gradiënt dn/dh van de brekingsindex n . In eerste benadering kan de invloed daarvan verdisconteerd worden door in de formules voor een homogene atmosfeer, bij gegeven afstanden langs en hoogten boven de aarde (van zender en ontvanger), de werkelijke aardstraal a te vervangen door een effectieve aardstraal a_{eff} gedefinieerd door

$$\frac{1}{a_{eff}} = \frac{1}{a} + \frac{dn}{dh}$$

De schijnbare vergroting van de aardstraal [meestal geldt ongeveer $a_{eff} = (4/3) a$] maakt dat de veldverzwakkingen achter de horizon minder sterk worden.

*) Natuurkundig Laboratorium, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven.

3. Verstrooiingstheorieën.

3.1. Verstrooiing in de troposfeer.

Op grotere afstanden achter de horizon blijken de waargenomen velden echter systematisch te liggen boven die voorspeld met deze buigingstheorie. In de praktijk bespeurde men deze betrekkelijk grote velden door de hinderlijke interferentiewerking van ver af gelegen televisiestations die in hetzelfde kanaal opereerden als het gewenste station. Dit bracht *Booker en Gordon*¹⁾ er toe deze velden toe te schrijven aan een vroeger weinig beschouwd mechanisme, namelijk aan de verstrooiing door steeds in de lucht aanwezige inhomogeniteiten: om effectief te zijn moeten deze macroscopische afmetingen hebben die later van de orde van 100 m bleken te zijn en dus veel groter zijn dan die welke de verstrooiing van het hemellicht veroorzaken.

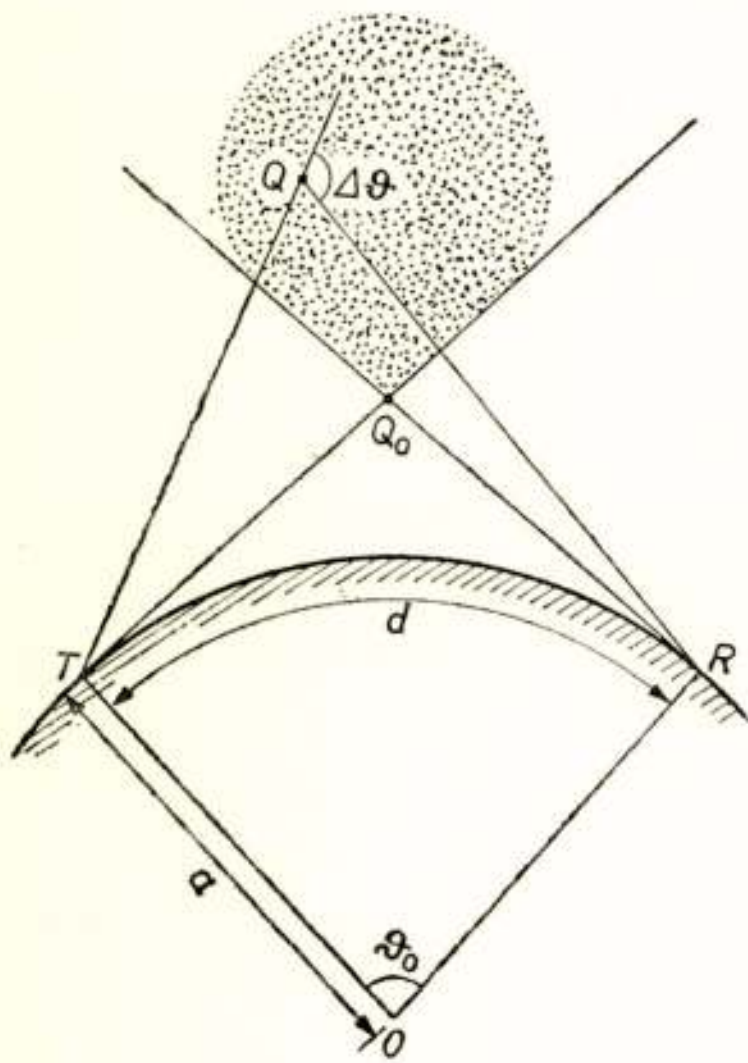


Fig. 1.

De geometrie van troposferische verstrooiing.

Een enkel verstrooiend element in een punt Q_0 op een hoogte h boven het aardoppervlak kan in het gunstigste geval nog bijdragen tot de propagatie tussen een zender in T en een ontvanger in R wanneer de verbindingslijnen Q_0T en Q_0R aan de aarde raken; de bijbehorende maximale afstand d van T tot R wordt, rekening houdend met de schijnbare aardstraalvergroting,

$$2 \sqrt{2 a_{eff} h}$$

(zie fig. 1). Aldus vindt men dat door verstrooiing in de troposfeer, wanneer we aannemen dat deze zich uitstrekt tot op een hoogte $h = 10$ km, maximaal een afstand zender-ontvanger van 824 km overbrugd kan worden; hierbij

hebben we $a_{eff} = (4/3) a$ ondersteld. Men zou zich echter voor kunnen stellen dat het verstrooiende effect van de zeer ijle lucht aan de bovenrand van de troposfeer te gering is om nog bij te kunnen dragen tot het propagatiemechanisme. Een nader onderzoek van *Booker en Gordon*²⁾ leert echter dat het zuivere kantelen van een luchtbel, waarin oorspronkelijk het verschil van

de brekingsindex onderaan en bovenin bepaald werd door de gemiddelde verticale gradiënt in de omgevende lucht, door de met het kantelen gepaard gaande adiabatische veranderingen een inhomogeniteit in de luchtbel ten opzichte van de omgeving opwekt, die groot genoeg is om nog merkbare verstrooiing te geven. Men vindt aldus dat de waargenomen propagatie tot over afstanden van de grootte-orde van 600 à 1000 km tot stand zou kunnen komen door turbulentieverschijnselen in de boven de troposfeer gelegen stratosfeer; voor kortere afstanden vindt de verstrooiing in de troposfeer plaats, waarbij het vochtgehalte van de luchtballen en niet de droge lucht de hoofdrol speelt.

3.1. *Verstrooiing in de ionosfeer.*

Aangemoedigd door het succes waarmee althans kwalitatief de troposferische propagatie door het verstrooiende effect van turbulentieverschijnselen verklaard kon worden, werd aan de mogelijkheid gedacht dat op dergelijke wijze de verstrooiing door inhomogeniteiten in de ionosfeer (afkomstig van locale „electronenwolken”) eveneens propagatie tot over grote afstanden mogelijk zou kunnen maken. Voor de normaal door de ionosfeer gereflecteerde golven ($\lambda > \pm 10$ m) veroorzaakt deze verstrooiing slechts hinderlijke storingen (fading) maar voor kortere golven zou deze verstrooiing, wanneer de zend- en ontvangapparatuur hiervoor geschikt gekozen wordt, een merkbaar veld kunnen opwekken dat bijv. alleen al voor bestudering van de ionosfeer van belang zou kunnen zijn. Dit is door experimenten inderdaad mogelijk gebleken, het eerst in 1952 in de U.S.A.; voor de praktische toepassingen is het van belang dat deze propagatie nog bruikbaar is (en zelfs versterkt doorkomt) *a)* tijdens magnetische stormen die de communicatie van de normaal gebruikte langere golven geheel kunnen verlammen *b)* op grote breedten waar anders sterke absorptie samenhangend met Noorderlichtverschijnselen optreedt.

3.3. *Richtingsafhankelijkheid van de verstrooiing.*

In al deze gevallen heeft men met „forward scattering” te maken, waarbij de door de verstrooiende elementen nieuw uitgezonden energie geconcentreerd is binnen een kegeltje met een as in het verlengde van de richting van de aankomende straling. De openingshoek van dit kegeltje is van de orde van λ/l radialen; hierbij is l de ruimtelijke afmeting van de inhomogeniteit. In het geval van de troposfeer is de richtingsverandering $\Delta \vartheta$ (de

verstrooiingshoek) van de van de zender aankomende straal (TQ in fig. 1) ten opzichte van de verstrooide straal (QR in fig. 1) van de orde van de hoekafstand $\vartheta_0 = TR/a$ van zender tot ontvanger (de verstrooiing vindt voornamelijk plaats in de nabijheid van het middenloodvlak van T en R). Daarom zal in grote trekken „forward scattering” slechts aanzienlijk zijn voor zover $\Delta\vartheta \sim \vartheta_0 < \lambda/l$. Bij het overbruggen van grote afstanden is hieraan niet meer voldaan en neemt het veld dat door verstrooiing het ontvangpunt kan bereiken, sterk af, ongeveer evenredig met een inverse macht van $\Delta\vartheta \sim \vartheta_0$. Daarnaast bestaat hier slechts een relatief zwakke frequentie-afhankelijkheid van het verstrooiend vermogen. De afhankelijkheid van verstrooiingshoek en frequentie kan theoretisch afgeleid worden uit veronderstellingen betreffende de statische verdeling van de fluctuaties $\delta\pi$ van de brekingsindex binnen de als afzonderlijke eenheden coherent verstrooiende luchtbellens; beschouwingen hierover werden elders in dit tijdschrift gegeven³⁾.

In het geval van ionosferische propagatie door verstrooiing is de situatie verschillend. Als gevolg van de grote hoogte van de verstrooiende laag boven de aarde blijkt hier de verstrooiings-

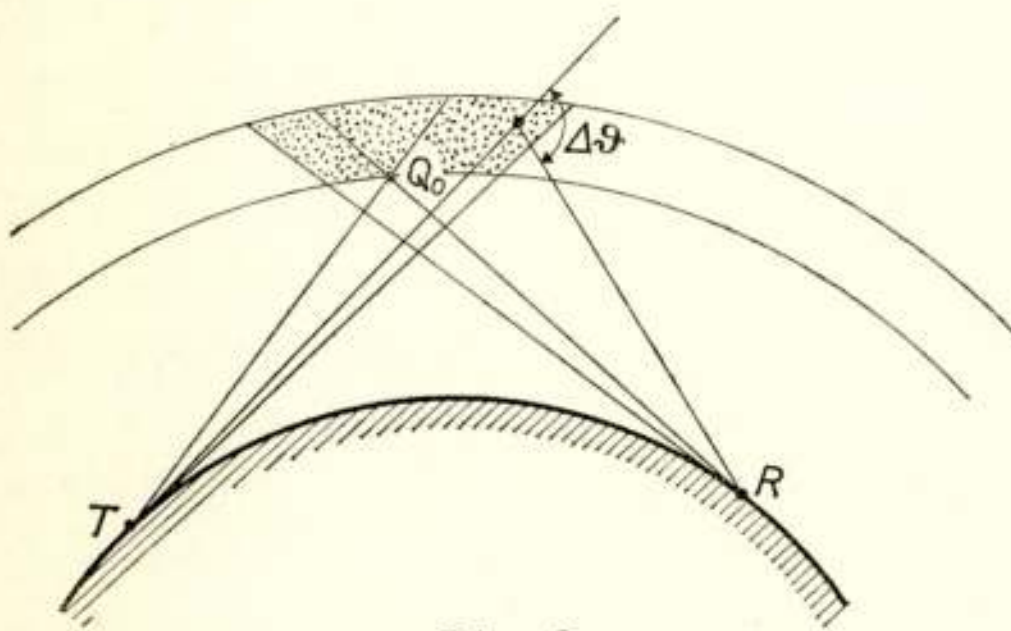


Fig. 2.

De geometrie van ionosferische verstrooiing.

hoek $\Delta\vartheta$ (zie fig. 2) bij toenemende afstand af te nemen, en tenslotte tot nul te naderen wanneer de hoofdstraal TQ_0R in zender en ontvanger aan de aarde raakt. Daarnaast hangt het verstrooiend vermogen hier sterk af van de frequentie omdat

de ionosfeer werkt als een dispersief medium waarvoor het brekend vermogen (het verschil $n - 1$) ongeveer omgekeerd evenredig met het kwadraat van de frequentie afneemt. Als gevolg van een en ander kan dit propagatiemechanisme slechts toegepast worden voor frequenties tussen ongeveer 30 Mc/s (daaronder heeft men met normale propagatie door ionosferische reflecties te maken) en 70 Mc/s, en voor afstanden tussen ongeveer 1000 km en 2000 km (daarboven komt men buiten de horizon afstand die bepaald wordt door een straal die in zender en ontvanger de aarde raakt).

4. Andere theorieën voor de troposferische propagatie over grote afstanden.

Behalve door verstrooiing heeft men de troposferische propagatie van microgolven over grote afstanden trachten te verklaren uit *a*) partiele reflecties tegen de oneindig dunne horizontale lagen met constante waarde van n waaruit men zich de atmosfeer opgebouwd kan denken [theorie van Carroll⁴], *b*) partiële reflecties tegen dikkere, niet scherp gedefinieerde, lagen waarin over een zekere horizontale uitgestrektheid de brekingsindex duidelijk afwijkt van die van de omgeving. In bepaalde gevallen is de werking van lagen van het laatste type met zekerheid aangetoond (z.g. „duct“-verschijnselen). In het algemeen zal men echter wel een toestand hebben gelegen tussen die van sterk plaatselijke horizontale gelaagdheden en die welke aan de isotrope turbulentie van de theorie van Booker en Gordon (en de latere wijzigingen daarvan) ten grondslag ligt. Men komt dan tot de voorstelling van afgeplatte gebieden met afwijkende waarden van de brekingsindex waarvan de afmetingen in horizontale richting veel groter zijn dan in verticale richting. In de daarop gebaseerde theorieën [zoals die van *Friis*, *Crawford* en *Hogg*⁵) en die van *du Castel* en *Misme*⁶)] is het van belang of deze afmetingen al dan niet die van de bijbehorende Fresnelzone voor reflectie overtreffen; in het laatste geval verkrijgt de reflectie een diffuus karakter zoals bij de meeste radarreflecties, in het andere geval wordt zij van het normale type zoals vastgelegd door de formules van Fresnel. Bij waarnemingen beschreven door *Saxton* en *Luscombe*⁷) kon de aanwezigheid van horizontale gelaagdheden rechtstreeks aangetoond worden.

Geheel verschillende theorieën kunnen aldus de waargenomen velden voor troposferische propagatie over grote afstanden verklaren. Naast veldsterktemetingen kunnen echter andere verschijnselen (zoals fading, ruimtelijke richting van aankomst van het signaal, de phase van het signaal, etc.) uitsluitel geven over het voornaamste mechanisme dat de propagatie tot stand brengt. De theorieën gebaseerd op verstrooiing door isotrope turbulentie blijken bijzonder geschikt om de fadingverschijnselen te verklaren. Wanneer men deze interpreteert met behulp van Doppler-verschuivingen, veroorzaakt door de turbulente beweging van verstrooiende (elkaar niet beïnvloedende) luchtballen [theorie van *Ratcliffe*⁸)], vindt men dat de fadingsnelheid evenredig met d/λ moet toenemen. Dit komt in grote trekken uit [volgens een

recente theorie van *Silverman*⁹⁾ zou de negatieve macht van λ in elk geval tussen 1 en $2/3$ gelegen moeten zijn].

5. Vervorming. Looptijdeffecten.

Een begrip van het juiste propagatiemechanisme is voor de praktijk van groot belang. Immers met dit mechanisme hangt samen op welke wijze men bijv. de ontvangst door toepassing van „diversity” zal kunnen verbeteren, of kan trachten de vervorming van gemoduleerde signalen te verminderen. Bij alle onzekerheid omtrent het mechanisme staat in elk geval vast dat het signaal dat de ontvanger bereikt opgebouwd is uit bijdragen met verschillende looptijden, die bovendien verschillende richting van aankomst hebben. De looptijdeffecten blijken echter geringer, en de spreiding in aankomstrichting groter te zijn dan voorspeld wordt door de theorieën gebaseerd op isotrope turbulentie; dit wijst er wederom op dat partiële reflecties tegen locale gelaagdheden ook een rol spelen. De uiteenlopende looptijden veroorzaken een vervorming van ieder signaal dat afwijkt van een zuivere draaggolf (deze laatste behoudt zijn karakter omdat een som van vertraagde sinusfuncties, ieder met eigen phase doch alle met dezelfde frequentie, opnieuw door een enkele vertraagde sinusfunctie voorgesteld kan worden).

De vervorming is het eenvoudigst te bestuderen voor een oneindig korte impuls, uitgezonden door de zender in T . Bij de ontvanger in R wordt de impuls verbreed waargenomen, uitgesmeerd over een tijdsinterval $\{(TQR)_{max} - (TQR)_{min}\} / c$, waarin $(TQR)_{max}$ en $(TQR)_{min}$ de maximale en minimale weglengten via een verstrooiend of partieel reflecterend punt Q zijn dat bij de propagatie nog een merkbare rol speelt. Wil men een overgeseinde modulatie van de frequentie f_{mod} nog als zodanig kunnen herkennen, dan zal het blijkbaar in elk geval voldoende zijn wanneer het tijdsinterval $1/f_{mod}$ tussen bijv. twee opeenvolgende maxima groter is dan de bovengenoemde impulsverbreding. Men komt aldus tot de volgende uitdrukking voor de maximale bandbreedte die bij modulatie gebruikt kan worden:

$$\max f_{mod} = \frac{c}{(TQR)_{max} - (TQR)_{min}}$$

Het looptijdenverschil is het ongunstigst bij ionosferische propagatie van microgolven; het bedrag is zo groot dat de daardoor zeer beperkte nog te gebruiken bandbreedte slechts

toepassing voor telegrafie toelaat. De geringere looptijdverschillen bij troposferische propagatie tot over afstanden van de orde van 500 km laten daar het gebruik van bandbreedten toe die toepassing voor televisie niet uitsluiten. Daarbij moet dan echter het uiterste uit technische hulpmiddelen gehaald worden. Tot optimistische resultaten leidende metingen, voornamelijk verricht bij een frequentie van 400 Mc/s door het Lincoln Laboratory van het M.I.T. (Massachusetts Institute of Technology)¹⁰), wijzen op de mogelijkheid troposferische propagatie zelfs tot op afstanden van de orde van 1000 km voor meerkanalentelefonie toe te passen. Hierbij kan naast het gebruik van zeer hoge energieën en van nauwe bundels in het stralingsdiagram voor zender en ontvanger (verkregen met zeer grote antennes) bijv. „space diversity” aan de ontvangerzijde van nut zijn. De theorie leert dat de velden ontvangen door twee ontvangers met een minimale afstand van de orde van $\lambda/(4\vartheta_0)$ (en op een verbindinglijn loodrecht op de propagatie richting gelegen) als ongecorrigeerd beschouwd kunnen worden en daarom bruikbaar zijn voor dit type van „diversity”.

6. Het natuurlijke verstrooiende gebied.

Bij het ontwerpen van de zend- en ontvangapparatuur speelt voorts het z.g. „natural scattering volume” een grote rol, dit is dat gedeelte van de atmosfeer waarin het propagatiemechanisme (hetzij verstrooiing of partiële reflecties) bij de gegeven geometrische configuraties een wezenlijke bijdrage kan leveren tot de energie aankomend ter plaatse van de ontvanger. Dit gebied is afhankelijk van de antenne eigenschappen.

In het geval van de ionosfeer wordt het „natural scattering volume” in verticale richting begrensd door de dikte van de verstrooiende laag, dit is de *D*-laag of *E*-laag van de ionosfeer (de doorsnede met het vertikale vlak door *T* en *R* is in fig. 2 gestippeld aangegeven). De hoek waaronder het „natural scattering volume” van uit zender en ontvanger gezien wordt, is hier gewoonlijk zo gering dat zij kleiner is dan de nauwste bundelwijdten die men voor zender en ontvanger realiseren kan. Dit betekent dat een gedeelte van de naar de ionosfeer uitgestraalde energie niet nuttig besteed kan worden.

In het geval van troposferische propagatie is het „natural scattering volume” veel groter (in de schematische voorstelling van fig. 1 is wederom zijn doorsnede met het vertikale vlak

door T en R gestippeld aangeduid). De begrenzing in verticale richting wordt hier (in de terminologie van de op isotrope turbulentie gebaseerde verstrooiingstheorieën) voornamelijk bepaald door de toename naar boven van de verstrooiingshoeken $\Delta \vartheta$; deze toename leidt tenslotte tot verstrooiingseffecten die geen rol meer kunnen spelen. Met de gewoonlijk toegepaste paraboloïdes zijn wederom de bundels van zender en ontvanger zo wijd dat zij buiten het „natural scattering volume” uitsteken. Dit betekent dat een gedeelte van de uitgezonden energie niet gebruikt wordt. Een verdere bundelvernaauwing doet dan de voor verstrooiing beschikbare energie evenredig aan de antenne „gain” van de zender toenemen, terwijl het overeenkomstige geldt aan de ontvangzijde; de „gains” van zender en ontvanger komen tot hun volle recht.

7. Reductie van het effectief verstrooiende gebied tot een deel van het natuurlijke verstrooiende gebied.

Wanneer de antennebundels aldus buiten het „natural scattering volume” uitsteken worden de looptijdeffecten geheel en al door dit laatste bepaald. Men vindt dan dat de beschikbare bandbreedte $\max f_{mod}$ ongeveer evenredig met d^{-3} voor de toenemende afstand afneemt. Het is bij de troposferische propagatie echter mogelijk de bundelwijdten nauwer te kiezen dan met een omvatting van het „natural scattering volume” overeenkomt. De verkleining van het effectieve verstrooiende volume reduceert dan de te ontvangen veldsterkte en de ontvangen energie wordt minder dan op grond van de gainfactoren van zender en ontvanger te verwachten was. De hier optredende reductiefactor wordt „aperture-to-medium coupling loss” genoemd. Deze nadert bij zeer smalle bundels (waarbij verschillen in looptijden nog een minimale rol spelen) tot het quotiënt van het overlappende gezamenlijke volume van de bij zender en ontvanger behorende bundels, en van het „natural scattering volume”. Bovengenoemde metingen door het M.I.T.¹⁰⁾ tonen aan dat de genoemde verliesfactor voor zeer grote afstanden geringer is dan men zou verwachten.

Voor de praktijk is het nu van groot belang dat de hier genoemde reductie van het effectief verstrooiende volume tot een onderdeel van het „natural scattering volume” ook gepaard gaat met een reductie van de looptijdverschillen; hierdoor zal de vervorming van gemoduleerde signalen geringer worden. De

beschikbare bandbreedte wordt dus groter, iets waarop het eerst gewezen werd door *Booker* en *de Bettencourt*¹¹⁾. Inderdaad vindt men nu een geringere afname van $\max f_{mod}$ voor toenemende afstand, de afname zelf wordt tenslotte ongeveer evenredig met d^{-2} . Het is duidelijk dat bij het ontwerpen van steeds grotere antennes een compromis gezocht zal worden tussen het voordeel van de daarbij bruikbare steeds grotere bandbreedte en het nadeel van tenslotte optredende veldsterkteverkleining. Uit het hier gegeven overzicht zal duidelijk zijn hoe daarom het doel van de radioverbinding (bijv. telegrafie met geringe bandbreedte, televisie en fm met zeer grote bandbreedte) een grote rol speelt bij de keuze van het antennetype.

Literatuur.

- 1) H. G. Booker and W. E. Gordon, Proc. I.R.E. 38, 401 (1950).
- 2) H. G. Booker and W. E. Gordon, Proc. I.R.E. 45, 1223 (1957).
- 3) H. Bremmer, Tijdschrift Ned. Radio Gen. 22, 87 (1957).
- 4) T. J. Carroll, Trans. I.R.E., P.G.A.P. 2, 9, (1952) en 3, 84 (1952);
T. J. Carroll and R. M. Ring, Proc. I.R.E. 43, 1384 (1955).
- 5) H. T. Friis, A. B. Crawford and D. C. Hogg, Bell. Syst. Techn. Journ. 36, 627 (1957).
- 6) F. du Castel et P. Misme, C.R. Acad. Sci. Paris 246, 85 (1958).
- 7) J. A. Saxton and G. W. Luscombe, doc. 152 of 12-th General Assembly U.R.S.I. (Boulder, 1957).
- 8) J. A. Ratcliffe, Nature (Londen) 162, 9 (1948).
- 9) R. A. Silverman, Journ. Appl. Phys. 28, 506 (1957).
- 10) J. H. Chisholm, Onde Electrique 37, 427 (1957);
J. H. Chisholm, E. Morrow, J. F. Roche and E. Teachman,
I.R.E. Wescon. Conv. Rec. part I, 115 (1957).
- 11) H. G. Booker and J. T. de Bettencourt, Proc. I.R.E. 43, 281 (1955).



Masers I

door J. Ubbink *)

1. Inleiding en fysische grondslagen.

Bij vele conventionele versterkers wordt de versterking van een electromagnetisch signaal verkregen door de kinetische of potentiële energie van min of meer vrije electronen om te zetten in energie van het electromagnetische wisselveld. De maser¹⁾ berust op de gedachte andere vormen van energie hiervoor te gebruiken, namelijk de energie van moleculen, atomen, ionen („deeltjes”), die in een hogere quantumtoestand dan de laagste verkeren; deze kunnen dan onder terugkeer naar de laagste toestand de vrijkomende energie aan het electromagnetische veld afgeven.

Stel, we hebben te doen met een groot aantal, min of meer onafhankelijke, gelijksoortige deeltjes. We veronderstellen hier, ten behoeve van de eenvoud van het betoog, dat zij in slechts in twee toestanden, 1 en 2, kunnen verkeren. Zij hebben dan een eigen frequentie ν , die bij het energieververschil E tussen beide toestanden hoort volgens de relatie van Bohr: $E = h\nu$. De bezettingen N_1 en N_2 van de beide toestanden voldoen in *thermisch evenwicht* aan de formule van Boltzmann $N_1/N_2 = \exp(E/kT)$ (1 is de toestand met laagste energie).

Wordt op het systeem nu straling losgelaten in de vorm van een electromagnetisch wisselveld met frequentie ν dan raken de deeltjes in resonantie. In de quantum-theoretische beschrijving hiervan treden de volgende processen op:

- a) *absorptie*: een deeltje springt van toestand 1 naar 2 en neemt een quantum $h\nu$ uit het e.m. veld op;
- b) *gestimuleerde emissie*: een deeltje springt van 2 naar 1 en zendt een quantum $h\nu$ uit. De kans op een proces a per deeltje dat in toestand 1 verkeert is gelijk aan de kans op een proces b per deeltje in toestand 2 en evenredig met de intensiteit van het stralingsveld. De straling vertegenwoordigd in het quantum bij een gestimuleerd emissieproces is

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

in phase met de invallende straling, zodat het quantum inderdaad ten goede komt aan het stralingsveld;

- c) *spontane emissie*: een deeltje zendt een quantum $h\nu$ uit terwijl het springt van 2 naar 1; echter geheel onafhankelijk — zowel wat phase als intensiteit betreft — van de invallende straling. De uitgezonden incoherente straling vormt een fundamentele bron van ruis. We komen hierop terug in § 4; tot zover zullen we de spontane emissie buiten beschouwing laten.

De processen a en b alleen hebben de neiging de bezettingen N_1 en N_2 gelijk te maken. Daartegen in gaan de *relaxatieprocessen*, die trachten het Boltzmann-evenwicht te herstellen. Dit zijn processen zoals de botsingen van de moleculen in een gas of de werking van de warmtetrillingen in een vaste stof op de magnetische ionen die het „deeltjessysteem” vormen.

Valt er nu zwakke straling op het systeem, zodat het thermisch evenwicht niet noemenswaard verstoord wordt, dan treedt er een netto stralingsabsorptie op evenredig met $N_1 - N_2$, omdat het aantal absorptieprocessen ($\propto N_1$) het aantal emissieprocessen ($\propto N_2$) overtreft. De essentie van de maser is nu dat men door een truc het thermisch evenwicht zó verstoort dat $N_2 > N_1$ wordt, zodat de emissie de absorptie overtreft. De netto emissie betekent een versterking van de intensiteit van de electromagnetische straling („*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*”).

De situatie $N_2 > N_1$ wordt vaak gekarakteriseerd als een toestand van negatieve temperatuur. Men kent dan aan het deeltjessysteem een temperatuur T_s toe, los van die van de omgeving, door formeel de relatie van Boltzmann te blijven gebruiken: $N_1/N_2 = \exp(h\nu/kT_s)$. Is $N_2 > N_1$ dan wordt T_s negatief. Is $N_0 = N_1 + N_2$ het totaal aantal deeltjes, dan volgt:

$$\begin{aligned} N_2/N_0 &= (x + 1)^{-1}, & (N_1 - N_2)/N_0 &= (x - 1)/(x + 1) \\ & & \text{met } x &= \exp(h\nu/kT_s) \end{aligned} \quad (1)$$

Het verband tussen N_2/N_0 en T_s is in fig. 1 geschetst. Als men N_2/N_0 geleidelijk opvoert zodat het systeem van thermisch evenwicht via gelijke bezettingen in een geïnverteerde toestand overgaat, dan loopt T_s van een positieve waarde *via het oneindige* naar een negatieve.

Een toestand van negatieve temperatuur kan men zich ontstaan denken door b.v. bij een systeem van magnetische spins een uitwendig veld snel om te keren. Als dit snel zou gebeuren

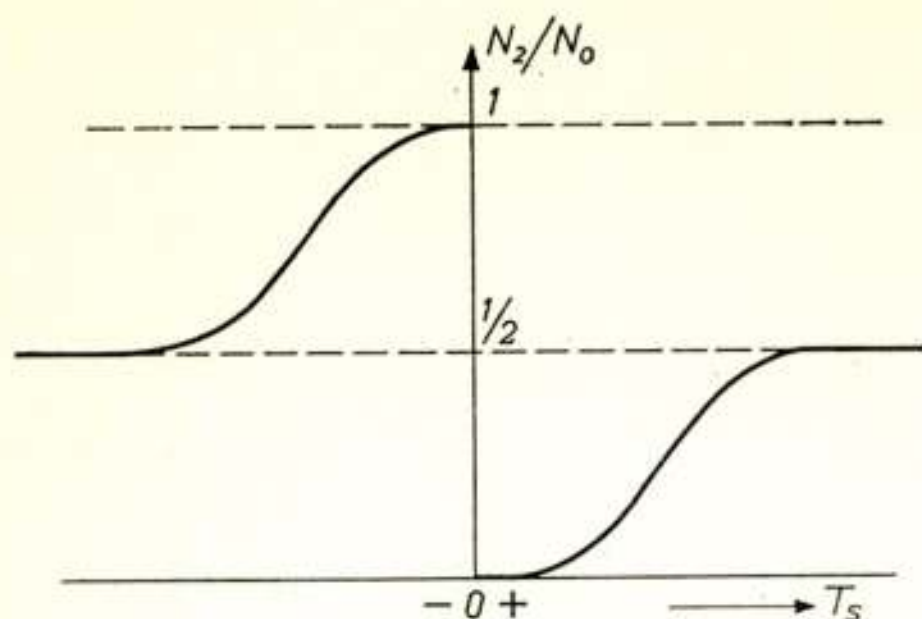


Fig. 1.

De relatieve bezetting N_2/N_0 van de hoogste toestand als functie van de systeemtemperatuur T_s .

De ammoniakmaser van Gordon, Zeiger en Townes³⁾ (zij hebben de naam „maser” gelanceerd) moge als tweede illustratie dienen van een negatieve-temperatuursituatie. Ammoniakmoleculen kunnen in twee toestanden verkeren, waarvan het energieverval met een golflengte in het microgolvengebied overeenkomt. Zij worden als molecuulstraal geschoten in een inhomogeen elektrisch veld, waardoor de moleculen in de hoogste toestand ruimtelijk gescheiden worden van die in de laagste (zie het volgende artikel). De energierijke moleculen komen terecht in een trilhaute. Als zij slechts in geringe mate naar de laagste toestand vallen, blijven zij in de trilhaute in de meerderheid.

De werking van de maser staat of valt dus met het bereiken van een inversie der bezettingen of wel van een negatieve temperatuur. Een aantal methodes die hiervoor in theorie en praktijk bestaan, zullen in het volgende artikel besproken worden.

2. Discussie van factoren die maserwerking begunstigen.

Goede maserwerking betekent dat de absorptie P van energie door het masermateriaal negatief en intensief is. Uit het voorgaande volgt:

$P = A(N_1 - N_2)I$; I is de intensiteit van de straling. P hangt van de temperatuur af door $N_1 - N_2$. Vrij algemeen kunnen we in het microgolvengebied stellen: $h\nu \ll kT$ (voor 3 cm-straling is $h\nu = kT$ voor $T = 0,5^\circ K$), zodat bij benadering (zie (1)):

$$P = \frac{1}{2} I A N_0 h\nu / kT_s. \quad (2)$$

vergeleken met de relaxatieprocessen, dan zou de overmaat van spins die eerst „mee” stonden na de omkering een overmaat vormen die „tegen” staan. Pound en Purcell²⁾ hebben in 1951 een negatieve temperatuur bereikt van een systeem van Li^7 kernspins in LiF op een wijze die hier veel op lijkt. Het Li^7 spinsysteem had een relaxatietijd van 5 minuten.

De waargenomen absorptielijn bij $\nu = E/h$ in een absorptieproef heeft een zekere breedte B_s . De oorzaken hiervoor lopen uiteen. Bij een systeem van magnetische spins in een vaste stof bijvoorbeeld, kan de lijnbreedte meestal toegeschreven worden aan de onderlinge wisselwerking van de spins. Bij de ammoniakmaser daarentegen wordt de lijnbreedte bepaald door de eindige looptijd van de moleculen door de trilhaute. Wordt de band breder dan wordt het aantal mogelijke absorptie- en emissieprocessen uitgesmeerd over een groter frequentiegebied, dus de top wordt lager. Laten we (2) slaan op de absorptie in de top, dan ligt het voor de hand dat $A \propto 1/B_s$, zodat:

$$PB_s = A' IN_o h\nu / kT_s \quad (3)$$

A' wordt bepaald door de sterkte van de koppeling tussen elk molecuul en het wisselveld.

Bij de maser wordt P *negatief* doordat T_s negatief wordt. Om P negatief *groot* te krijgen moet $|T_s|$ klein zijn: de overmaat aan energierijke deeltjes moet relatief groot gemaakt worden. Verder moet N_o groot zijn; bij de ammoniakmaser is dit niet zo: de materiedichtheid in een molecuulstraal is bijzonder klein. Dit bezwaar kent de vaste-stofmaser⁴⁾ in veel mindere mate. *Electrische* dipoolovergangen in de vaste stoffen hebben meestal zeer korte relaxatietijden, waardoor het praktisch onmogelijk is een geïnventeerde toestand te bereiken. De relaxatietijden zijn zo kort omdat de wisselvelden die gepaard gaan met de warmtetrillingen in de stof van electrische aard zijn en sterk gevoeld worden door electrische dipolen. Daarom zijn *magnetische* dipolen gunstiger: zij koppelen hoogstens indirect met de warmtetrillingen. De vaste-stofmasers die tot nu toe ontworpen of gemaakt zijn, hebben dan ook een magnetisch karakter. Toch moet men ook hier nog zware maatregelen treffen om de relaxatietijden lang genoeg te krijgen: men koelt het magnetisch materiaal af tot temperaturen van vloeibaar helium.

De magnetische masers hebben nog een voordeel van geheel andere aard: de frequentie waarbij de maser werkt kan gemakkelijk afgestemd worden met een uitwendig magneetveld, omdat deze frequentie sterk van het veld afhangt. Voor vrije-electronenspins geldt bv. $h\nu = E = \mu H$ (μ = magnetisch moment van de spin).

3. Versterking-bandbreedteproduct van een maseropstelling.

Tot nu toe hebben we alleen het *materiaal* van de masers bekeken. We zullen nu, aan de hand van een vervangingsschema ⁵⁾ (fig. 2) enkele eigenschappen van een maseropstelling, in de vorm van een transmissietrilholte met masermateriaal, nagaan.

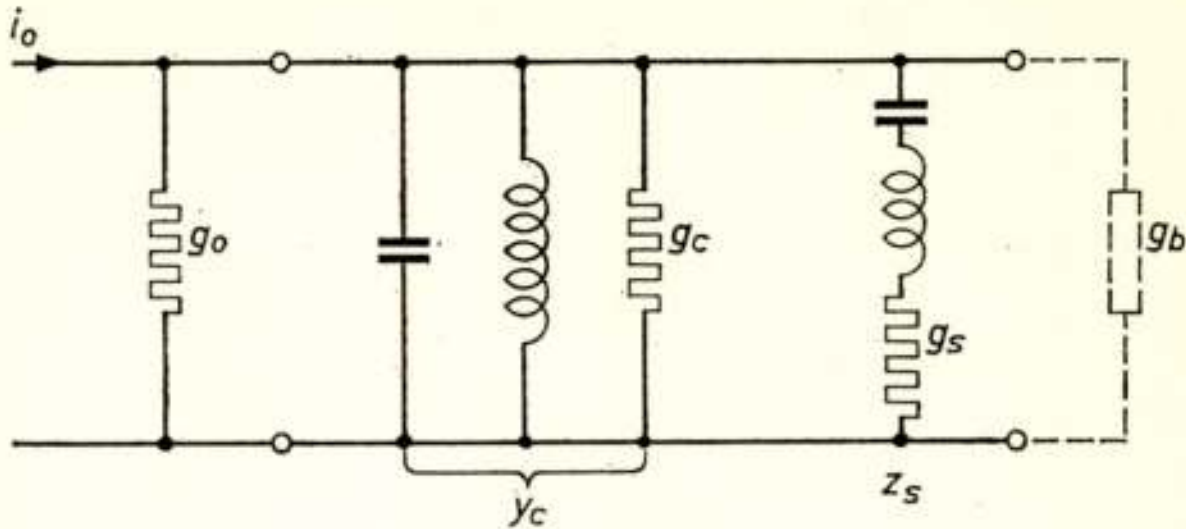


Fig. 2.

Vervangingsschema voor transmissie-maser

$y_c \rightarrow$ lege trilholte,

$z_s \rightarrow$ maser materiaal.

Het ingangssignaal is weergegeven door een stroombron i_0 met inwendige admittantie g_0 . De trilholte (zonder masermateriaal) is voorgesteld door een parallelkring y_c , het masermateriaal door een seriekring z_s ; de trilholte laat immers *buiten* resonantie *geen* signaal door, terwijl het masermateriaal *buiten* resonantie *alles* doorlaat. Bandbreedtes en verliezen van de maseropstelling worden resp. gerepresenteerd door Q 's en g 's in het schema (bv. $g_s \propto P/I$ uit § 2). De maserwerking wordt gekenmerkt door een negatieve g_s (samen met een negatieve C en L van z_s). Stel dat beide kringen resoneren bij dezelfde frequentie.

De beschikbarevermogensversterking G — energie beschikbaar aan de uitgang gedeeld door energie beschikbaar aan de generator — bij resonantie is:

$$G = \frac{i_0^2 / 4 (g_0 + g_c + g_s)}{i_0^2 / 4 g_0} = \frac{g_0}{g_0 + g_c + g_s} = \frac{g_0}{\varepsilon} \quad (4)$$

Deze wordt van belang als $\varepsilon = g_0 + g_c + g_s$ klein wordt t.o.v. g_0 (doordat g_s voldoende negatief wordt). We sluiten de uitgang aan op een aangepaste belasting $g_b = g_0 + g_c + g_s = \varepsilon$. De bandbreedte zij B_m . Deze vergelijken we met de bandbreedte B_0 die optreedt als het masermateriaal afwezig is (bv. door ontstemming) en bij dezelfde belasting (die dan dus niet aangepast is).

Als $Q_c \gg Q_s$ (trilholte veel „smaller” dan masermateriaal — dit zal voor vele magnetische masers gelden) dan hebben we te doen met de trilholtekring belast met de admittanties $g_o + g_c + g_b + g_s = 2\varepsilon$ resp. $g_o + g_c + g_b = g_o + g_c + \varepsilon$. De bandbreedtes verhouden zich als deze belastingen. In het geval van flinke versterking ($\varepsilon \ll g_o$) en hoge Q van de lege trilholte ($g_c \ll g_o$) is dus $B_m/B_o = 2\varepsilon/g_o$ zodat

$$GB_m = 2B_o. \quad (5)$$

Als omgekeerd $Q_c \ll Q_s$ (trilholte „breder” dan masermateriaal — dit is van toepassing op de ammoniakmaser), dan geldt

$$GB_m = 2B_s. \quad (6)$$

ε is een relatief klein verschil tussen de grootheden g_o en $|g_s|$, en is dus zeer gevoelig voor verandering in bv. g_o . Men kan dus bv. via de aankoppeling van de input G gemakkelijk groot maken; B_m wordt dan echter in dezelfde mate kleiner. Uit (5) en (6) blijkt dat bij flinke versterking de bandbreedte van de maser aanzienlijk kleiner is dan die van de lege opstelling en van het masermateriaal.

4. Ruis. ⁵⁾

De ruis aan de uitgang van de maser is afkomstig van de generator, de trilholte met ingangs- en uitgangsgolfpijpen en het masermateriaal. We zullen ons hier speciaal met de bijdrage van het masermateriaal bezighouden. Dit ruist tengevolge van de *spontane emissie* (proces c van § 1). De ruisenergie die hierdoor, in een nauw gebied om de resonantiefrequentie, vrijkomt is, wat zijn afhankelijkheid van aantal deeltjes en relatieve bezettingen (dus temperatuur T_s) betreft, evenredig met N_2 . Nu wordt de waarde van g_s uit § 3, dus het verlies in het materiaal, óók bepaald door het aantal deeltjes en de relatieve bezettingen; te weten: $g_s \propto N_1 - N_2$. Stellen we in het vervangingschema de ruis voor door een stroombron i_s parallel aan g_s , dan hebben we dus:

$$\overline{i_s^2} = c_1 N_2, \quad g_s = c_2 (N_1 - N_2).$$

Uit (1) volgt $N_2 = (N_1 - N_2)(x - 1)^{-1}$, zodat

$$\overline{i_s^2} = c_3 g_s (x - 1)^{-1}. \quad (7)$$

De c 's zijn onafhankelijk van temperatuur en deeltjes aantal. Zeer algemeen kan aangetoond worden dat (7) de thermische ruis voorstelt bij frequentie ν van een conductantie g_s . De waarde van c_3 volgt door (7) bij hoge temperatuur ($x - 1 \approx h\nu/kT_s$) te vereenzelvigen met de formule van Nyquist $\overline{i_s^2} = 4g_s kT_s$, hetgeen levert: $c_3 = 4h\nu$, zodat

$$\overline{i_s^2} = 4h\nu g_s (x - 1)^{-1}, \quad x = \exp(h\nu/kT_s). \quad (8)$$

Daar we, wat het masermateriaal betreft, uitgegaan zijn van de primaire gegevens nl. de bezettingen, en via deze de temperatuur erin gebracht hebben, geldt de formule voor alle temperaturen, ook voor zeer lage en negatieve (voor $T_s < 0$ is weliswaar $(x - 1)^{-1} < 0$, maar ook $g_s < 0$, dus $\overline{i_s^2}$ blijft positief). Alleen de waarde van c_3 zou, fysisch gesproken, eigenlijk een nadere rechtvaardiging behoeven.

Aan de hand van het schema van § 3 kunnen we nu het ruisgetal F uitrekenen. We stellen daartoe het ruisen van de bron, de trilhaute en het masermateriaal voor door ruisstroombronnen i_n , i_c en i_s , voor elk waarvan, mutatis mutandis, (8) geldt. We beschouwen alleen een klein frequentiegebiedje om de resonantiefrequentie; de reactieve gedeeltes spelen dan geen rol, zodat alle stroombronnen parallel staan. F is het quotiënt van de signaal-ruisverhouding van de generator tot die van de generator plus maser (signaal-ruisverhouding = beschikbaar signaalvermogen gedeeld door beschikbaar ruisvermogen):

$$F = (\overline{i_o^2}/\overline{i_n^2}) / [\overline{i_o^2}/(\overline{i_n^2} + \overline{i_c^2} + \overline{i_s^2})] = (\overline{i_n^2} + \overline{i_c^2} + \overline{i_s^2})/\overline{i_n^2},$$

$$F = 1 + \frac{x_o - 1}{g_o} \left(\frac{g_c}{x_c - 1} + \frac{g_s}{x_s - 1} \right), \quad x_i = \exp(h\nu/kT_i). \quad (9)$$

Als $h\nu \ll kT_o$, kT_c en $|kT_s|$, dan volgt:

$$F = 1 + \frac{g_c T_c}{g_o T_o} + \frac{g_s T_s}{g_o T_o} \quad (10)$$

Bij een goede trilhaute en behoorlijke versterking is $g_c \ll g_o$ en $|g_s| \approx g_o$, zodat $F - 1$ voornamelijk door $|T_s|/T_o$ bepaald wordt. De gunstige ruiseigenschappen van de maser komen dus pas tot hun recht als men hem aansluit op een signaalbron met een lage ruistemperatuur T_o . In dat geval zal F voor de maser van de orde van 1 kunnen blijven, terwijl voor conventionele versterkers $F \gg 1$ zal worden.

Uit (10) volgt dat $F - 1$ kleiner wordt bij gegeven signaalbron, naarmate $|T_s|$ lager gemaakt wordt. Voor zeer kleine $|T_s|$ gaat echter de benadering (10) niet op. Voor $|kT_s| \ll h\nu$ en $T_s < 0$ geldt: $x_s \ll 1$. Met $kT_o, kT_c \gg h\nu$ gaat (9) dan over in:

$$F = 1 + \frac{g_c T_c}{g_o T_o} + \frac{|g_s|}{g_o} \frac{h\nu}{kT_o}. \quad (11)$$

Het heeft dus geen zin om te proberen $|kT_s|$ kleiner dan $h\nu$ te maken.

In het bovenstaande hebben we ons speciaal bezig gehouden met enkele eigenschappen van de maser als versterker. Andere toepassingen, als bv. spectrometer en oscillator (frequentie-standaard)³⁾ laten we rusten.

Literatuur.

- 1) We hebben geen poging gedaan een uitgebreide literatuurlijst samen te stellen. Een goed overzichtsartikel is dat van J. P. Wittke, Proc. I.R.E. 45, 291 (1957).
- 2) E. M. Purcell en R. V. Pound, Phys. Rev. 81, 279 (1951).
- 3) J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 99, 1264 (1955).
- 4) N. Bloembergen, Phys. Rev. 104, 324 (1956).
- 5) R. V. Pound, Ann. of Physics 1, 24 (1957).

Masers II

door B. Bölger *)

In dit gedeelte zullen we de praktische uitvoering der masers beschouwen. In het 1e gedeelte ¹⁾ werden de algemene fysische eigenschappen behandeld. De parametrische versterkers zullen hier buiten beschouwing blijven.

Het blijkt mogelijk om door middel van enige kunstgrepen een stof in een toestand te brengen waarbij de door een hoogfrequent veld geïnduceerde emissie de absorptie overtreft. Deze energie afgifte kan tot versterking van het hoogfrequente veld en zelfs tot oscillaties leiden. De voorwaarden waaraan moet worden voldaan om dit te bereiken werden in masers I behandeld. De absorptie en emissie kunnen plaats vinden, doordat het elektrisch hoogfrequente veld overgangen induceert tussen b.v. de inversieniveaux van NH_3 of moleculaire rotatieniveaux of, doordat het hoogfrequente magneet-veld overgangen tussen Zeeman niveaux induceert zoals bij een paramagnetisch zout in een magneetveld.

Masers zijn toegepast als stabiele oscillatoren, als ruisarme versterkers of als spectrometers.

Bij de te bespreken masers zullen we nagaan voor welke toepassing zij in het bijzonder geschikt zijn.

1. De ammonia maser.

Bij de eerste maser ^{2/3)} die functioneerde, werd NH_3 als medium gebruikt. Deze stof is zeer geschikt doordat zij een

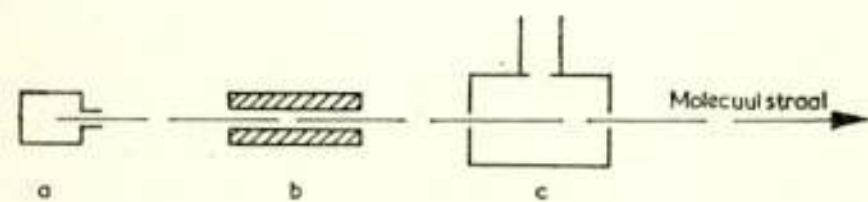


Fig 1

- a) Ammonia bron
- b) Bundeling en separatie
- c) Trilholte met golfgeleider

sterke elektrische dipool-overgang heeft, geklassificeerd als de 3-3 lijn, welke bij 23,870 GHz ligt. Een schema van deze maser is in fig. 1 getekend. Het geheel staat in een ruimte die zo goed mogelijk wordt geëvacueerd.

De bron: deze bevat NH_3 op kamertemperatuur met een druk van 6 mm Hg of lager. Uit een gat komt een straal moleculen

*) Kamerlingh Onnes Lab. Leiden.

die enigszins wordt gericht door een sigaret van opgerold geribbeld blik.

Bundeling en separatie vinden plaats door gebruik te maken van het quadratisch Stark effect. De twee beschouwde niveaus

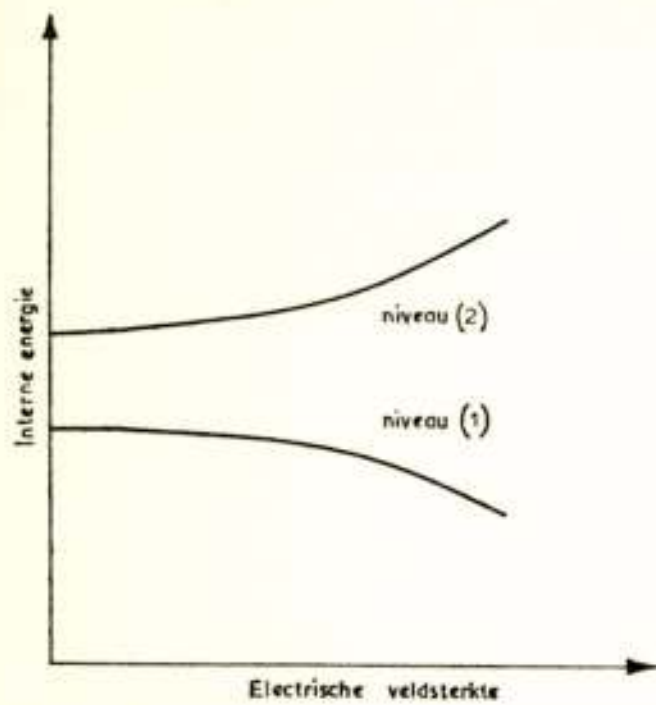


Fig. 2

Stark effect in NH_3

veranderen hun energie als functie van een electricch veld zoals getekend in fig. 2. Brengen wij het ammonia molecuul in een ruimte waarin een gradient van een electricch veld heerst, dan onder vinden de moleculen in het bovenste niveau een kracht naar het gebied met lage veldsterkten, en de moleculen in het onderste een kracht naar dat met hoge veldsterkten. Rond de molecuulstraal en langs haar as zijn zes tot acht staven aangebracht, die alternerend een spanning van

plus of minus 15 kV hebben. Door de ontstane veldgradient worden de moleculen in het bovenste niveau langs de as gebundeld, die in het onderste afgescheiden en gedeeltelijk gecondenseerd op de staven die met vloeibare stikstof gekoeld worden.

Voor de trilholte wordt meestal een cilindrische TM_{010} modus gekozen, zodat hier de molecuulstraal, die door een gat binnenkomt, langs een electricche krachtlijn loopt. De snelheid der moleculen, die ongeveer $6 \cdot 10^4$ cm/sec is, veroorzaakt nu vrijwel geen Doppler effect.

Als oscillator en frequentie standaard is het afgegeven vermogen bij 23,870 GHz kleiner dan 10^{-9} Watt. De frequentie stabiliteit, die gemeten is door de output van twee masers met elkaar te mengen en de verschilfrequentie te meten, is beter dan 10^{-13} over twee uur, de stabiliteit over een periode van lange duur beter dan 10^{-10} . Van vijf niet al te nauwkeurig gemaakte trilholten is bekend dat zij een frequentie reproduceerbaarheid beter dan 10^{-9} bezitten. De volgende factoren zijn van invloed op de oscillatie frequentie:

- a) De dielectriciteitsconstante van de molecuulstraal, die afhankelijk is van het aantal moleculen dat de trilholte binnenkomt.
- b) Damping.
- c) Een ongebalanceerde lopende golf in de trilholte. Dit is

- een soort Doppler effect, dat kan ontstaan door de uit de trilholte tredende energie, indien het koppelgat niet juist gekozen is, alsmede door verzadigingsverschijnselen van de moleculaire emissie.
- d) De diëlectriciteitsconstante van nabijgelegen overgangen (voornamelijk de 2-2 lijn).
 - e) De spanning der bundelingsstaven; deze beïnvloedt de factoren a en d (c). De relatieve verandering bedraagt ongeveer $3 \cdot 10^{-10}$ per kV.
 - f) Botsingen van moleculen in de trilholte. In de praktijk is dit te verwaarlozen.
 - g) Stark- en Zeeman effecten. Alleen de asymmetrie van deze effecten zal een rol spelen.

Als versterker: De verzadiging van de versterker treedt snel in en in het lineaire gedeelte wordt slechts een paar procent der totale moleculaire energie in straling omgezet.

De bandbreedte wordt bepaald door de cohaerente interactietijd van het molecuul met het hoogfrequente veld, de tijd die een molecuul in de trilholte vertoeft. De bandbreedte is ongeveer 6 kHz.

Bij een maser, die als superregeneratieve versterker werkt werd een versterking van $10^6 - 10^7$ bereikt. De berekende ruistemperatuur van de versterker is ongeveer $1^\circ K$; de metingen gaven $T_{verst} < 30^\circ K$.

*Als spectrometer*⁴). Door de dipool- en quadrupool momenten der kernen in het molecuul bestaat de 3-3 overgang niet uit een enkele lijn, doch zij heeft een hyperfijn structuur.

Beschijnt men de molecuulstraal tevens met een microgolf veld van andere frequentie, dan zal de output dalen, indien deze frequentie overeenstemt met één der hyperfijn lijnen van de NH_3 3-3 inversie overgang. De moleculen worden dan uit het werkzame bovenste niveau overgebracht naar een niet werkzaam lager gelegen niveau, hetgeen vermindering van het oscillator vermogen ten gevolge heeft. Deze fijnstructuur kan zodoende met een zeer groot oplossend vermogen gemeten worden.

Daar de resonantie frequentie bepaald wordt door het moleculaire systeem, is de ammonia maser nauwelijks afstembaar en mede door het kleine vermogen, geringe bandbreedte en slechte lineairiteit, weinig bruikbaar als versterker.

2. Magnetische masers.

In masers I werd reeds betoogd dat wij daarom voor het

versterken over moeten gaan van elektrische op magnetische masers. Met het magneetveld zijn deze eenvoudig af te stemmen, terwijl de geringere koppeling tussen een magnetisch hoogfrequent veld en een magnetische dipool de lineairiteit gunstiger maakt.

Plaatsen we een paramagnetisch ion uit de ijzergroep met een spinquantum-getal S in een zout (b.v. in $CrK_3(CN)_6$ ($S = \frac{3}{2}$)) en brengen wij een magneetveld H aan, dan splitsen de laagst gelegen niveaus zich in $2S + 1$ sub niveaus (voor Cr dus 4). De spatie zal afhangen van het magneetveld H en dikwijls ook van het elektrisch kristallijne veld dat indirect een invloed heeft. Is deze laatste invloed niet aanwezig dan kunnen we ons voorstellen dat het magnetisch moment M praecedeert om het magneetveld H met een cirkelfrequentie, de z.g. Larmor frequentie, $\omega_L = \gamma H$ ($\gamma =$ gyromagnetische verhouding). Brengen we nu een magnetisch hoogfrequent veld h met een hoekfrequentie ω loodrecht op H aan, dan krijgen we resonantie wanneer $\omega = \omega_L = \gamma H$. Door o.a. de magnetische velden van naburige paramagnetische ionen en kernen heeft dit resonantieveld een zekere spreiding, die wij het inwendige veld H_i noemen. Heeft de component der magnetisatie parallel aan H een waarde die niet bij het thermisch evenwicht past, dan wordt door warmteuitwisseling met het rooster dit evenwicht hersteld. De tijd nodig voor dit proces dat exponentieel verloopt is ongeveer de spin-rooster-relaxatietijd τ_r . De component der magnetisatie loodrecht op H sterft in een tijd $\tau_s = \frac{1}{\gamma H_i}$, de spin-spin relaxatie tijd, uit.

In de groep van ionen zonder elektrische veld splitsing kunnen we een geïnverteerde niveau bezetting (dat wil zeggen M antiparallel aan H) op drie manieren bereiken die echter slechts gedurende een tijd τ_r , gehandhaafd kan worden. De spins kunnen na een behandeling hun energie aan het veld afgeven, waarna weer een nieuwe cyclus begint. De versterking of oscillatie zal dus pulserend plaats hebben. Bij de huidige magnetische masers heeft men steeds trilholte en zout gekoeld tot temperaturen van vloeibaar Helium; dit is niet zo zeer ter vermindering van van de ruis dan wel om grotere magnetisaties en grotere spin-rooster relaxatie tijden te verkrijgen.

De drie manieren om deze geïnverteerde niveau bezetting te bereiken zijn (zie fig. 3):

- a) Door snelle omkeer van het magneetveld H . Met kernspins is dit Pound en Purcell⁵⁾ het eerst gelukt. Voor elec-

tronen-spins stuit deze methode op technische moeilijkheden, daar de snelheid waarmee H moet veranderen enige malen groter is dan de inwendige velden H_i gedurende de spin-spin relaxatietijd τ_s ($\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ sec). Voor een H_i van $10 \text{ } \phi$ wordt dit $\frac{dH}{dt} > 10^{10} \text{ } \phi/\text{sec}$. Redenen waarom wij deze methode beter niet kunnen gebruiken.

b) De adiabatisch snelle doorgang ⁶⁾ (fast passage) (fig. 3 b).

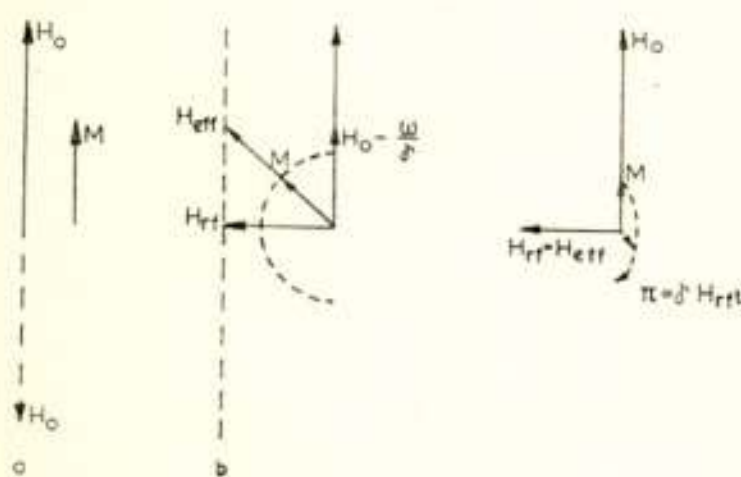


Fig. 3

- a) Snelle omkeer
- b) adiabatisch snelle doorgang
- c) 180° puls

De beweging van de magnetisatie van het preparaat in een magneetveld H met loodrecht daarop een circulair gepolariseerd hoogfrequentveld h (ω) is eenvoudiger voor te stellen indien we overgaan op een coördinaten stelsel dat met de hoekfrequentie ω met het hoogfrequente veld mee roteert om H . In dit coördinaten stelsel heerst een effectief magneetveld \vec{H}_{eff} gelijk aan de vectorsom van H_{rf} en $H - \frac{\omega}{\gamma}$.

Nu zal \vec{M} om \vec{H}_{eff} praecederen met een cirkelfrequentie $\omega_{eff} = \gamma H_{eff}$ en zich na een tijd ongeveer even groot als de spin-spin-relaxatietijd τ_s evenwijdig aan H_{eff} stellen. Bloch ⁶⁾ heeft er voor het eerst op gewezen, dat men de richting van M kan omdraaien door H van ver buiten resonantie door de resonantie waarde heen te variëren. De richting van H_{eff} draait dan van bijna parallel tot bijna antiparallel met H (fig. 3 b). Deze doorgang moet langzaam zijn t.o.v. τ_s , opdat steeds $M \parallel H_{eff}$ blijve, doch snel t.o.v. τ_1 , zodat gedurende dit proces geen warmte met het rooster uitgewisseld kan worden.

Het hoogfrequente veld moet hierbij groter zijn dan de inwendige velden.

Op deze wijze hebben Combrisson, Honig en Townes ⁷⁾ de magnetisatie van fosfor verontreinigingen in Si^{29} geïnverteerd bij 9 GHz en 1.2° K . Zij konden echter niet de benodigde emissie voor versterking krijgen doordat het inwendige veld veroorzaakt door de Si^{29} kernen ter plaatse van de fosfor te groot was. ($H_i = B_s \sim 2.7 \text{ } \phi$)

Volgens formules 2 en 3 uit masers I is deze emissie in het centrum der resonantielijnen namelijk omgekeerd evenredig H_i .

F e h e r ⁸⁾ met eenzelfde soort preparaat, doch nu P in Si^{28} hetwelk geen kernmoment heeft, kreeg een H_i van $0.22 \text{ } \varnothing$. Dit gaf een emissie die groot genoeg was om het geheel pulserend te doen oscilleren. Het totale vermogen was $2.5 \text{ } \mu W/\text{puls}$.

c) Door een 180° puls (fig. 3 c).

Wanneer H de resonantie waarde heeft, is $H_{eff} = H_{rf}$ en zal de magnetisatie hier omheen praecederen en wel in een vlak loodrecht op H_{rf} . Geven we een hoogfrequent puls gedurende een tijd t , waarbij $t < \tau_S$, zodanig dat $H_{rf} t = \pi$ dan staat juist M antiparallel aan H . Is dit niet precies het geval, (de instellingen van H en h zijn zeer kritisch), dan treedt cohaerente spontane emissie en sterke stralingsdemping op. Tot nu toe heeft nog geen maser door deze methode gewerkt.

De drie hierboven besproken methoden hebben het nadeel dat zij intermitterend versterking of oscillatie geven, hoewel dit

voor een superregeneratieve versterker geen nadeel behoeft te zijn. Wel is de afstemming eenvoudig. Bij de volgende methode is afstemmen moeilijker, doch de maser werkt continu.

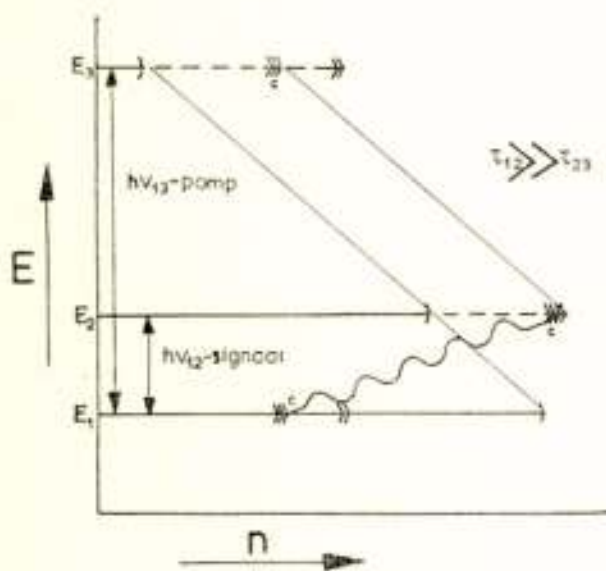


Fig. 4

- a) \gg evenwichts bezetting
- b) $\gg\gg$ onmiddellijk na verzadigen H_{13}
- c) $\gg\gg\gg$ na instelling evenwicht door relaxatie processen met γ_{13} verzadigd.

3. De drie niveaus maser.

Veronderstel dat de $2S + 1$ niveaus van een paramagnetisch ion gesplitst zijn door een magneetveld H en een elektrisch kristalveld. De spaties zal over het algemeen niet gelijk zijn en van de richting van H t.o.v. de kristalassen afhangen. Wij beschouwen nu drie dezer niveaus.

In figuur 4 is de energie verticaal uitgezet, de bezettingsgraad n_i horizontaal. In thermisch evenwicht zal

zich een Boltzmann-verdeling over de energie niveaus instellen (formule 1, masers I) $\Delta n \sim - \frac{\Delta E}{kT}$ (a in fig. 4). Wij brengen

nu plotseling een groot hoogfrequent veld H_{13} aan met fre-

quentie $\nu_{13} = \frac{E_3 - E_1}{h}$. Hierdoor zullen ionen uit niveau E_1 naar E_3 overgebracht worden. Relaxatie processen trachten de oude toestand te herstellen, doch indien wij h_{13} groot genoeg maken kunnen wij bereiken dat E_1 en E_3 bijna gelijk bezet zijn. ($n_1 = n_3$) (*b* in fig. 4). Na enige tijd stelt zich, door de relaxatie processen tussen de diverse niveaux, een quasi-stationaire toestand in (*c* in fig. 4). Veronderstel dat de relaxatietijd τ_{12} tussen de niveaux één en twee veel langer is dan τ_{23} , dan zal zich tussen de hoogste twee niveaux ongeveer een Boltzmann-verdeling instellen en dientengevolge n_2 groter dan n_1 zijn. Tussen E_1 en E_2 kunnen wij nu maserwerking verwachten. Om de relaxatietijden lang genoeg te maken moeten we het preparaat met vloeibaar helium koelen, hetgeen tegelijkertijd de verschillen in niveau bezetting gunstig beïnvloedt. Het vermogen dat door de spins op de signaal frequentie afgegeven kan worden is

$$P_{em} = C \nu_{12} h_{12}^2 (n_2 - n_1) = C^1 \frac{N}{T} \nu_{12} h_{12}^2 \frac{\tau_{21} \nu_{32} - \tau_{32} \nu_{21}}{\tau_{21} + \tau_{32} + Ah_{12}^2 \cdot \tau_{21} \cdot \tau_{32}}$$

waarbij A , C en C^1 constanten zijn, N het totaal aantal spins en h_{12} het r.f. veld op de signaal frequentie. Een negatief ver-

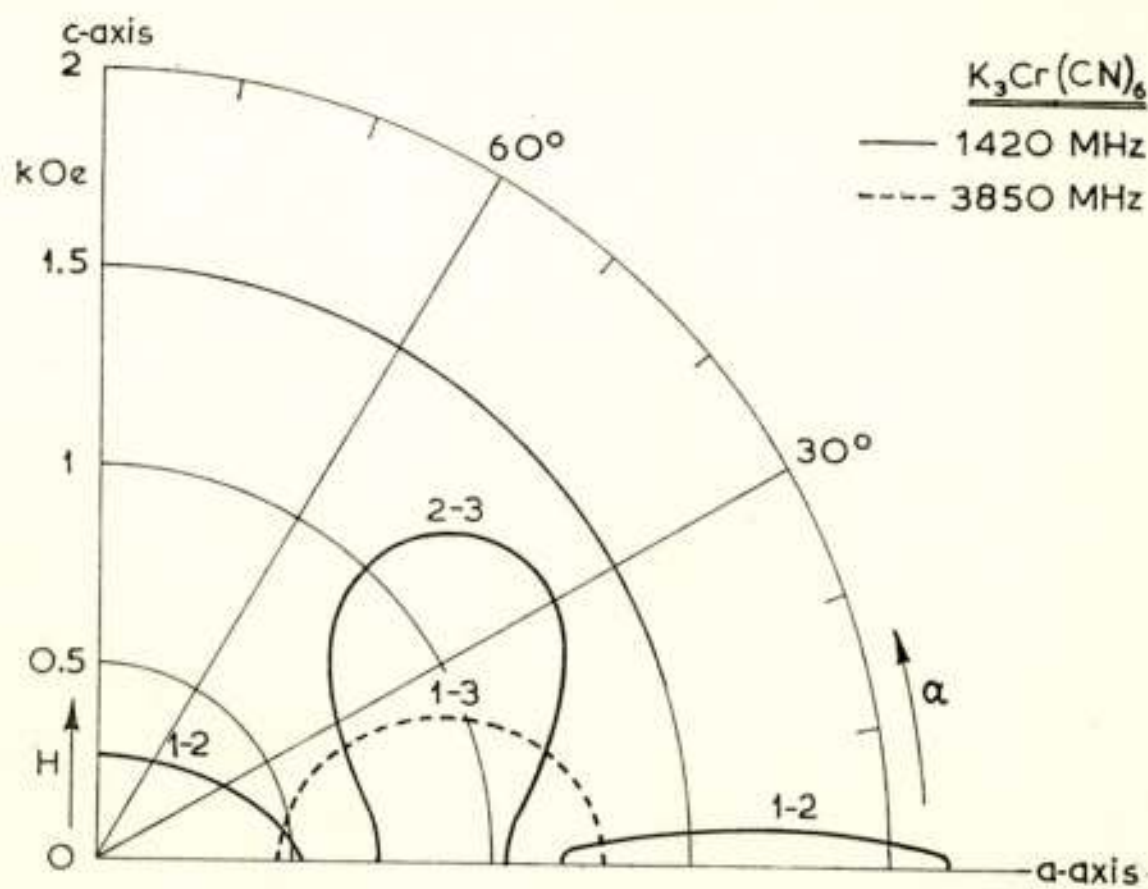


Fig. 5

Waarden van magneetveld, waarbij resonantie optreedt als functie der hoek met kristalassen

mogen betekent hier absorptie. De term $Ah_{12}^2 \tau_{21} \tau_{32}$ in de noemer bepaalt de niet lineairiteit van de versterker en indien

de maser oscilleert is hij mede bepalend voor het oscillator vermogen.

Bij de praktische uitvoering gebruikt men een trilholte die op minstens twee frequenties resoneert. Daar deze moeilijk af te stemmen zijn, vooral wanneer het geheel zich in vloeibaar helium bevindt, moet men de magnetische splitsingen ν_{12} en ν_{13} bijregelen. Dit kan geschieden door de grootte van het magneetveld en door zijn richting t.o.v. de kristalassen van het preparaat te variëren (zie fig. 5).

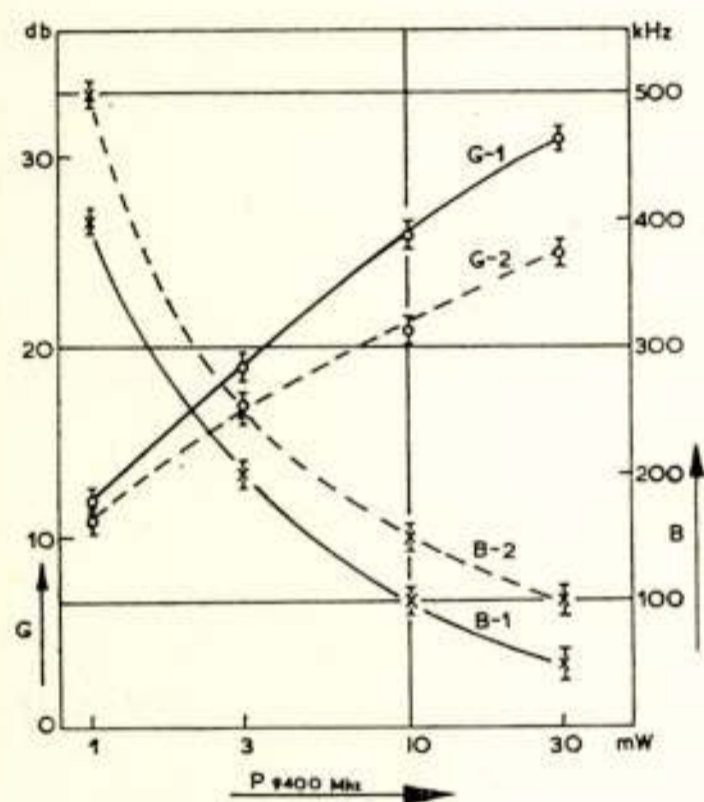


Fig. 6a

Signaalfrequentie 2800 MHz

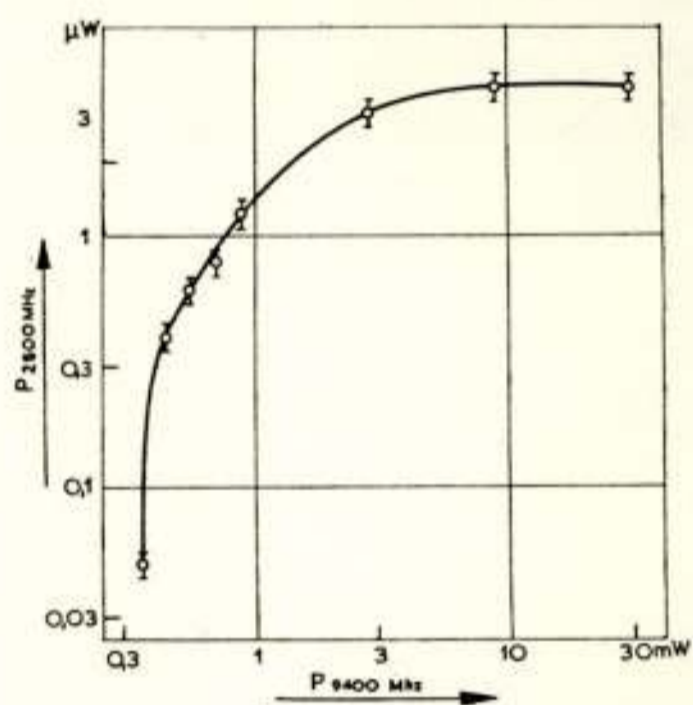


Fig 6b

Pompfrequentie 9400 MHz

- a) Bandbreedte B en Versterking G voor twee verschillende koppelingsfactoren als functie van de pomp energie
- b) Oscillator vermogen ν_s . Pomp energie.

Hier volgt een overzicht van de tot nu toe werkende drie niveaumasers:

- 1) Scovil, Feher en Seidel¹⁰⁾
 Stof (0,5% Gd 99,3% La 0,2% Ce) ethylsulfaat. 90 mg
 Gd heeft 8 niveaux.
 Temp. 1,25 °K.
 Pomp: 17,5 GHz en ong. 240 mw
 Als oscillator: 9.0 GHz output 18 μw
 Trilholte: $Q_{L 17.5} = 1000$, $Q_{L 9.0} = 8000$ vultfactor 8%

	Pomp freq. in MHz	Signaal freq. in MHz
2) Mc Whorter en Meijer ¹¹⁾	9400	2800
3) Artman en Shapiro ¹²⁾	8000	1373
4) Autler en Mc Avoy ¹³⁾	9070	1382
5) Kingston ¹⁴⁾	5300	300
6) Bölger, Ubbink en Robinson ¹⁵⁾	3850	1420

De laatste vijf werkten met (0.5 % Cr 99,5 % Co) $K_3(CN)_6$ als magnetisch materiaal bij 1.25 °K. Cr heeft 4 spin niveaux. 1420 MHz is ongeveer de frequentie van de door interstellaire atomaire waterstof geëmitteerde spectraallijn, 327 MHz die van deuterium. Dit verklaart de belangstelling voor masers werkende op deze frequenties.

De versterker karakteristieken, zoals in masers I besproken, en het oscillator vermogen als functie van de pomp energie, zoals aan de maser van Meyer en McWhorter gemeten, zijn in fig. 7 gegeven. Zij werkten met een reflectie trilholte. Hier voor geldt (energie versterking) $^{1/2} \times$ bandbreedte = Constant.

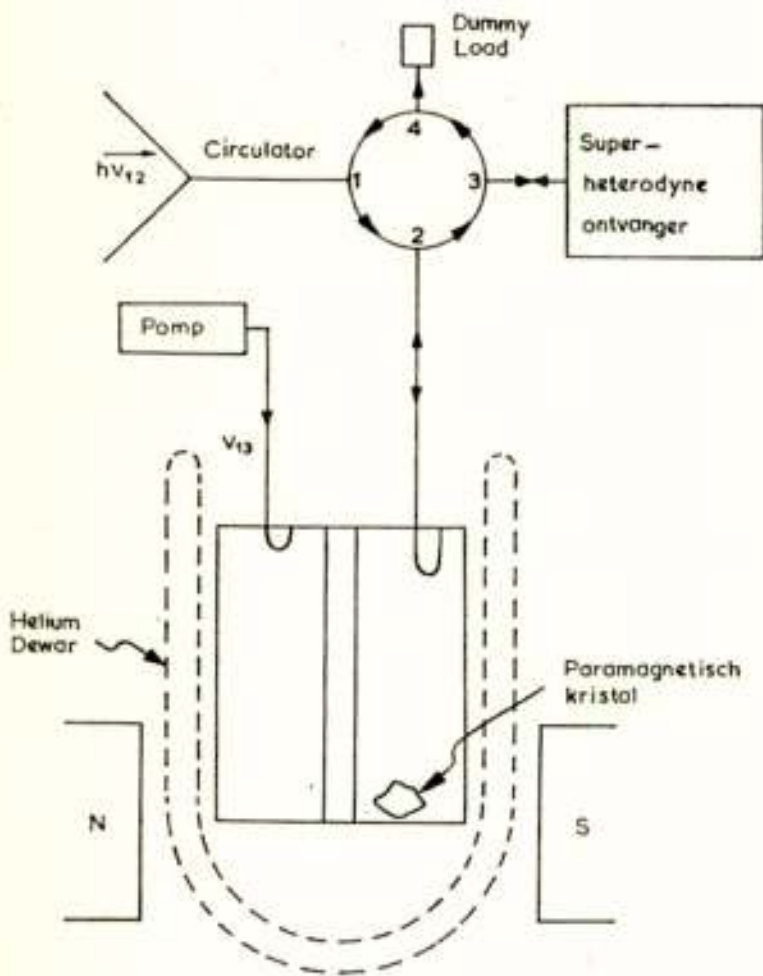


Fig. 7

Een mogelijke opstelling voor een drie niveaux maser

maser en antenne optreedt. Is deze verzwakking b.v. 0,4 db waarbij de verzwakkende elementen op 300 °K zijn, dan resulteert dit voor de maser, die zelf een T_{ruis} van ± 5 °K heeft, reeds in een input temperatuur van 30 °K. Mc Whorter en Arams ¹⁶⁾ hebben voor het systeem van fig. 7 een ruistemperatuur van 25 °K gemeten.

Daar niet-reciproke elementen, onmisbaar omdat ruis energie uit het mixerkristal de maser niet mag bereiken, voor de lagere

frequenties nog niet ontwikkeld zijn, wordt het gebruik van masers in dit frequentiegebied nog gestagneerd. Wel is er op gewezen dat een magnetische maser zelf als niet-reciproke versterker¹⁷⁾ gebruikt kan worden. Deze methode is thans nog in ontwikkeling. Lopende golfmasers zijn voorgesteld, doch nog niet uitgevoerd.

Literatuur.

- 1) Ubbink, J., Masers I, Tijdschrift N.R.G. 24, 129 (1959).
- 2) Gordon, J. P., Zeiger, H. J., Townes, C. H., Phys. Rev. 99, 1264 (1955).
- 3) Shimoda, K., Wang, T. C., Townes, C. H., Phys. Rev. 102, 1308 (1956).
- 4) Shimoda, K., Wang, T. C., Rev. Sci. Instr. 26, 1148 (1955).
- 5) Purcell, E. M. en Pound, R. V., Phys. Rev. 81, 279 (1951).
- 6) Bloch, F., Phys. Rev. 70, 460 (1946).
- 7) Combrisson, J., Honig, A. en Townes, C. H., Comptes Rendus 242, 2451 (1956).
- 8) Feher, G., Gordon, J. P., Beuhler, E., Gere, E. A. and Thurmond, C. D., Phys. Rev. 109, 221 (1958).
- 9) Bloembergen, N., Phys. Rev. 104, 324 (1956).
- 10) Scovil, H. E. D., Feher, G. and Seidel, H., Phys. Rev. 105, 762 (1957).
- 11) Mc Whorter, A. L. en Meijer, J. W., Phys. Rev. 109, 221 (1958).
- 12) Artman, J. O., Bloembergen, N. and Shapiro, S., Phys. Rev. 109, 1392 (1958).
- 13) Autler, S. H. en Mc Avoy, N., Phys. Rev. 110, 280 (1958).
- 14) Kingston, R. H., Proc. I.R.E., 46, 916 (1958).
- 15) Bölger, B., Ubbink, J. en Robinson, B. J., Kam. Onnes Conf. on low temp. phys. Juni 1958.
- 16) Mc Whorter A. L. en Arams, F. R., Proc. I.R.E. 46, 913 (1958).
- 17) Bölger, B. en Robinson, B. J., Colloque Ampère Paris (1958). Archives des Sciences. in press.

RADAR: OGEN VOOR DE SCHEEPVAART

Europese economische eenwording gediend met verbeterde verkeersfaciliteiten

In 1951 werd de toegang tot de Amsterdamse haven voorzien van een station voor walradar. Het stadsbestuur, voorgelicht door daartoe gevormde deskundige commissies werd zo overtuigd van het grote nut en de onmisbaarheid van de mogelijkheden van walradar, dat opdracht werd gegeven tot de bouw en uitrusting van een station te IJmuiden, dat na gereedkomen in gebruik werd gegeven aan de Loodsdienst.

Inmiddels was ook reeds ten behoeve van de Rotterdamse haven een soortgelijke studie begonnen. Dat het ontwerp van het hier toe te passen systeem eerst enige jaren later gereed kwam, is het gevolg van het feit, dat de problemen te Rotterdam van geheel andere — veel ingewikkelder — allure waren.

De jaren dat de scheepvaart van en naar de Rotterdamse haven het nog zonder walradar moest stellen betekende echter geenszins verloren tijd. De commissies van deskundigen die het probleem onderhanden hadden, de technische adviseur, het Nederlands Radar Proefstation, dat ook als zodanig optrad met betrekking tot het Amsterdamse walradar station, en Philips als de uitvoerder (van het Amsterdamse zowel als van het Rotterdamse project) hadden zodoende een uiterst gunstige gelegenheid naast zuiver theoretische beschouwingen en proefnemingen in het gebied van de Waterweg, tevens volop gebruik te maken van de praktijkervaring die het station te IJmuiden inmiddels opleverde.

Rotterdam stelde inderdaad groter problemen: hier een der drukste havens ter wereld (onmiddellijk na New York, de tweede drukstbevaren haven), een lange en bochtige toegangsweg en weersomstandigheden die een groot aantal vaardagen met slecht zicht per jaar opleveren.

Als oplossing werd geprojecteerd een keten van zeven onderling samenwerkende walradar stations, die na enige maanden proefbedrijf op 1 januari 1957 officieel in dienst werd gesteld en Rotterdam daarmee niet alleen maakte tot bezitter van de eerste walradarketen ter wereld, maar tegelijk de haven rangschikte tot de ook op het gebied van elektronische beveiliging best uitgeruste.

Europees belang

Het is begrijpelijk, dat de besturen van de overige belangrijke Noordzeehavens, na met belangstelling de ontwikkelingen in Nederland te hebben gevolgd en de resultaten te hebben bestudeerd, de tijd gekomen achtten ook in hun gebied de gebruiksmogelijkheden van walradar nader te overwegen. Het gevolg hiervan is geweest, dat de beide Duitse Noordzeehavens Bremen en Hamburg zich eveneens hebben geschaard in de rij dergenen, die de toepassing van walradar zien als een effectief middel tot verhoging van de bruikbaarheid van hun havens.

Radar in Elbe- of Wesermond is ongetwijfeld meer dan een aangelegenheid van plaatselijke betekenis. Het raakt in feite grote groepen van de Europese bevolking. Bij een nauwere aaneensluiting met name, zoals die door verschillende staten wordt gezocht, dienen zeer zeker ook de verkeersfaciliteiten in gelijke mate te worden verbeterd. Dan pas immers zal het volle profijt kunnen worden getrokken van o.m. de economische eenwording van dit werelddeel, welke men op het oog heeft en die juist onlangs reeds een bepaalde vorm heeft gevonden.

Het is wederom niet verwonderlijk, dat men voor Elbe en Weser in een nog weer later stadium met het opstellen van de uitvoeringswijze van de projecten gereed kwam. De situatie daar ter plaatse vertoont nog weer grotere gecompliceerdheid vergeleken met Rotterdam, juist zoals de omstandigheden in Rotterdam een zoveel moeilijker probleem stelden dan de Amsterdamse haven.

Een onderlinge vergelijking van de drie projecten maakt dit onmiddellijk duidelijk:

Amsterdam

Een walradar station, gelegen op een van de wal gemakkelijk toegankelijk punt, zodat bediening ter plaatse voor de hand ligt. De nautische problemen

blijven bovendien beperkt tot de assistentie bij het binnenloodsen tot tussen de pieren en de vaart tot toegang van een der sluizen.

Rotterdam

Hier tussen de havenmond aan de kust en het havenbekken een ongeveer twintig kilometer lang scheepvaartkanaal, weliswaar van royale afmetingen, doch bij het intensieve verkeer van en naar zee een vaarwater dat in perioden van slecht zicht onmiddellijk ernstig oponthoud zo niet stilleggen van het verkeer, noodzakelijk maakt.

De via de radarschermbelden verkregen informatie dient hierbij zo rijk mogelijk aan details te zijn, m.a.w. dat op een zo groot mogelijke schaal alle bijzonderheden en objecten (waartoe behalve de schepen zelf o.m. zeker ook betoning en bebakening moeten worden gerekend) niet slechts duidelijk en afzonderlijk zichtbaar zijn, maar ook met grote onderlinge nauwkeurigheid wat de plaats betreft, overeenkomstig de werkelijkheid worden afgebeeld. Het bestrijken van het langgerekte gebied van een enkel punt uit is daarbij een onmogelijkheid. Daarom de uitvoering, waarbij op min of meer regelmatige afstanden walradarstations zijn opgesteld, die elk een tot op zekere hoogte afzonderlijk beveiligingsgebied bestrijken.

De omstandigheid, dat in een dichtbevolkt gebied als het westelijk deel van Nederland, met een goed wegennet, dat o.m. uitstekende verbindingen langs de oever van de Waterweg bezit, leidde logisch tot een uitvoering, waarbij de bezetting van de radarinstallaties op de verschillende stations zonder enig bezwaar kan worden ondergebracht.

Door een zodanige keuze van de opstellingsplaatsen van de stations en door een juiste vaststelling van de reikwijdte van de radarinstallaties, waardoor de opeenvolgende werkingssferen elkaar steeds overlappen, is een systeem ontstaan, waarbij een binnenkomend of uitvarend schip achtereenvolgens de beveiligingsgebieden van de verschillende stations passeert. Achtereenvolgens ontvangt men dus aan boord van de beloodste schepen de aanwijzingen en mededelingen van het walradarstation, binnen welks bereik het schip zich bevindt en bovendien kan de loods of kapitein bij de radar-operator van dit station elk verlangd, voor de veilige navigatie belangrijk, gegeven opvragen.

En tenslotte, om het geheel te completeren, staat een verbindingsnet voor rechtstreeks, telefonisch contact tussen het bedienend personeel van alle walradarstations ter beschikking, waardoor de radar-operator van een station de zorg over een schip, dat zo dadelijk zijn beveiligingsgebied zal verlaten, mondeling (en zonder tijdverlies) kan overdragen aan zijn collega op de volgende post (die bovendien op zijn radarschermbild, omdat de bereiken immers elkaar gedeeltelijk overlappen, het schip al heeft zien verschijnen).

Elbe- en Wesermonden

In tegenstelling tot de situatie in de zeegebieden voor de monden van de havens van Amsterdam en Rotterdam, die door de diepte ter plaatse voldoende ruimte bieden om ook tijdens perioden met slecht zicht veilig te manoeuvreren met alleen de hulp van de eigen aan boord opgestelde radar, is de scheepvaart naar en van de Elbe en Weser reeds op betrekkelijk grote afstand van de kust, door de aanwezigheid van vele ondiepten, gehouden tot enkele nauwkeurig te volgen routes. De omvangrijke bebakening en betoning en de vele lichtscheperen en vuurtorens wijzen ook reeds daarop.

De beide thans in uitvoering genomen projecten voorzien weliswaar in de opstelling van de radarinstallaties op vaste punten. Toch kan hier niet eenzelfde systeem als te Rotterdam toegepast worden gebruikt. De door het ook hier als technisch adviseur optredende Radar Proefstation, door beproeving in de praktijk als gunstigste gevonden opstellingsplaatsen, zijn voor het merendeel vuurtorens in zee voor de kust en in een viertal gevallen punten aan de oevers. De moeilijkheden die evenwel soms zouden optreden bij de aflossing van op de vuurtorens te plaatsen personeel (die bij bepaalde, langdurig optredende weersomstandigheden wel tot enkele weken kunnen duren!),

hebben genoodzaakt voor dit project wederom een speciale uitvoeringsvorm van de apparatuur en van de bedieningsprocedure vast te stellen.

De radarinstallaties, te plaatsen op de in zee gelegen vuurtorens, zullen zodanig van constructie zijn, dat de bediening en het observeren van de verkregen schermbeelden op afstand zal geschieden. Zijn weliswaar mogelijkheden voorzien ter plaatse het verkregen radarbeeld te controleren, dit heeft bij de voorziene toepassing slechts ten doel bij eventueel noodzakelijke onderhouds- of herstellingswerkzaamheden de goede werking van de apparatuur te kunnen vaststellen. Ook permitteert deze uitvoering een gedecentraliseerd gebruik van de radar, voor die gevallen waarin dit wenselijk wordt geacht.

In beide ketens zal namelijk onder normale omstandigheden de bediening en het gebruik van de vier tot elke keten behorende stations, op centrale punten (voor de Elbe twee, resp. voor de Weser één) worden geconcentreerd. Daartoe zullen de radarbeelden van de buitengaats opgestelde stations met behulp van straalzender/ontvanger verbindingen draadloos naar de bedieningscentra worden overgebracht. Daar zullen de radar-operators op een serie schermen tezamen het totale beeld voor ogen krijgen van het gebied met alle daarin zich bevindende schepen, waarvan de zorg hun is toevertrouwd.

Ook de apparatuur voor de uitvoering van deze beide voor een veilige scheepvaart belangrijke walradarprojecten zal door Philips worden gefabriceerd, die met de uitvoering van de installaties voor Amsterdam en Rotterdam klaarblijkelijk een goede reputatie heeft verworven. Ten opzichte van de in deze beide genoemde systemen gebruikte apparatuur zal de voor Elbe en Weser te vervaardigen radar nog weer een aantal belangrijke verfijningen en uitbreidingen vertonen.

Zo treedt ook hier op sprekende wijze aan het licht hoe verregaand walradarapparatuur dient te zijn aangepast aan de geografische omstandigheden en de daarmee samenhangende nautische eisen. Bij de toegangswegen tot Elbe en Weser komen enige trajekten voor, waar de vaargeul slechts weinige tientallen meters breed is. Indien op zo'n plaats twee schepen elkaar moeten passeren en daarbij moeten worden geassisteerd door de walradardienst, dan zal het schermbeeld zodanig dienen te zijn, dat het mogelijk is de juiste positie van het schip tot op luttele meters na t.o.v. de lichten-lijn (d.w.z. de vaargeul as) vast te stellen. En bovendien, wanneer gedurende ijsgang de betonning moet worden weggenomen, dan, en feitelijk juist dan, dient de walradar *bij afwezigheid van de normale referentiepunten*, op elk ogenblik de juiste positie t.o.v. o.m. de lichten-lijn te kunnen vaststellen.

Deze eis heeft ertoe geleid, dat de walradarapparatuur voor Elbe en Weser, anders dan die in de beide Nederlandse havens, zal worden voorzien van zgn. video-map-installaties.

In het kort zullen de beide walradarsystemen als volgt worden uitgevoerd:

De Elbe-keten

Er zullen radarstations worden opgesteld te Neuwerk, te Cuxhaven en te Belum. De bedieningscentrale voor deze drie posten zal te Cuxhaven worden ingericht. Het vierde station in deze keten, dat ter plaatse zal worden bediend, is voorzien te Brunshüttelkoog bij de ingang van het Noord-Oostzeekanaal.

De Weser-keten

Radarposten zullen worden ingericht op de voor de kust in zee gebouwde vuurtorens Roter Sand, Hohe Weg en Robbenplate en in een post aan de wal te Blexen. De bedieningscentrale van deze keten komt te Bremerhaven.

Met de uitvoering van deze ketens, die in 1960 gereed moeten zijn, is de mond van de Weser tot aan de haven van Bremerhaven van walradar voorzien, doch zal op de Elbe nog een niet op deze wijze beveiligd traject tussen Brunshüttel-

koog en het havenbekken van Hamburg blijven bestaan, aan de uitvoering waarvan op een latere datum zal worden begonnen.

Technische bijzonderheden van de apparatuur

De reeds genoemde gecentraliseerde bediening vereist o.m. dat de beeldinformatie van de „onbemande” posten wordt overgebracht naar de bedieningscentrales. Daartoe zal gebruik worden gemaakt van straalzender verbindingen.

Ten aanzien van de video-map-apparatuur dient het volgende te worden aangekend. Niet slechts stellen de afnemers als eis, dat tegelijk met het radarbeeld de zogenaamde „lichten-lijnen”, dat zijn de juiste vaarroutes, zichtbaar moeten worden gemaakt. Daarnaast moet een elektronische meetlineaal in het beeld kunnen worden geschreven om daarmee afstand en richting van ieder object ten opzichte van een willekeurig punt op eenvoudige wijze te kunnen bepalen.

Deze extra beeldgegevens moeten bovendien voortdurend zichtbaar zijn en zonder parallax op het scherm worden getekend. Daartoe zal de zogenaamde interscan techniek worden toegepast, waarbij nog kan worden opgemerkt, dat de apparatuur zodanig zal worden uitgevoerd, dat het geen verschil uitmaakt of de video-mapping apparatuur wordt opgesteld in de radarpost zelf of op de bedieningscentrale. Dit betekent dus dat bij opstelling in de op afstand bediende post via de straalzenderverbinding het radarbeeld tezamen met het video-map beeld zal worden overgebracht. Bij opstelling van de extra apparatuur in de bedieningscentrale daarentegen zal van de radarpost via de straalzender verbinding alleen de radarbeeldinformatie worden ontvangen, terwijl dan ter plaatse de signalen voor het afbeelden van het video-map beeld worden bijgevoegd. Ook in dit geval zonder dat onnauwkeurigheden optreden als gevolg van het feit dat de beide beelden door onderlinge verschuiving niet geheel zouden samenvallen.

Omdat het mogelijk moet zijn met behulp van de walradar te controleren of de boeien op de juiste plaats liggen en eveneens als gevolg van de al eerder genoemde voorwaarde van een juiste plaatsbepaling van de scheepsbewegingen en -posities op (nautisch) moeilijke trajekten van het vaarwater dient o.m. de hoekmeetnauwkeurigheid zeer hoog te zijn. Dit is speciaal noodzakelijk omdat de vaargeul veelal in radiale zin ten opzichte van de radarpost is gelegen. Visuele separatie van de op het scherm verkregen beelden van bijvoorbeeld twee elkaar passerende schepen in een nauwe vaargeul, is geheel afhankelijk van de tangentiële en radiale discriminatie d.w.z. de meetnauwkeurigheid zowel in hoek als in afstand.

De noodzaak in vele der gevallen de radar-zend/ontvanginstallaties op vuurtorens op te stellen heeft tot speciale constructies genoodzaakt. De draaiende antenne dient namelijk boven op het dak te worden gemonteerd. Aangezien geen trillingen mogen worden opgewekt, die immers een juiste uitstraling van de lichtbundels van het vuurtorenlicht zouden verstoren, kon geen gebruik worden gemaakt van de bekende antennesystemen.

Door het Nederlandse Radar Proefstation te Noordwijk is voor dit doel een nieuw antennetype ontwikkeld. Deze antenne, van het zgn. sleufstralertype, heeft een omkapping, die voor de radarsignalen volkomen doorlaatbaar is en een vorm heeft die overeenkomt met een vliegtuigvleugel. Het geheel dat slechts ca. 130 kg weegt, en zeer goede aerodynamische eigenschappen bezit, zal de windvang zo gering mogelijk doen zijn.

Bij de uitvoering van de te gebruiken apparatuur zal ook speciaal veel zorg worden besteed om het comfort van het bedienend personeel te verbeteren. Omdat de observatie van de schermbeelden verduisterde dus afgesloten ruimten vereist, dient o.m. de warmte-ontwikkeling van de installaties zo gering mogelijk te zijn.

Het nagenoeg uitsluitend gebruik van transistors in de indicatoren zal leiden tot een „koude constructie”, waarmee een bestaand probleem op dit gebied tot een oplossing is gebracht. Daarnaast zijn voorzorgen getroffen de installaties zo geruisloos mogelijk te doen werken. Zo zal dus binnen enkele jaren de drukke scheepvaart op Elbe en Weser en van en naar het Noord-Oostzeekanaal kunnen profiteren van de belangrijke diensten die een perfecte walradardienst zal bieden.

TOEKENNING VEDER-PRIJZEN

Het Bestuur van het Wetenschappelijk Radiofonds Veder heeft op haar laatste vergadering met algemene stemmen besloten prijzen toe te kennen aan de Heren:

Dr. Ir. K. de Boer ter zake van zijn onderzoekingen op het gebied van de stereofonische geluidswaergave.

Ir. R. Vermeulen en Ir. D. Kleis ter zake van hun werk op het gebied van de kunstmatige nagalm, en aan

Ir. F. J. van Hutten ter zake van zijn bijdrage tot de radartechniek in Nederland.



Dr. Ir. K. de Boer



Ir. R. Vermeulen



Ir. D. Kleis



Ir. F. J. van Hutten

Dr. Ir. de Boer is adjunct-directeur van de afd. Sociale Zaken, Ir. Vermeulen is wetenschappelijk adviseur van het Natuurkundig Laboratorium en Ir. Kleis leider van de Ontwikkeling Acoustiek van de Hoofdindustriegroep ELA, allen bij de N.V. Philips.

Ir. F. van Hutten is verbonden aan het Electronisch Laboratorium van de Koninklijke Marine in Oegstgeest. De drie laatstgenoemde heren zijn lid van het Nederlands Radiogenootschap.

Het werk op acoustisch gebied, waarvoor de eerste drie Veder prijzen zijn verleend, werd verricht in het Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips, en is aan onze leden uit demonstraties en voordrachten wel bekend. (Zie bijv. artikel de Boer in jg. 14). Ook op andere plaatsen, o.a. in het Philips Technisch Tijdschrift is er over gepubliceerd. De stereofonie is door de toepassing op grammofoon en radio weer opnieuw onder de aandacht gekomen. De fundamentele

onderzoekingen van de Boer dateren uit de jaren 1937-47. De kunstmatige nagalm werd in 1953 gedemonstreerd, en vond sinds toepassing ter verbetering van de acoustiek van tal van gebouwen, bijv. het Scala theater in Milaan, het Palais de Chaillot in Parijs, het Groot Auditorium van de Expo in Brussel, enz.

NEDERLANDS REKENMACHINE GENOOTSCHAP

Op 25 april 1959 is opgericht de vereniging „Nederlands Rekenmachine Genootschap” te Amsterdam. De vereniging stelt zich ten doel de bevordering van de kennis van automatische digitale informatieverwerkende systemen en derzelfver toepassing, dus van elektronische rekenmachines, enz.

Deze vereniging is voortgekomen uit een sinds vele jaren onder auspiciën van de Stichting Mathematisch Centrum gehouden colloquium, waar deskundigen uit alle delen des lands maandelijks bijeenkwamen ter bespreking van recente ontwikkelingen op het vakgebied. Naast continuëring van dit soort bijeenkomsten zal de vereniging onder meer ons land vertegenwoordigen bij een internationale organisatie op dit gebied, welke binnenkort zal worden opgericht.

Secretaris is drs. C. S. Scholten, p/a Stichting Mathematisch Centrum, 2e Boerhaavestraat 49, Amsterdam-Oost.

CURSUS „PROGRAMMEREN VOOR ELECTRONISCHE REKENMACHINES, 1959”

Bij voldoende belangstelling zal door de Rekenafdeling van het Mathematisch Centrum van *woensdag 24 juni t/m woensdag 1 juli a.s.* (zaterdag 27 en zondag 28 juni uitgezonderd) een cursus worden gegeven, waarin het *programmeren voor elektronische rekenmachines* behandeld zal worden. Aandacht zal worden geschonken aan het programmeren in het algemeen en voor de ARMAC in het bijzonder.

De cursus zal plaats vinden in het Mathematisch Centrum, 's morgens van 9.00 — 12.00 uur en 's middags van 14.00 — 17.00 uur.

Docenten zijn de heren: *Prof. dr. ir. A. van Wijngaarden, dr. Th. J. Dekker en E. W. Dijkstra.*

De kosten bedragen voor een deelnemende instelling f 200,—, waarvoor men het recht verkrijgt 1 tot 3 leden van het personeel te laten deelnemen. Voor individuele deelnemers is het cursusgeld gesteld op f 100,—.

In bijzondere gevallen kan reductie worden verleend. Aanvragen hiertoe dienen te worden gericht aan de Raad van Beheer van het Mathematisch Centrum.

In bovengenoemd cursusgeld zijn begrepen de kosten van een uitgebreide syllabus, die aan de deelnemers zal worden verstrekt.

Belangstellenden, die aan deze programmeercursus wensen deel te nemen, dienen zich, zo mogelijk voor 15 juni a.s., op te geven bij de administratie van het Mathematisch Centrum, 2e Boerhaavestraat 49 te Amsterdam.

Administratie
MATHEMATISCH CENTRUM

CONGRES VOOR CHRONOMETRIE Juni 1959 te München

Van 19-23 juni 1959 wordt te München het 2e Internationale Congres voor Chronometrie gehouden. Hier zullen onderwerpen worden behandeld die betrekking hebben op tijdmeting in de meest algemene zin. Hiertoe behoren o.a. kwartsklokken en atoomklokken (frequentiestandaarden) voor zeer nauwkeurige tijd- en frequentiemeting, tijdmeting met betrekking tot astronomische waarnemingsinstrumenten, tijdmeting ten behoeve van lucht- en zeenavigatie, lengtemeting (geodesie), meting van zeer kleine en zeer grote tijdverschillen; voorts vraagstukken

die betrekking hebben op de technische problemen uit de horloge- en klokken-industrie, zowel de theoretische als de praktische zijde hiervan.

Het adres van het Secretariaat is:

Deutsche Gesellschaft für Chronometrie e.V.
Stuttgart, N
Königstrasse 4

INTERNATIONAAL CONGRES OVER MICROGOLF BUIZEN Juni 1960 in München

Van 7 tot 11 juni 1960 organiseert het „Nachrichtentechnische Gesellschaft im VDE“ een congres over microgolf buizen.

Men kan zich voor deelname aanmelden:

Tagungsbüro Internationale Tagung „Microwellenröhren“
Brienner Strasse 40
München 37 (West Duitsland)

BOEKBESPREKING

Leerboek der Elektrotechnik, deel I door Ing. B. J. Oosterwijk e.i.
Vijfde druk 1958, uitgegeven door J. Noorduyt en Zoon, Gorinchem. 434 bladzijden, 318 figuren, 17 x 22 cm. Prijs f 16,—.

Dit boek, dat sinds het voorwoord uit 1936 geen belangrijke wijzigingen heeft ondergaan is bestemd om de toekomstige radiomonteur of telegrafist de grondbeginselen van de elektrotechniek bij te brengen.

De schrijver tracht met minimale wiskundige hulpmiddelen, voor alle formules steeds een afleiding te geven, hetgeen zeker op prijs te stellen is.

De hoofdstukken I en II zijn gewijd aan de beginselen van de gelijkstroom, de werking van galvanische elementen en accumulators.

In de volgende 80 bladzijden wordt de statische elektriciteit uitvoerig behandeld, terwijl de hoofdstukken IV en V een beschrijving geven van het magnetisme en de inductiewetten.

Tenslotte komen de wisselstromen aan de orde. Serie- en parallelschakeling van spoelen, condensatoren en weerstanden met hun bijbehorende vector-diagrammen. Gezien de omvang van het boek wordt de stof zeer uitvoerig en ook duidelijk behandeld.

Helaas worden steeds de oude praktische eenheden gebruikt! Juist deze nieuwe druk schonk gelegenheid het gerationaliseerde Giorgi-stelsel (hetgeen b.v. voor N.R.G.-examens vereist zal worden) benevens wat meer moderne figuren te introduceren.

Een groot aantal uitgewerkte opgaven, verspreid in de tekst geeft de lezer gelegenheid zich te oefenen.

v.d.S.

Tube and Semiconductor Selection Guide 1958-1959. 144 bladzijden, 15,5 x 23,5 cm, Philips Technische Bibliotheek. Meulenhoff en Co., Amsterdam. Prijs f 4,90.

Evenals de vorige uitgave, besproken in nr. 4 van 1957, bevat dit boekje in tabelvorm een aantal gegevens van Philipsbuizen, zoals equivalente typen, verwisselbaarheid, vervanging van verouderde typen, enz.

De belangrijke plaats die halfgeleiders in de elektronica zijn gaan innemen maakten het gewenst aan deze nieuwe uitgave een hoofdstuk over dioden en transistoren toe te voegen.

Met dit boekje beoogt men een snelle oriëntatie t.a.v. de keuze van buizen en halfgeleiders mogelijk te maken waarin men m.i. zeker is geslaagd.

v.B.

NIEUWE UITGAVEN

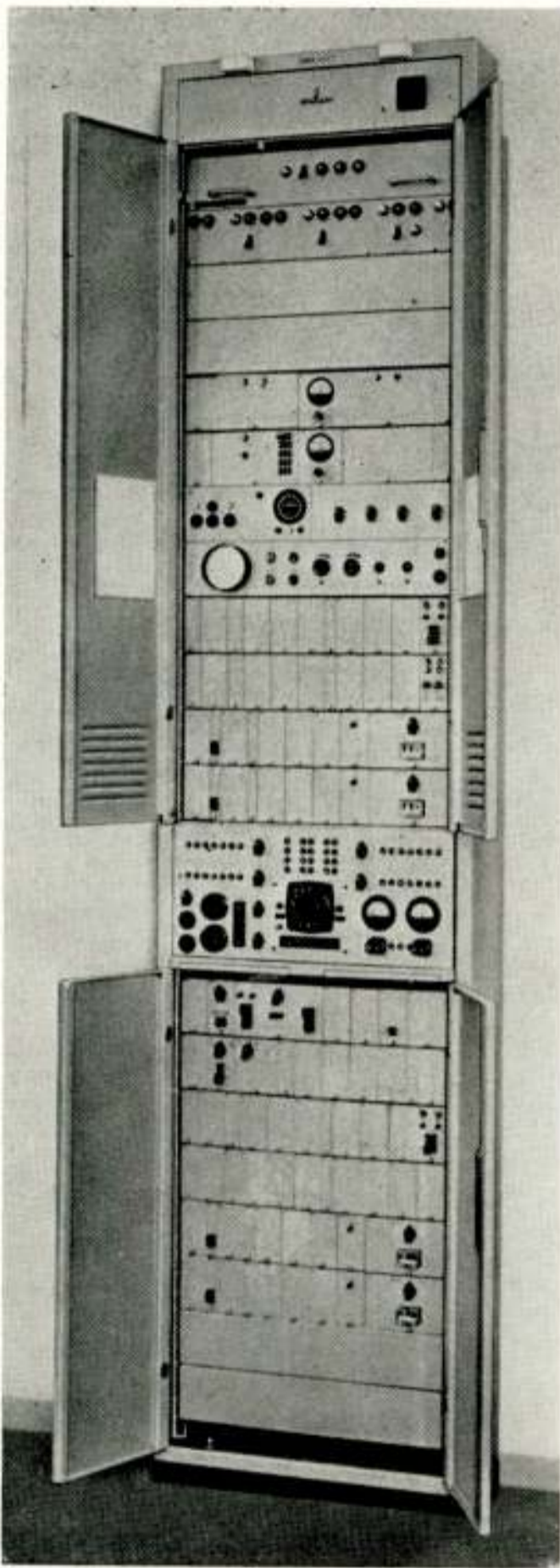
De redactie ontving de volgende nieuwe uitgaven:

Principles of transistor circuits, door S. W. Amos.

Radio circuits, door W. E. Miller.

Deze uitgaven zullen in een der volgende nummers besproken worden.

SIEMENS GETRANSISTORISEERDE T.O.R. APPARATUUR



De nieuwe elektronische transistor radio-telex installatie Siemens-Elmux met automatische foutcorrectie, (systeem dr. ir. v. Duuren)

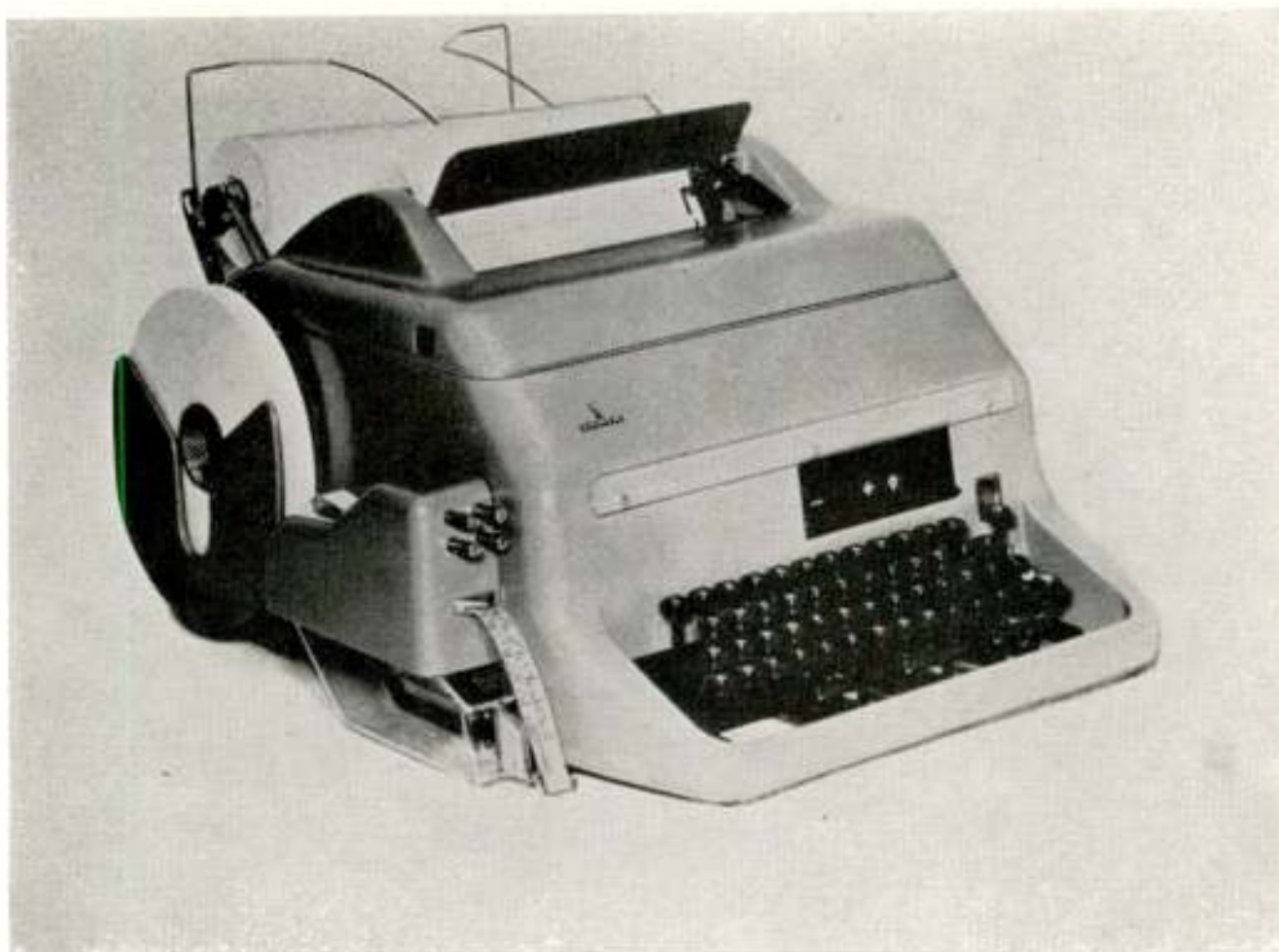
Een Siemens-Elmux installatie neemt weinig ruimte in: slechts 2,6 m hoog, 0,6 m breed en 0,22 m diep. Op deze ruimte vinden plaats: een 4-kanalen installatie compleet of twee 2-kanalen installaties. Door de toegepaste transistoren is het energie-verbruik zeer laag ca. 150 tot 270 VA. Een verder voordeel is dan nog, dat de installatie ongevoelig is voor schokken en trillingen.

Behalve normaal telex verkeer kan bij de Elmux ook gebruik gemaakt worden

Het intercontinentale telexverkeer maakt veelal gebruik van radioverbindingen, die vaker en langer gestoord kunnen worden dan verbindingen via telefoonlijnen. De noodzaak ontstond te zoeken naar een automatische correctie. Hiervoor maakt men nu gebruik van het Nederlandse systeem, ontwikkeld door dr. ir. van Duuren, van het dr. Neherlaboratorium. Bij telex wordt normaal gebruik gemaakt van 5 code-tekens voor één letter. Hierdoor is het mogelijk, dat bij een geringe storing reeds een letter verminkt en verkeerd wordt overgebracht. Het systeem van Duuren maakt gebruik van 7 code-tekens, die principieel van andere aard zijn. Men maakt dan steeds drie tekens positief en vier negatief in de verhouding 3 : 4, hetgeen steeds het criterium voor juiste ontvangst is. Andere verhoudingen geven automatisch een fout aan en de ontvanger gaat automatisch correctie aanvragen. Hierdoor wordt voor een normale radioverbinding het foutpercentage van 1 fout per 1000 goed overgebrachte tekens teruggebracht tot 1 fout op 50.000.000 goede tekens of wel 0,000.0002 %.

Dit systeem werkt volgens het principe dat zender en ontvanger absoluut synchroon zijn, waardoor het voordeel ontstaat van zgn. multiplex-verbindingen d.w.z. 2 of 4 telegraafkanalen kunnen op één radioverbinding worden overgebracht. Vandaar dan ook de naam „Multiplex Telex Over Radio met automatische correctie“.

De tot nu toe bekende transmissie maakte voor de correctie en controle gebruik van electro-mechanische elementen — relais, nokkencontacten e.d. — of van electronenbuizen. Als eerste is het Siemens & Halske gelukt een nieuw schakelingssysteem Siemens-Elmux met transistoren en gelijkrichters te ontwikkelen en daarmee deze techniek op het hoogste plan te brengen. De Siemens-Elmux installatie bevat dus géén bewegende delen en geen electronenbuizen, die onrendabele warmte ontwikkelen en een begrenste levensduur hebben.



Het nieuwste Siemens telexapparaat T Typ 100

van alle soorten bandzenders, terwijl door de kanalen nog onder te verdelen, verschillende aansluitingen mogelijk zijn. Een veel toegepaste mogelijkheid is voorts steeds één kanaal permanent te reserveren voor een bepaalde telexverbinding, bijv. voor luchtvaartmaatschappijen.

Intercontinentale verbindingen worden nu nog met de hand opgebouwd. Evenals nu echter het nationale resp. Europese telexverkeer reeds volautomatisch wordt afgewikkeld, zal het met het Siemens-Elmux systeem mogelijk worden, dat in de nabije toekomst de zakenman eventjes zijn relatie in Tokio met de kiesschijf draait en dan nog sneller en economischer zijn bericht doorgeeft.

Uit het Nederlands Radiogenootschap



AFSCHEID IR. J. D. H. VAN DER TOORN

Onder dankzegging voor de vele en belangrijke diensten die hij aan het land heeft bewezen is bij K.B. van 6 februari 1959 op zijn verzoek eervol ontslag verleend met ingang van 1 mei 1959 aan Ir. J. D. H. van der Toorn als directeur-generaal van P.T.T.

Johannes Daniël Hermanus van der Toorn die op 8 april 1894 te 's-Gravenhage werd geboren, kwam in 1919 als elektrotechnisch ingenieur bij P.T.T. aanvankelijk in Amsterdam, later tot 1922 in Den Haag.

Vervolgens werkte hij tot 1931 bij de Bell Telephone Mfg Co. te Antwerpen, de laatste twee jaar als directeur van de Nederlandse Afdeling, vanwaar hij vertrok naar de International Standard Electric Mij. van 1940 tot september 1945. In deze maand her-

vatte hij zijn loopbaan bij de P.T.T. in de functie van hoofddirecteur telegrafie en telefonie, welke post hij in 1950 verwisselde voor die van hoofddirecteur algemene zaken en radio. Met ingang van 1 oktober 1954 werd hij benoemd tot directeur-generaal van het staatsbedrijf P.T.T.

Ir. van der Toorn was onder andere leider van de Nederlandse delegaties van de P.T.T. op verscheidene wereld communicatie- en golflengte conferenties en voorts was hij voorzitter van de internationale radioconferentie te Genève.

Verder heeft de scheidende directeur-generaal verschillende nevenfuncties bekleed; o.a. werd hij in 1947 lid van de Raad van beheer der Nederlandse Omroepzender maatschappij N.V., in 1948 lid van de televisie-commissie en in 1951 lid van de televisieraad.

Als waardering voor zijn grote verdiensten werd de heer Van der Toorn bevorderd tot Commandeur in de Orde van Oranje Nassau.



**PROF. IR. G. H. BAST,
DIRECTEUR-GENERAAL P.T.T.**

Met ingang van 1 mei 1959 werd als opvolger van Ir. J. D. H. v. d. Toorn aangewezen Prof. Ir. G. H. Bast, geboren 9 maart 1903 te Nijmegen.

Na het behalen van het diploma van elektrotechnisch ingenieur in 1925, kwam Prof. Bast na een korte leraarsloopbaan te Bergen op Zoom in juli 1927 in dienst van de P.T.T. en wel bij de afdeling Kabels en Versterkers.

Nadat in juli 1928 zijn aanstelling als ingenieur in vaste dienst is afgekomen, krijgt hij al spoedig een leidende functie bij de binnenlandse telefonie van de afdeling Kabels en Versterkers, een afdeling die hij tot zijn benoeming in 1946 als directeur der laboratoria trouw zal blijven.

Naast zijn functie bij Kabels en Versterkers, krijgt de heer Bast in 1931 de leiding van het laboratorium voor telegrafie en telefonie, zodat hij van dat ogenblik af een dubbele functie bekleedt; daarnaast wordt hem nog een deel toevertrouwd van de opleiding tot technisch ambtenaar bij P.T.T.

Ook op internationaal gebied is de heer Bast al gedurende vele jaren werkzaam; eerst als vertegenwoordiger van P.T.T. bij het C.C.I.T. (élégraphique) en in 1938 bij het C.C.I.T. (éléphonique). In 1954 wordt hij benoemd tot voorzitter van de 3e commissie hiervan.

In 1947 krijgt hij een leeropdracht van de T.H. te Delft, waarna in 1948 zijn benoeming volgt tot buitengewoon hoogleraar te Delft, om onderwijs te geven in de telefoontransmissietechniek en in het bijzonder de draaggolftelefonie, welke werkzaamheid op zijn verzoek in 1957 wordt beëindigd.

Met ingang van 1 oktober 1954 wordt hij benoemd tot hoofddirecteur der P.T.T., balast met de hoofddirectie Telegrafie en Telefonie.

Sinds 27 mei 1950 is hij buitengewoon lid van de Octrooiraad en sinds 1 juli 1956 ondervoorzitter van Centrale Organisatie T.N.O.

De heer Bast is Ridder in de Orde van de Nederlandse Leeuw.



Ir. P. J. H. A. NORDLOHNE †

Maandag 13 april overleed te Hilversum op 70-jarige leeftijd ir. P. J. H. A. Nordlohne, een van de oprichters van ons Genootschap.

Na zijn ingenieursstudie te Delft in 1914 begon hij zijn loopbaan bij de Genie te Utrecht, waar hij als chef van de Radiodienst reeds meermalen in contact kwam met de toenmalige NSF.

In 1927 trad hij in dienst van Philips waar hij belast werd met het keuren van zendbuizen van groot vermogen en het ontwikkelen van zenderschakelingen. Uit die tijd stamt ook de Carltonzender, welke op een voor die tijd zeer korte golflengte (7,85 m) werkte en op het Carltonhotel in Amsterdam was opgesteld, voor het onderzoek naar de mogelijkheden van een

plaatselijke omroep op korte golf. Een uitvoerige beschrijving van zijn hand over deze proeven is te vinden in het 'Tijdschrift van het Nederlands Radiogenootschap van 1932. Ir. Nordlohne behoorde samen met de vroegere directeur, ir. A. Dubois, en prof. dr. B. van der Pol, van het Natuurkundig laboratorium van Philips Eindhoven, tot de oprichters in 1920 en was ruim 20 jaar secretaris van het Radiogenootschap. Reeds in 1922 publiceerde hij bijdragen over de bij radiotechnische tekeningen gebruikte symbolen als poging om tot een tijdelijke normalisatie en ordening op dit gebied te komen.

Zijn werk werd weldra uitgebreid met proefnemingen aan magnetrons, hoogmetingen aan de Heaviside-laag, het bouwen van een zender voor PCJ, de bestudering van het gedrag van bacteriën en insecten in hoogfrequente velden.

In verband met het in bedrijf nemen van een vergrote zender in Huizen met de wereldvermaarde draaibare gerichte antennes (die het vorig jaar onder slopershanden vielen) werd ir. Nordlohne in 1937 als bedrijfsingenieur naar Hilversum overgeplaatst.

In Philips' Technisch Tijdschrift van 1938 wijdde hij een reeks artikelen aan de problemen, die samenhangen met de installatie in Huizen.

Daarnaast brachten zijn werkzaamheden voor allerlei projecten op het gebied van zendbuizen en zenders hem o.a. in Zwitserland, Tsjecho-Slowakije, Hongarije, Griekenland, Turkije en India.

Tot de laatste oorlog was hij als reserve-majoor hoofd van de verbindingdienst van het 3e legercorps.

Door de oorlog werden al deze activiteiten onderbroken en ook de exploitatie van de zenders in Huizen ging over naar het Rijk. Ir. Nordlohne werd toen op het N.S.F. laboratorium groepschef van de afdeling grote zenders. Na de oorlog werd hij bedrijfsingenieur van het laboratorium van de N.S.F. en de daarbij behorende werkplaats en kreeg hij ook de leiding van de centrale werkplaats en de afdeling meetinrichtingen.

Na dit vele en veelzijdige werk volgde 19 januari 1949 zijn pensionering bij het bereiken van de 60-jarige leeftijd. Doch dit was slechts een afscheid van Philips Industrie en niet van de telecommunicatie!

Ir. Nordlohne bleef namelijk zijn literaire en linguïstische bekwaamheden, alsook zijn vakkennis beschikbaar stellen als hoofdredacteur van Communication News (tegenwoordig Philips Telecommunication Review). Een taak die hij tot 1 maart 1957, in nauwe samenwerking met de vele auteurs, voorbeeldig verrichtte.

Behalve door deze technische bezigheden verwierf de heer Nordlohne zich ook grote bekendheid als uitstekend en enthousiast fluitspeler. Van de oprichting af was hij een zeer actief lid van het NSF Symfonie Orkest, waarvan hij na de bezetting voorzitter werd. Ook in het Goois Symfonie Orkest vervulde hij een rol als speler en bestuurslid; de laatste jaren als secretaris.



IR. F. DE FREMERY

Wegens het bereiken van de pensioengerechtigde leeftijd heeft Ir. F. de Fremery op 31 december 1958 afscheid genomen als onderdirecteur van de Philips' Telecommunicatie Industrie.

Sedert zijn indiensttreding bij de toenmalige N.S.F. is Ir. de Fremery steeds in de telecommunicatie werkzaam geweest. Van 1923-1933 was hij in het buitenland, in 1939 kwam hij, na enige jaren in Eindhoven werkzaam te zijn geweest, wederom bij de N.S.F. waar in 1954 zijn benoeming tot onderdirecteur volgde.

Ir. de Fremery, die tevens lid is van verschillende commissies van de C.C.I.T.T., blijft als adviseur aan de P.T.I. verbonden.



DR. IR. N. RODENBURG

In december 1958 werd Dr. Ir. N. Rodenburg benoemd tot onderdirecteur van de Philips' Telecommunicatie Industrie.

Na enige jaren werkzaam te zijn geweest bij het Philips' Natuurkundig Laboratorium, kwam Ir. Rodenburg in 1948 bij de P.T.I. in Hilversum. In 1953 promoveerde hij op een onderwerp, gebaseerd op de telecommunicatie industrie.

JAARVERSLAG OVER 1958

In het verslagjaar werden de volgende vergaderingen gehouden:

14 februari.

Gemeenschappelijke vergadering met de Sectie voor Telecommunicatietechniek van het K.I.v.I. te Den Haag. Onderwerp: Toepassing van elektronische rekenmachines in de telecommunicatie. Sprekers: Prof. dr. ir. L. Kosten, dr. ir. W. L. van der Poel, ir. W. Milort en ir. B. J. Beukelmans. Er waren ca. 100 toehoorders.

7 maart.

Symposium over microgolfttechniek te Delft, 1ste dag. Onderwerp: De microgolfttechniek en haar technische toepassingen. Sprekers: Prof. dr. ir. J. P. Schouten, ir. L. Krul, ir. H. W. F. van 't Groenewout, ir. M. H. Bodmer, ir. P. H. J. Kleijnen, ir. C. T. de Wit en ir. A. Versnel. De belangstelling was bijzonder groot, er waren ca. 250 deelnemers.

21 maart.

Symposium over microgolfttechniek te Delft, 2e dag. Onderwerp: De microgolfttechniek en haar fysische toepassingen. Sprekers: Prof. dr. R. Kronig, dr. H. Bremmer, drs. F. W. Heineken. Prof. dr. ir. A. A. Th. M. van Trier, dr. J. H. Ubbink en drs. B. Bölger. Ca. 150 deelnemers.

28 april.

136ste zitting, tevens Algemene Jaarvergadering te Den Haag. De ochtendzitting was slecht bezocht, ca. 30 deelnemers. De namiddagzitting, waarvoor in samenwerking met de Sectie voor Telecommunicatietechniek Dr. Ing. K. O. Schmidt als spreker was uitgenodigd, was goed bezocht door ca. 100 toehoorders. Het onderwerp van de voordracht luidde: „Einige Betrachtungen zur zukünftigen Entwicklung der Nachrichtentechnik“.

22 mei.

Gecombineerde vergadering met de Geluidstichting over het onderwerp: „Akoestische meetmethoden en meetapparaten“. Sprekers: dr. J. J. Geluk, F. J. van Leeuwen, C. Peekel, drs. C. Wansdronk en ir. G. J. van Os. Aan de bijeenkomst was een kleine tentoonstelling van akoestische meetapparaten verbonden. Het aantal bezoekers was ca. 150.

23 september.

137ste zitting, tevens excursie naar de havenradarinstallaties van de Nieuwe Waterweg. In het kantoor van Radio Holland te Rotterdam werden inleidende voordrachten gehouden door de heren N. Schimmel en A. A. de Vogel, waarna per boot een rondvaart met bezoek aan een radarpost werd gemaakt. Aantal deelnemers ca. 100.

28 oktober.

Gemeenschappelijke vergadering met de Sectie voor Telecommunicatietechniek te Leidschendam over de onderwerpen: „Een beschouwing over enige mogelijkheden tot automatisering van de Postcheque- en Girodienst” door ir. P. L. M. van Berkel en „De ZEBRA in de praktijk” door dr. ir. W. L. van der Poel. Aantal deelnemers ca. 130.

20 november.

138ste zitting te Eindhoven over het onderwerp „Kleurentelevisie”. Sprekers: dr. J. Haantjes, dr. F. W. de Vrijer, ir. A. G. van Doorn, ir. J. Davidse, ir. H. Breimer en ir. T. Poorter. De demonstraties na afloop werden door de ca. 150 deelnemers eveneens zeer op prijs gesteld.

Het bestuur vergaderde drie maal. Op de Algemene Jaarvergadering werden de heren Jonker, Schouten en Hylkema als bestuursleden herkozen.

Het tijdschrift bevatte verslagen van voordrachten alsmede genootschapsmededelingen, personalia, boekbesprekingen en op zichzelf staande artikelen. De 23ste jaargang bevat 332 pagina's. Ir. Alexander werd als redacteur opgevolgd door ir. L. R. Bourgonjon.

Aan de examens voor radiotechnicus en -monteur werden, met inbegrip van de herexamencandidaten, door resp. 408 en 501 kandidaten deelgenomen (vorig jaar resp. 324 en 403). Hiervan slaagden resp. 104 en 211 kandidaten = 23 resp. 41%. Voor televisietechnicus werden alleen op het voorjaarsexamen kandidaten toegelaten; van de 5 deelnemers slaagde hier slechts 1 kandidaat. Aan één kandidaat-radiotechnicus werd de WERA-examenprijs voor een uitzonderlijk goed examen toegekend.

De commissie van Hofweegen - van Tongerlo - van Weel, die de mogelijkheid van een examen op hoger niveau dan radiotechnicus onderzocht, kwam met een ontwerp voor exameneisen en -reglement gereed. Dit werd door het bestuur aanvaard. Omtrent de benaming van het diploma was tegen het eind van dit verslagjaar nog enige discussie gaande.

Omtrent de SVEN — Stichting tot bevordering van het elektronisch vakonderwijs in Nederland — valt te vermelden, dat de invordering der toegezegde contributies op enige moeilijkheden stuit.

Het aantal leden van het Genootschap was per 1 januari 1959 gelijk aan 462, het vorig jaar 436.

ALGEMENE JAARVERGADERING GEHOUDEN IN HET INSTITUTE OF SOCIAL STUDIES TE DEN HAAG OP 11 MAART 1959

Van het bestuur zijn aanwezig: Prof. dr. ir. J. P. Schouten, (penningmeester, wvd. voorzitter), prof. dr. C. E. Mulders (secretaris), ir. H. T. Hylkema (hoofdredacteur), ir. Y. Boxma, ir. J. J. van Rijsinge, dr. ir. A. van Weel.

Verhinderd zijn de bestuursleden: ir. J. J. Vormer (voorzitter), prof. dr. ir. J. L. H. Jonker (vice-voorzitter), ir. P. H. Boukema (voorzitter examencommissie).

Prof. Schouten opent te 11 uur de 139ste zitting. Hij deelt mede, dat door bijzondere omstandigheden zowel de voorzitter als de vice-voorzitter tot hun spijt verhinderd zijn de vergadering bij te wonen.

Het jaarverslag over 1958 (in dit nummer gepubliceerd) wordt door de secretaris voorgelezen. Het geeft geen aanleiding tot opmerkingen. Het financieel overzicht van de penningmeester (eveneens in dit nummer gepubliceerd) wordt ook zonder commentaar door de vergadering goedgekeurd. Een brief van de kascommissie, bestaande uit de heren dr. ir. H. de Lange en ir. J. Rodrigues de Miranda wordt voorgelezen, waarin deze verklaren de controle van de kas en de boeken van de penningmeester te hebben uitgevoerd en alles in orde te hebben bevonden.

De nieuwe kascommissie bestaat uit de heren ir. J. Rodrigues de Miranda en ir. Th. J. Weijers.

Aan de orde komt dan de bestuursverkiezing. Door een samenloop van omstandigheden is een groot aantal bestuursleden aftredend n.l. 6. Zij stellen zich herkiesbaar en worden door de vergadering herkozen. Het zijn de heren Boukema,

Boxma, Mulders, van Rijsinge, Vormer en van Weel. Er wordt opgemerkt, dat op het convocaat voor de jaarvergadering had behoren te staan, dat tegencandidaten bij de secretaris kunnen worden aangemeld. Dit zal voortaan weer, in overeenstemming met het reglement, geschieden.

De wnd. voorzitter stelt voor te overwegen een maximum zittingstermijn voor bestuursleden te bepalen. Een aantal leden zit reeds zeer lang in het bestuur (8 jaar en meer) en het verdient misschien aanbeveling de doorstroming wat sneller te doen plaats hebben. Er komt over dit punt weinig discussie en gezien het zeer geringe aantal aanwezigen (bestuur + 11 leden) wordt besloten de gedachtenwisseling op een geschikter tijdstip te vervolgen.

Bij de bestuursmededelingen geeft de wnd. voorzitter een overzicht van de plannen voor het verenigingsprogramma in de naaste toekomst. Min of meer vast staat reeds een bezoek aan de fabrieken van v. d. Heem en een studiedag over moderne filtertheorie.

Er worden suggesties gevraagd voor verdere onderwerpen. Uit de vergadering wordt voorgesteld t.z.t. weer eens over transistoren te spreken en om eventueel met assistentie van de sectie voor meet- en regeltechniek van het K.I.v.I. iets over digitale technieken e.d. te vertellen. In dit verband wordt gewezen op de vacancie cursus van de afdeling voor elektrotechniek van het K.I.v.I. op 21 en 22 mei a.s. in Delft over de toepassing van analoge rekenmachines in de sterkstroomtechniek. Verder wordt de mogelijkheid genoemd toepassingen van de elektronica in de kernphysica en kerntechniek te behandelen.

De wnd. voorzitter deelt mede, dat het bestuur overweegt het 40-jarig bestaan van het N.R.G., dat in 1960 zal bereikt worden, met enige feestelijkheid te herdenken. Op de begroting van 1959 is reeds een bedrag hiervoor gereserveerd en een voorbereidingscommissie zal aangezocht worden. Een mogelijkheid is b.v. een internationaal congres te organiseren.

De heer Bloemsma beveelt aan een herinnering van blijvende aard te scheppen bijv. een huis of gedeelte van een huis als centrum van activiteit in gebruik te nemen, medewerking te verlenen aan de uitgave van een boek of iets dergelijks. Er wordt opgemerkt dat de betrekkelijk geringe omvang van ons Genootschap soortgelijke plannen, waaronder bijv. ook gerekend kan worden het aanstellen van een „educational officer”, op financiële gronden onmogelijk maakt.

Bij de rondvraag merkt de heer Bloemsma op, dat in het buitenland onze zusterverenigingen geleidelijk tot opsplitsing in secties overgaan over verschillende deelgebieden. Spreker vraagt zich af, of het jubileum niet een aanleiding is, zich op de „scope” van ons Genootschap te bezinnen. De wnd. voorzitter merkt op, dat gezien de Nederlandse omstandigheden in de beperking onze kracht moet liggen. Aangrenzende vakgebieden worden ook veelal door bevriende organisaties reeds bereikt. Samenwerking met deze organisaties zoals Sectie Telecommunicatie van het K.I.v.I. en Geluidstichting ligt dan ook voor de hand. In feite worden ook dikwijls gecombineerde vergaderingen gehouden.

De vergadering wordt te 12.30 uur gesloten.

UIT HET VERSLAG VAN DE PENNINGMEESTER OVER 1958

Ontvangsten. De contributies zijn vlot binnengekomen. In het aantal donateurs is geen wijziging gekomen. Eén donateur heeft haar bijdrage verhoogd.

Uitgaven. Gedurende het jaar 1958 is geen enkele rekening ontvangen voor het tijdschrift. Hiervoor is onder het hoofd „Reserveringen” een bedrag uitgetrokken. Wij hebben ons wederom tot de drukker gewend met het verzoek de rekeningen spoediger in te zenden.

In het jaar 1958 is één prijs van f 100,— uit het Wera Fonds uitgekeerd.

Hoewel voor het jaar 1958 wederom een bedrag van f 1500,— was begroot voor uit te betalen honoraria, blijken de uitgaven hiervoor slechts f 985,— te bedragen.

Reserveringen. Voor de nog te betalen nummers van het tijdschrift over het jaar 1958 is een bedrag van f 6000,— gereserveerd.

In verband met het 40-jarig bestaan in 1960 is een Jubileum-fonds gecreëerd, waarin een bedrag van f 1200,— wordt gestort.

Inkomsten en uitgaven over 1958

<i>Inkomsten</i>			<i>Uitgaven</i>		
	geschat	uitkomst		geschat	uitkomst
Contributies	f 8.600,—	f 9.242,20	Tijdschrift '57		f 1.378,05
Donaties	„ 2.130,—	„ 2.230,—	'58	f 6.500,—	„ —,—
Opbr. coupons	„ 250,—	„ 263,—	Onk. Bestuur	„ 300,—	„ 288,54
Rente 1957		„ 138,08	Onk. Sprekers	„ 300,—	„ 349,05
Wera Fonds		„ 150,—	Onk.Red.Comm.	„ 300,—	„ 30,—
Diversen		„ 133,07	Zaalhuur	„ 100,—	„ 175,—
Gereserveerd tijdschrift		„ 1.000,—	Admin. kosten	„ 300,—	„ 300,—
			Klein drukwerk	„ 400,—	„ 412,90
			Contr. V.E.V.		„ 25,—
			Wera Fonds		„ 100,—
			Hon. Publicaties	„ 1.500,—	„ 985,—
			Lunches	„ 300,—	„ 102,—
			Excursies	„ 250,—	„ 484,65
			Bankkosten		„ 14,23
			Diversen	„ 750,—	„ 589,53
					„ 5.233,95
			<i>Nog te betalen:</i>		
			Tijdschrift	f 6.000,—	
			<i>Te reserveren:</i>		
			Jubileum fonds	„ 1.200,—	„ 7.200,—
					f 12.433,95
			Voordelig saldo		„ 722,40
		<u>f 13.156,35</u>			<u>f 13.156,35</u>

Begroting 1959

Voor het jaar 1959 is de ontvangst aan contributies geschat op f 9.240,—.

De donaties zijn geraamd op f 2.230,—.

De kosten voor het tijdschrift zijn geraamd op f 6.000,—.

Voor honoraria voor publicaties in het tijdschrift is een bedrag van f 1.200,— uitgetrokken.

Kapitaal N.R.G.

Het kapitaal van het N.R.G. is toegenomen van f 7.146,43 tot f 8.472,83.

Balans per 31 december 1958

<i>Debet</i>		<i>Credit</i>	
Saldo girorekening	f 2.928,58	Kapitaal N.R.G.	f 8.472,83
Saldo bankrekening	„ 9.289,68	Kapitaal U.R.S.I.	„ 3.935,43
Effecten	„ 7.390,—	<i>Nog te betalen:</i>	
P.M. Instrumenten	„ —,—	Rek. tijdschrift	„ 6.000,—
P.M. oude tijdschriften	„ —,—	Res. Jubileum	„ 1.200,—
	<u>f 19.608,26</u>		<u>f 19.608,26</u>

Begroting voor 1959

<i>Inkomsten</i>		<i>Uitgaven</i>	
Contributies	f 9.240,—	Tijdschrift	f 6.000,—
Donaties	„ 2.230,—	Onkosten Bestuur	„ 300,—
Opbr. coupons	„ 250,—	Onkosten Sprekers	„ 400,—
Rente	„ 250,—	Onkosten Red. Commissie	„ 300,—
Nadelig saldo	„ 170,—	Zaalhuur	„ 200,—
		Adm. kosten	„ 300,—
		Klein drukwerk	„ 450,—
		Kosten Opl. V.E.V.	„ 40,—
		Prijzen Wera-fonds	„ 400,—
		Hon. Publ. tijdschrift	„ 1.200,—
		Lunches	„ 300,—
		Excursies	„ 500,—
		Jubileum Fonds	„ 1.000,—
		Diversen	„ 750,—
	<u>f 12.140,—</u>		<u>f 12.140,—</u>

Staat van ontvangsten en uitgaven Examencommissie over 1958

<i>Ontvangsten</i>		<i>Uitgaven</i>	
Examengelden voorjaar	f 20.725,20	Vacatiegelden	f 8.955,—
Examengelden najaar	„ 14.674,75	Reis- en verblijfkosten	„ 6.042,13
Rente spaarbank	„ 440,75	Zaalhuur	„ 2.600,40
Verkoop uitgewerkte examenopgaven	„ 243,75	Verbruiksartikelen	„ 1.234,30
Diversen	„ 86,15	Meubilair, instrumenten, gereedschappen	„ 1.274,69
		Onderhoud idem	„ 947,77
		Drukwerk	„ 923,10
		Porti	„ 653,31
		Telefoon, telegrammen	„ 73,47
		Kantoorbehoeften	„ 374,81
		Samenstellen examen- opgaven	„ 925,—
		Correctiewerk	„ 3.737,50
		Salaris administrateur	„ 2.250,—
		Publicatie examenopgaven	„ 332,85
		Terugbetaling examen- gelden	„ 660,—
		Diversen	„ 208,20
			<u>f 31.192,53</u>
		Voordelig saldo	„ 4.978,07
	<u>f 36.170,60</u>		<u>f 36.170,60</u>

Balans examencommissie per 31 december 1958

<i>Debet</i>		<i>Credit</i>	
Saldo giro	f 2.093,76	Kapitaal	f 19.168,19
„ Nutsspaarbank	„ 14.296,54		
„ kas			
„ (incl. zegels enz.)	„ 147,94		
Instrumenten	„ 158,—		
Meubilair, kantoor- machines	„ 1.821,80		
Gereedschappen	„ 650,15		
	<u>f 19.168,19</u>		<u>f 19.168,19</u>

Nederlands nationaal comité voor de U.R.S.I.*Ontvangsten.*

De donaties hebben evenals het vorig jaar weder f 2.350,— bedragen.

Uitgaven.

De contributie voor de U.R.S.I. bedroeg over de jaren 1957 en 1958 f 3.576,56. Hiervoor was reeds in het jaar 1958 een bedrag van f 1.680,— gereserveerd.

Aan kosten voor vergaderingen werd een bedrag van f 66,99 uitgegeven.

Kapitaal U.R.S.I.

Het kapitaal van de U.R.S.I. is gestegen van f 3.548,98 tot f 3.935,43.

GROUNDWAVE PROPAGATION (MIXED PATH)

In dit artikel, verschenen in No. 1, deel 24, gelieve men de volgende correcties aan te brengen:

Pag. 2: laatste regel: λ in plaats van γ

Pag. 10: 13e regel van boven: his paper i.p.v. this paper.

VOORGESTELDE LEDEN

Ir. T. M. Schuringa, Diependaalselaan 310, Hilversum (P.T.I.).
 Dr. N. C. de Troye, Mecklenburgstraat 5, Aalst (N.Br.) (Philips).
 Ir. M. Weeda, Hagenkampweg 94, Eindhoven (Philips).

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Ir. G. H. P. Alma, Hoge Duinlaan 15, Aalst (N.Br.).
 Ir. L. Blok, Uiverlaan 5, Eindhoven.
 Dr. Ir. S. Duinker, Ansbalduslaan 16, Waalre (N.Br.).
 Ir. M. Polak, „de Valreep”, Berkenlaan 3, Katwijk aan Zee.
 Ir. G. B. Postema, 48 Sloane Drive, Framingham Massachusetts (U.S.A.).

CORRECTIES OP LEDENLIJST 1959

Ir. H. H. van Abbe, Barbarossastraat 68, Nijmegen.
 Ir. J. H. van den Boorn, Karel de Grotelaan 155, Eindhoven.
 Ir. H. G. Bruijning, Beneden Beekloop 54, Geldrop.
 Ir. A. Delsman, Goudsbloemlaan 248, Den Haag.
 Ir. Y. B. F. J. Groeneveld, Diependaalselaan 478, Hilversum.
 Ir. R. Schornagel, Eikenrodelaan 27, Amstelveen.
 W. A. J. M. Zwijsen, Eeuwselstraat 65, Geldrop.

In te voegen:

Ir. F. A. W. van den Burg, van der Lelystraat 51 I, Delft.

NKF



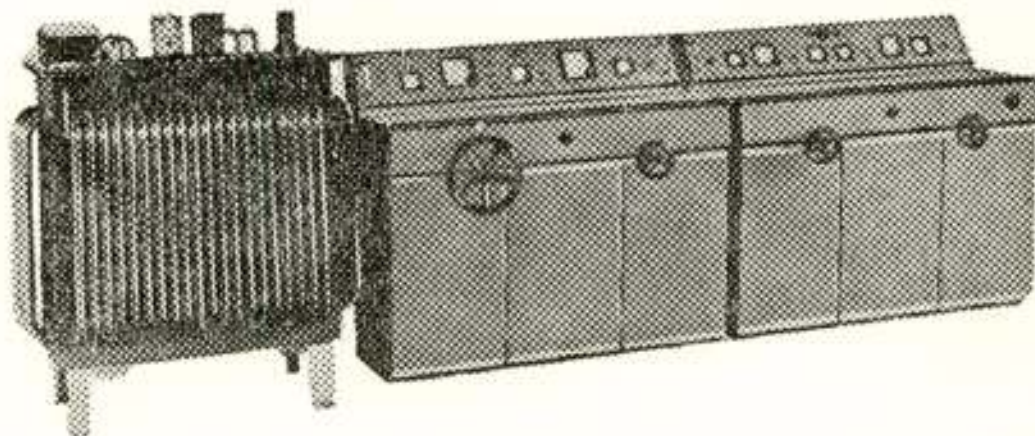
Naast kabels met papierisolatie
vervaardigen wij
kabels met plasticisolatie

N.V. NEDERLANDSCHE KABELFABRIEKEN DELFT

ELECTRO-APPARATEN- EN TRANSFORMATORENFABRIEK JESSE

Gelijkrichters tot 150 kW
Transformatoren
tot 200 kVA – 100 kV
Kabel-isolatie Beproeving-
apparatuur 0-35 kV – 0-80 kV
Isolatiemeters 0,5-1000 M Ω
500-5000 V
Hoogfrequent-generatoren
tot 30 kW
Transductoren

LEIDEN
Ververstraat 8 Tel. 20380



0-6000 A gelijkrichter – 0 1800 V gelijkrichter met schakel- en meetlessenaars Bestemd voor elektrische locomotievenwerkplaats



UNITRAN N.V.

WEESP. tel. 2808 (02940)

ELECTRONISCHE TELLERS, TIMERS, PRINTERS, TIJDRELAIS.
ELECTRONISCHE EN MAGNETISCHE VERSTERKERS.
FOTO-ELECTRISCHE RELAIS. RADIO-ACTIVITEITS-METERS.