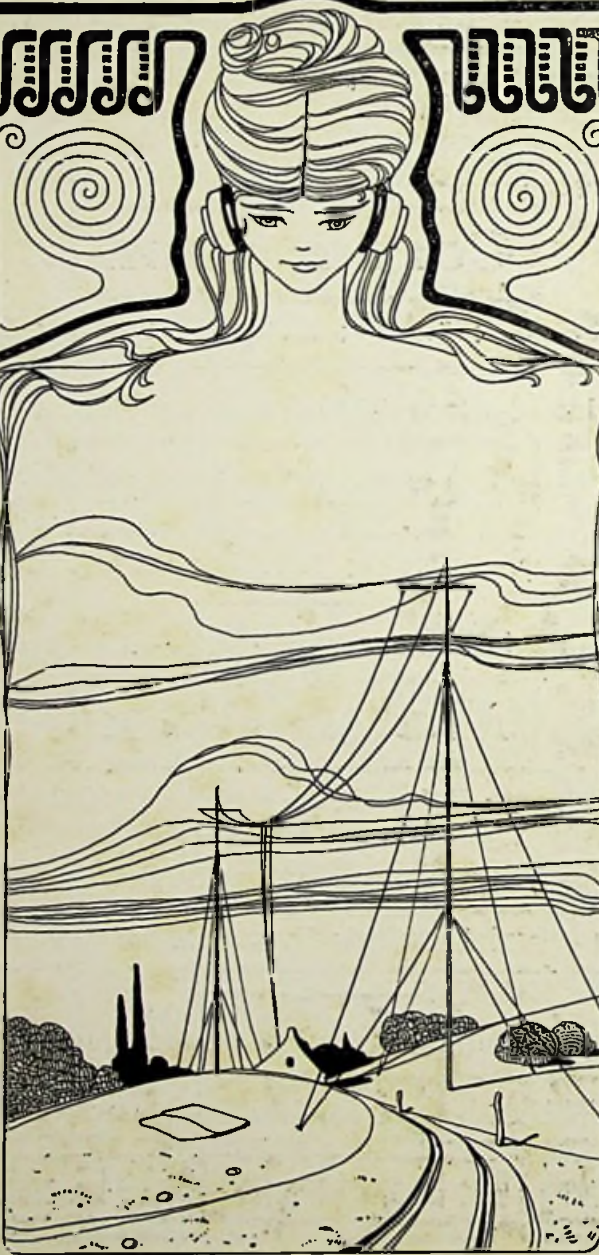


# RADIO-NIEUWS



ORGAAN van de  
NED. VER. voor RADIOTELEGRAFIE.

NAAMLooZE VENNOOTSCHAP

# „IDZERDA-RADIO”

DEN HAAG -- BEUKSTRAAT 10 -- TELEFOON 32584

Gehoorzaal 2—6 en 8—10 uur

Standaard-Radio-Ontvangtoestellen

## Coronaphon

typen: 1.1.1. ÷ 1.1.2 ÷ 2.1.2 ÷ 2.1.3 ÷ 3.1.3.

Standaard-Microphon-Gramophon-Versterkers

## Magnaphon

typen: 2.10 ÷ 1.2.10 ÷ 4.25.

Standaard-Electro-dynamische Luidsprekers

## Magnavox

typen: M 7 — R 4 — R 80 — R 500

Standaard-Meetinstallaties

Golfmeters

Capaciteitsmeters

Zelfinductiemeters

Decrementmeters

Standaard-Radio-Onderdeelen

H.F. Smoorspoelen

H.F. Koppелеlementen

Coronaspoelen

Trekstaven

Detector potentiometers

Geijkte L.F. zelfinducties

Toonfilters

Bandfilters

Corona-Koppelspoeltjes

Raamantennes

Weston-meters

Zenith-weerstand

# Radio-Nieuws.

ORGAAN VAN DE NED. VER.

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



VOOR RADIO-TELEGRAFIE.

Uitgever: N. VEENSTRA,  
LAAN VAN MEERDERVOORT 30,  
DEN HAAG, Tel. 32112.

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

INHOUD: Trans-Oceanisch verkeer met korte golven. — Gerichte antennesystemen voor korte golven. — Verenigingsnieuws.

## Trans-Oceanisch verkeer met korte golven.

Bewerkt door A. J. VAN GILSE.

Onder dezen titel heeft Prof. H. Rukop te Keulen in „Die Naturwissenschaften” van 9 November 1928 een uitvoerige studie gepubliceerd, waarin de nieuwste inzichten omtrent de voortplanting van korte en lange golven in verband met den invloed der Heaviside-laag worden uiteen gezet. Het lijkt ons van belang, daarvan hier een samenvattende vertaling te geven, vooral wegens het verschil dezer nieuwere voorstellingen met de in ons Mei No. door Prof. Palmans gepubliceerde. (Red.)

### I. Het ontstaan van de kortegolf techniek.

Vaak genoeg ziet men in de techniek, dat een verschijnsel of uitvinding tientallen jaren onbenut blijft, om dan plotseling door het ontstaan van nieuwe hulpmiddelen of door een bepaalde behoefte van groot belang te worden. Dikwijls is het ook de algemeen geldende wet van de traagheid, die, hoewel de techniek zich reeds op een zoodanige hoogte bevindt, dat zij ervan gebruik zou kunnen maken, de invoering verhindert. Anders weer is het gesteld met den nu nog jongsten, doch buitengewoon belangrijken tak van de berichtoverbrenging, n.l. het transoceanisch telegraafverkeer met korte golven. Want hier waren reeds jaren de hulpmiddelen aanwezig, en ook de behoefte bestond; slechts het inzicht ontbrak.

Zelfs was men er in het algemeen van overtuigd, dat de korte golven geen voordeelen hadden.

Als draadlooze telegrafie met korte golven moet worden beschouwd het gebruik van golven tusschen ongeveer 50 meter en 10 meter, of wel: frequenties tusschen 6 en 30 miljoen Hertz. Het merkwaardige is, dat de grootste afstanden op aarde alleen met deze golflengten kunnen worden bereikt, terwijl men tot nu toe ervan overtuigd was, dat de Austen-Cohen (1) formule de te bereiken afstanden vrij nauwkeurig aangaf, waaruit volgde, dat voor de grootste afstanden op aarde golflengten van 10.000 tot 30.000 meter of 30.000 tot 10.000 Hertz noodig waren. Ook duidde deze formule erop, dat bij golflengten van 50 tot 10 meter, op afstanden van b.v. 10.000 km, geen spoor van ontvangenergie aan te toonen zou zijn. In werkelijkheid geven echter bepaalde korte golflengten op de grootste afstanden een veldintensiteit, welke ongeveer  $10^{100}$  maal zo groot is als de Austen-Cohen formule deed verwachten.

Door de toevallige omstandigheid, dat aan de amateurs in de Vereenigde Staten op hun verzoek om een plaats in het golfspectrum, slechts deze allerkortste golven en dus eigenlijk het uitschot en de afval van de draadlooze telegrafie, kon worden toegewezen, werd de nu zoo buitengewoon gewichtige ontdekking gedaan. Want het bleek mogelijk met slechts weinige watts zendenergie afstanden van Amerika naar Europa te overbruggen, d.w.z. 5000 tot 6000 km, een resultaat dat voordien op geen andere golf ook maar bij benadering bereikt was. En omdat de groote zendstations van de wereld in dien tijd de afstanden van meer dan 10.000 km niet met zekerheid konden overwinnen, doch slechts op goede dagen, gedurende eenige uren, verkeer onderhielden, wendde de hoogfrequent-techniek zich met groote belangstelling tot het verschijnsel van de korte golven. Dit had tot gevolg, dat de eigenlijke ontdekker van het verschijnsel niet aan te wijzen is.

Het is duidelijk, dat frequenties of golven van deze orde slechts met lampzenders te bereiken zijn, en inderdaad ontstond hierdoor een nieuwe fase in de ontwikkeling van de lampzenders, waarover later meer gezegd zal worden. De vervaardiging van speciale zenders had het bereiken van enorme afstanden ten gevolge, tot 100.000 km toe, d.w.z. eenige malen om de aarde heen, waarover ook later meer. Eerst zullen de belangwekkende wetten, die, in afwijking van de Austen-Cohen formule, voor de korte golven gelden, behandeld worden.

## II. De karakteristieke eigenschappen van de korte golven.

Uit de verschijnselen, die zich bij korte golven voordeden, kon reeds spoedig een theorie opgesteld worden, en wel door het optreden van de z.g. stille zône. Bij golven beneden de 40 meter komt het n.l. voor, dat de veldintensiteit, die eerst in de nabijheid van den zender belangrijk afneemt, plotseling weer toeneemt, naarmate men zich verder verwijderd, om dan over groote afstanden betrekkelijk constant te blijven. In de tusschenezône verdwijnt de ontvangst meestal zoo volledig, dat men van een stille zône kan spreken. Voor dit weer toenemen van de veldintensiteit op groteren afstand is eigenlijk maar één aannemelijke verklaring te vinden, en wel de terugkeer van stralingsenergie uit hoogere atmosferische lagen. Deze theorie kon zich spoedig vormen en vasten voet verkrijgen, omdat in vakkringen de hypothese van Oliver Heaviside (2) bekend was, die aannam, dat zich in de hoogere luchtlagen een geleidende laag vormde, ten gevolge van ionisatie, en die de van de aarde komende golfstralen weer terugkaatste. Men heeft ook steeds aan het bestaan van deze Heaviside-laag geloofd, omdat hierin de verklaring lag van het feit, dat de ontvangintensiteit van de lange golven grooter is, dan men zou kunnen verklaren uit de voortplanting van de electromagnetische golven langs het geweldige aardoppervlak, zonder met de atmosfeer rekening te houden. Ook had men in de laatste jaren met omroepzenders, bij golven van eenige honderden meters, verschijnselen waargenomen, welke het bestaan van de Heaviside-laag aannemelijk maakten.

Een andere opvallende eigenschap van de korte golven viel ook spoedig op, n.l. de noodzakelijkheid om verschillende golven te gebruiken voor dag- en voor nachtverkeer, iets wat bij lange golven niet voorkwam. De gunstigste golven voor dagverkeer bleken belangrijk korter te zijn dan die voor nachtverkeer, en wel in de verhouding van 1 : 2.

Een derde verschijnsel, n.l. dat van de sluiering, is weliswaar opvallend, doch niet kenmerkend, daar de kortere omroepgolven dit ook vertoonen.

Op deze verschijnselen kon men een globale theorie baseeren, doch een nauwgezette mathematische behandeling was noodig om een en ander ook kwantitatief bij benadering te kunnen verklaren.

## III. De theorie van het kortegolfverschijnsel.

Wat aangaat de eerste theorieën (3) en resultaten, dienen te worden genoemd de oudere werken van W. H. Eccles en van J.

Salpeter (4). Een meer speciale behandeling geschiedde door J. Larmor (5), verder door H. Lassen (6), W. C. Baker en C. W. Rice (7). Een werkelijk afgeronde en uitgebreide theorie van het kortegolfverschijnsel, die een zeer bevredigende en met alle tot nog toe experimenteel gevonden verschijnselen overeenkomende verklaring geeft, is die van H. Lassen (6) en K. Försterling (8). Aan de hand hiervan zal een uitlegging van het kortegolfverschijnsel gegeven worden.

*A. De electromagnetische voortplanting in een geleidend medium.*

De toepassing van de electromagnetische voortplantingsvergelijkingen op de atmosferische omhulling van de aarde met inachtneming van de samenstelling, den druk, de temperatuur en de ionisatie (over den invloed van het magnetische veld van de aarde zal later gesproken worden), moet voor de verschillende golflengten een bepaalden stralenweg geven. De juistheid van de uitkomst hangt af van de juistheid van de aangenomen gegevens, welke men omtrent de bovenatmosfeer verkrijgen kan. De hier het meest van belang zijnde faktor is het geleidings-vermogen.

Hiervoor zijn twee mogelijke oorzaken, n.l. ten eerste de ionisatie door het zonlicht, dat een zeer korte golflengte heeft en ten tweede de door de zonnevlekken uitgestooten electronen. Terwijl de tweede oorzaak een totaal onzekere grootheid is, kan de tweede met eenige juistheid bepaald worden, daar men hierbij van meetresultaten gebruik kan maken. P. Renard en C. Ramsauer (9) hebben de absorptie van ultraviolet licht in gassen onderzocht. Maar zelfs zonder een nauwkeurige opgave van getallen voor de absorptie van de verschillende golflengten van de ioniseerend werkende zonneuitstraling is het reeds duidelijk, dat in een laag van vele km dik, absorptie van de werkzame stralen moet plaatsvinden, zoodat de stralingsintensiteit, beschouwd in loodrechte richting op het aardoppervlak, een verloop moet hebben ongeveer volgens fig. I kromme I.

Daardoor heeft de Heaviside-laag, op dezelfde wijze beschouwd, (fig. I kromme II) een van 0 af (punt 0) gestadig aangroeiend, dan door een maximum  $M$  gaand en boven bij  $Z$  weer tot 0 verminderend geleidingsvermogen, ook al kan men de hoogte, dikte en concentratie van de laag niet zonder meer in getallen aangeven. De wijze van voortplanting kan nu op de volgende wijze verklaard worden.

Door het geleidend vermogen verkrijgt men ter eene zijde een veranderde voortplantingssnelheid, ter andere zijde een absorptie. In de theorie van de electromagnetische voortplanting wordt dit

aangeduid door den complexen brekingsindex. De voortplanting en de breking, d.w.z. het reële deel van den index, wordt voornamelijk bepaald door de wijze waarop de ionen het elektrisch wisselveld volgen, en de absorptie, het imaginaire deel, door de

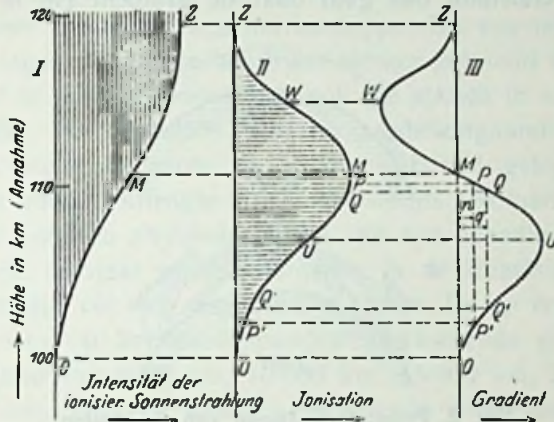


Fig. 1. Gegevens over de Heaviside-laag (schattingen).

botsing van de ionen met neutrale moleculen. Om zoo te zeggen heeft men dus een verliesvrije geleiding en eene die wel met verliezen gepaard gaat, naast elkaar. Een verhoogd geleidingsvermogen veroorzaakt een vermindering van den brekingsindex en daardoor een verhooging van de voortplantingssnelheid. Hieruit volgt, dat indien de straal onder een hoek de Heaviside-laag ingaat, deze gestadig gebroken wordt, waardoor een kromming in de baan ontstaat en deze invloed is het kleinst bij de kortste golven en neemt met de golflengte toe.

### B. De baan van stralen, die groote afstanden afleggen.

Een straal, die op aarde een grooten afstand aflegt, verloopt principieel als in fig. 2 I is aangegeven. Ten opzichte van zenden ontvangerstation symmetrisch, treden bij K 1 en K 2, die in de Heaviside-laag H liggen, belangrijke krommingen op. Het deel tusschen K 1 en K 2 loopt in de Heaviside-laag en volgt bijna de kromming der aarde (zie onder) en wel moet, om tot deze kromming te komen, een zône doorloopen worden, waarin de voor de bepaalde golflengte of frequentie benoodigde gradienten van geleidingsvermogen aanwezig zijn. Want slechts de gradient, d.w.z. de verandering van het geleidingsvermogen t.o.v. de hoogte geeft van oogenblik tot oogenblik de mate van de kromming aan. Fig. 1 geeft in kromme III den gradient aan van de kromme II, dus ook

het differentiaalquotient van de hoeveelheid ionen t.o.v. de hoogte. De bult in kromme III rechts van de middellijn (0 tot M) geeft een toename van de ionendichtheid aan en de bult naar links (MZ) de afname MZ in kromme II. Bij M verloopt de ionendichtheid t.o.v. de hoogte constant, dus gaat daar de gradient (M in III) door

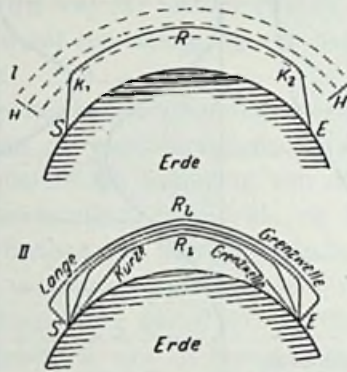


Fig. 2. Principieele banen van de stralen.

de nullijn. Maxima van den gradient treden op in U en in W, in U een der toename en in W een der afname. Daar nu de golfstraal steeds naar onder gekromd moet zijn, om den grooten afstand op aarde te bereiken, (fig. 2 I), moeten alleen zônes met toenemenden gradient, dus tusschen 0 en M doorloopen worden, maar de hoogte M mag niet geheel bereikt worden omdat van hier af de kromming naar boven gericht zou zijn en dus van de aarde af. Tusschen 0 en M moet slechts de zône doorloopen worden, die den geschikten gradient biedt. Is hiertoe b.v. de gradient  $p$  nodig, dan blijkt het, dat de straal zich zoowel in de zône P als in de zône  $P^1$  kan bewegen. Het is niet moeilijk te bewijzen, dat alleen de zône P in aanmerking komt. Opdat namelijk de straal gaan kan in een zône, overeenkomende met de kromming van het aardoppervlak, moet, komende van de aarde, eerst een grootere kromming, (K 1 in fig. 2 I) doorloopen worden, d.w.z. een zône van grooteren gradient gepasseerd zijn. Dit nu gaat op voor P, doch niet voor  $P^1$ . Vandaar dat alle zônes waarin de grootste afstanden afgelegd worden, gelegen zijn tusschen U en M. Echter dient te worden opgemerkt, dat zulk een golfstraal in het stuk van de baan, dat in de Heaviside-laag ligt, nimmer geheel evenwijdig aan de niveaувlakken daarvan loopt, en dus niet volkomen een zône van gelijken gradient volgen kan, daar het anders niet mogelijk zou zijn, de krommingen K 1 en K 2, fig. 2 I, te verkrijgen. De straal moet in het midden van de baan een hoogtemaximum be-



reiken (R in fig. 2 I), waar volgens R. Gans (10) totale reflexie optreedt.

In de geheele eerste helft van de baan in de Heaviside-laag (K 1 R) stijgt de straal, zij het zeer zwak, en in de tweede helft (R K 2) daalt hij. Er volgt dus uit, dat de straal niet precies in de zône loopt, die hem evenwijdig aan het aardoppervlak zou leiden, doch een weinig lager, zoodat de baan wat sterker gekromd is. Om het geheel goed te overzien, moet men ook die stralen in aanmerking nemen, welke, van hetzelfde punt op aarde uitgaande, op verschillende punten op aarde op grooten afstand gelegen, neerkomen. Van iedere golflengte is n.l. niet slechts een mathematische straal, doch ook een physische straal van een bepaalden, kleinen openingshoek, in staat groote afstanden in de Heaviside-laag af te leggen, en dus ver weg weer neer te komen. De op verschillende afstanden weer op het aardoppervlak neerkomende golven, b.v. op een afstand van 5000 km, 10.000 km, 15.000 km, 20.000 km, moeten op onderling een weinig verschillende wijze van den zender vertrokken zijn, en wel ongeveer zooals fig. 3 aangeeft. De daar geteekende, van S uitgaande stralen 1—5 stijgen tot het midden van hun baan M 1, M 2, enz. en dalen dan weer. De straal die den grootsten afstand bereikt, klimt over de anderen heen.

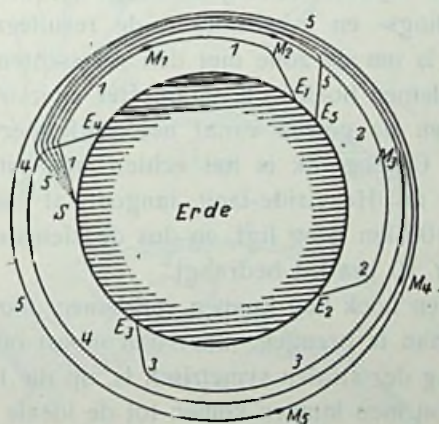


Fig. 3. Banen van de stralen voor verschillende afstanden, doch met dezelfde golflengte.

De hoeken en hoogten in fig. 3 zijn sterk overdreven; in werkelijkheid speelt zich alles in een smalle zône af.

Beschouwt men den gang van de stralen voor groote afstanden, dan moet men in het oog houden, dat dezelfde gradient de baan van de kortere golf en dus de hogere frequentie, minder kromt

dan die van de langere golf, zoodat de kortere golf een zône van grooteren gradient noodig heeft dan de langere. Dus zou een kortere golf, die b.v. den gradient  $q$  noodig heeft, in  $Q$  moeten loopen (en niet in  $Q^1$ ). De banen van de langere golven liggen dus boven die van de kortere, zooals fig. 2 II laat zien.

### C. *De grensgolven.*

Er is slechts een kleine groep van werkzame golven. De banen van hun stralen tusschen S en E liggen zooals fig. 2 II het aangeeft. Het vraagstuk van de grensgolven hangt ten nauwste samen met den invalshoek in de Heaviside-laag en dus den uitstralingshoek vanuit de aarde. Uit het feit, dat iedere straal in een bepaalde zône onder een zeer geringen hoek met de hartlijn van die zône moet loopen, zooals b.v. in  $Q$  in fig. 1 III, en dus de daaronderliggende zônes 0 tot  $Q$  gepasseerd moeten zijn, volgt, dat een zekere invalshoek bij het binnentreden van de Heaviside-laag noodig is, die ten gevolge van de met de golflengte toenemende kromming, bij de langste golven een bijna loodrecht binnentreden in de Heaviside-laag vereischt, daarentegen bij de kortste golven dit onder een zoo klein mogelijken hoek moet doen. Uit deze voorwaarden volgen een lange en een korte grensgolf. De korte grensgolf is daardoor bepaald, dat bij de hooge frequenties zelfs bij de kleinste uitstralings- en invalshoeken de resulterende kromming niet voldoende is om de zône met den vereichten gradient onder een voldoende kleinen hoek in te gaan. Het uiterste, wat men doen kan, is, dat men de golven vanaf het aardoppervlak horizontaal laat uitstralen. Onmogelijk is het echter, om, uitgaande van het aardoppervlak, de Heaviside-laag tangentiaal binnen te treden, daar deze ca. 100 km hoog ligt, en dus de kleinste invalshoek nog steeds ongeveer 10 graden bedraagt.

Men zou dezen hoek nog kunnen verkleinen door den zender op groote hoogte aan te brengen, maar dan moest ook de ontvanger, doordat de gang der stralen symetrisch is, op die hoogte opgesteld worden. Dan zou men kunnen komen tot de ideale korte grensgolf, welke zich nog zou voortplanten in de zône U, en die, volgens de ons bekende waarden aangaande de Heaviside-laag, ongeveer 3—4 meter zou bedragen en waarvoor de zender en de ontvanger direct in deze zône en dus op 100 km boven de aarde zouden moeten worden opgesteld. Voor zenden en ontvangen aan de aardoppervlakte is er natuurlijk een praktisch kortste grensgolf, die ook langer is dan de ideale, en dus ook niet in de zône U, maar b.v. in  $Q$  loopt. De baan van deze kortste golf voor het aardopper-

vlak is in fig. 2 II als kortste grensgolf aangegeven. Men ziet daar tangentiale uitstraling vanaf het aardoppervlak geteekend.

Verder heeft men een lange grensgolf, die daardoor is bepaald, dat de breking eindelijk zoo sterk wordt, dat zelfs bij bijna loodrechten invalshoek, de golfstraal te sterk gebogen wordt om de vereischte zône, b.v. P, te bereiken en dan bijna dadelijk weer naar de aarde teruggebogen wordt. De straal van de golf, welke bij een bijna loodrechten invalshoek de zône nog juist kan bereiken, is in fig. 2 II de lange grensgolf genoemd. De tusschen de beide grensgolven in liggende zendgolven vereischen, zooals uit fig. 2 II blijkt, een scheeven hoek van uitstraling t.o.v. het aardoppervlak.

#### D. Totale gang van de stralen.

Normaal gaan van den zender bij iedere golflengte stralen uit naar alle richtingen, en het is van belang, niet slechts den smallen, voor den grootsten afstand bestemden, bundel te beschouwen, doch ook de banen van de overige stralen tusschen de uitstralingshoeken 0 tot 90 graden te bezien. Men kan hier de drie bovenbehandelde gevallen onderscheiden n.l. ten eerste de kortste grensgolf, ten tweede de langste grensgolf en ten derde de daartusschenliggende golven. Bij de kortste golf, en dus de hoogste frequentie

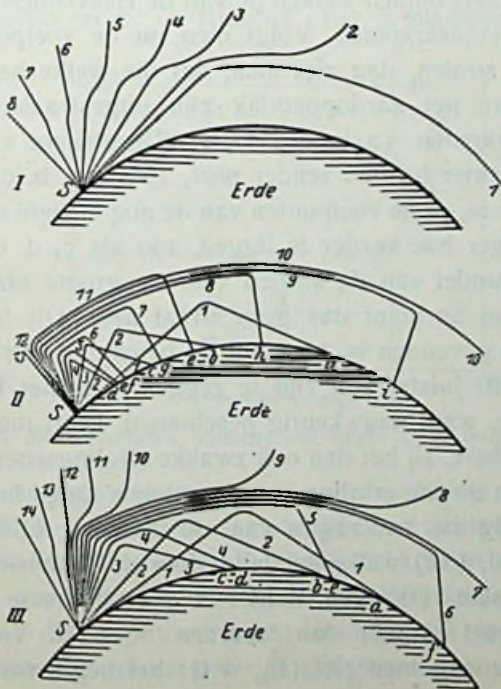


Fig. 4. De indirecte zône het verst van den zender verwijderd.

is de toestand als in fig. 4 I, n.l. de vlak uitgestraalden kunnen nog juist in de Heaviside-laag een langen weg afleggen doch de steiler uitgestraalden (2, 3, 4, 5, enz.) verkrijgen niet voldoende kromming. Zij dringen dus door de Heaviside-laag heen, en zijn voor de aarde verloren.

Voor den golfstraal aan de langegolf-zijde heeft men den eisch van den bijna loodrechten inval in de Heaviside-laag, zooals reeds boven vermeld is. (fig. 4 II). De golfstralen, die onder een geringeren hoek invallen, (1—9), worden dan snel weer naar de aarde toe gebogen en kunnen dus geen langen weg afleggen. Interessant is het beeld voor een van de tusschenliggende golflengten. Het blijkt n.l., dat ook hier een bepaalde gemiddelde hoek noodig is voor de uitstraling van den werkzamen bundel (7 in fig. 4 III). De stralen, die steiler uitgestraald worden, (8—10) gaan dan door de Heaviside-laag heen verloren, terwijl de vlakker uitgestraalden te snel naar de aarde terugkeeren. (1—6).

#### *E. De indirecte zône en de stille zône.*

Interessant is de plaats, waar de zoo juist genoemde stralen neerkomen. Er is voor iedere golflengte een bepaalde afstand, vanaf den zender, binnen welken de van de Heaviside-laag komende golfstralen niet neerkomen. Volgt men nu de voetpunten van de neerkomende stralen, dan ziet men, dat die welke het vlakst, dus evenwijdig aan het aardoppervlak zijn uitgestraald, betrekkelijk ver weer neerkomen. (a in fig. 4 III). De steilere stralen komen dan steeds dicht bij den zender neer, zooals a, b, c. Bij c treedt een ommekeer in, en de voetpunten van de nog steilere stralen komen weer hoe langer hoe verder te liggen, zoo als c, d, e, f, en gaan dan in den bundel van de stralen voor de groote afstanden over. In den afstand Sc komt dus geen straal neer. Dit feit, dat eerst experimenteel gevonden is, heeft tot de benaming van „stille zône” voor Sc geleid. Juister zou zijn te zeggen: c is het begin van de indirecte zône, want nauwkeurig beschouwd, heeft men in de zône Sc ook een zekere; zij het dan ook zwakke stralingsenergie (11), die eenerzijds van directe straling van de antenne langs het aardoppervlak afkomstig is, anderzijds van de zwakke reflexie van den tweeden graad, (12) welke de steile, door de Heaviside-laag heen-dringende stralen verkrijgen. Echter is in de indirecte zône de ontvangsterkte veel grooter dan tusschen S en C. Voor de lange grensgolf is, zooals men ziet (fig. 4 II) het begin van de indirecte zône zoo dicht bij den zender, dat er practisch geen stille zône

is. Bij de kortste golflengte (fig. 4 I) is de indirecte zône het verst van den zender verwijderd.

*F. De hoogte van de Heaviside-laag.*

Om tot een quantitative berekening van de golflengten te kunnen overgaan, moeten bepaalde constanten van de Heaviside-laag worden ingevoerd. Hiertoe moet men de volgende waarden kennen:

1. De hoogte van de Heaviside-laag boven de aarde.
2. De samenstelling van de lucht op deze hoogte en daaruit de soort van ionen.
3. De ionenconcentratie in de dichtste laag.
4. De splitsings- en hereenigingsconstanten, d.w.z. de afwisseling van de ionenconcentratie tusschen grootste concentratie (daglicht) en kleinste (nacht).

De hoogte, waarop de Heaviside-laag zich bevindt, kan uit talrijke factoren bepaald worden. Men komt dan tot een hoogte van ongeveer 100 km en meer. Deze waarde wordt bevestigd door vele experimenteele onderzoekingen. Een goed uitgangspunt voor de berekeningen is de in de praktijk te bepalen grootste afstand tot het begin van de indirecte zône, die doet zien, dat er een bepaalde verhouding bestaat tot de golflengte, zooals meer speciaal door A. Hoyt Taylor en E. O. Hulburt (13) is waargenomen (fig. 5).

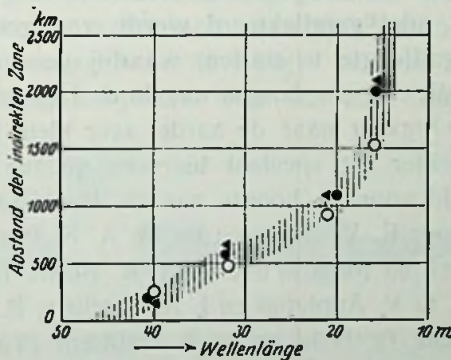


Fig. 5. Meetresultaten omtrent het begin v. d. indirecte zône.

Het begin van de indirecte zône is van de kleinste waarden af (G. Breit en M. A. Tuve (14) namen indirecte straling van boven af reeds op 20 km afstand waar) en bij de kortste golven reeds op even meer dan 2000 km, neem aan na 2500 km, goed te volgen. Daarna valt dit beginpunt haast onmiddellijk in het oneindige, d.w.z. nog kortere golven geven in het geheel geen ontvangst meer. Nu kan men uit fig. 4 verwachten, dat de ligging van het begin

van de indirecte zône, de allerkortste golven buiten beschouwing gelaten, voldoen zal aan een eenvoudige wet, totdat de uitgezonden en de gereflecteerde straal eindelijk parallel aan het aardoppervlak gaan verlopen en dus twee tangenten aan de aardbol-doorsnede ontstaan, die elkaar in de Heaviside-laag snijden. (fig. 6). Rekent

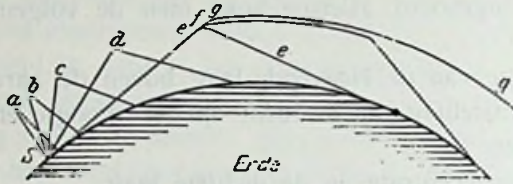


Fig. 6. Indirecte zône bij verschillende golflengten.

men nu, gebruik makende van deze waarden van 2000—2500 km voor den afstand SE de hoogte van de Heaviside-laag uit, dan blijkt deze ongeveer 100 km te zijn. Men zou niet zonder meer kunnen aannemen, dat er een zoo duidelijke grens was voor het begin van de indirecte zône, want de straal van de werkelijke grensgolf zou eigenlijk een belangrijken weg door de Heaviside-laag moeten afleggen alvorens weer op de aarde terug te keeren. In werkelijkheid onttrekt dit zich aan de waarneming, omdat het verschil in golflengte tusschen den straal, die bij horizontale uitstraling vanaf den zender reeds de Heaviside-laag doorbreekt en die, welke nog juist gereflekteerd wordt, zoo gering is, dat de kans om een golflengte te treffen, waarbij geen directe reflexie optreedt, maar die nog een langen weg in de Heaviside-laag aflegt, gevolgd door terugkeer naar de aarde, zeer klein is.

Men heeft echter uit speciaal hiervoor gedane metingen nog waarden bepaald voor de hoogte van de Heaviside-laag, en wel is dit gedaan door E. V. Appleton en M. A. F. Barnett (15), verder door G. Breit en M. A. Tuve (14), R. Bown, D. L. K. Martin en R. K. Potter, E. V. Appleton en I. A. Ratcliffe, R. L. Smith-Rose en R. H. Barfield, O. Dahl en L. A. Gebhard (16). De eerstgenoemden (15) gebruikten een interferentiestreepen-methode bij veranderde golflengte. Alle anderen (16) gebruikten een ongeveer gelijke methode. Door een zender werden korte impulsen uitgezonden op golflengten tusschen 50 en eenige honderden meters en op korten afstand daarvandaan werd met een oscillograaf de aankomst van de impulssignalen geregistreerd. Hierbij kreeg men in plaats van één impuls, (fig. 7 I), twee kort op elkaar volgende oscillatorstreepen (fig. 7 II), waarvan de eerste zijn oorzaak vindt in de oppervlaktegolf en de tweede verwekt wordt door de van de

bovenlaag terugkeerende golf. Uit het verschil in den tijd van aankomst van de beide impulsen is de hoogte van de reflecteerende laag te bepalen. Bij deze metingen werden verschillende hoogten gevonden, en wel in het algemeen omstreeks 100 km met afwijkingen tusschen 80 en 200 km. Bij sommige metingen meende men

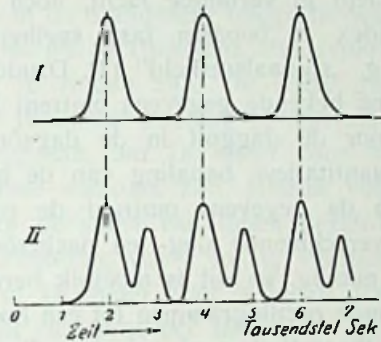


Fig. 7. Tijden van ontvangst van directe en indirecte teekens.

zelfs te kunnen vaststellen, dat kort voor zonsopgang de Heaviside-laag tot op 600 km omhoog ging. Er zijn hier echter onnauwkeurigheden mogelijk, en wel door de verminderde voortplantingsnelheid in de reflecteerende laag, waardoor te groote waarden voor de hoogte van de Heaviside-laag gevonden werden.

Ook uit andere zeer interessante verschijnselen kan men gevolgtrekkingen maken aangaande de hoogte van de Heaviside-laag. Fig. 8 geeft een signaalopname weer van de „Transradio-Gesell-

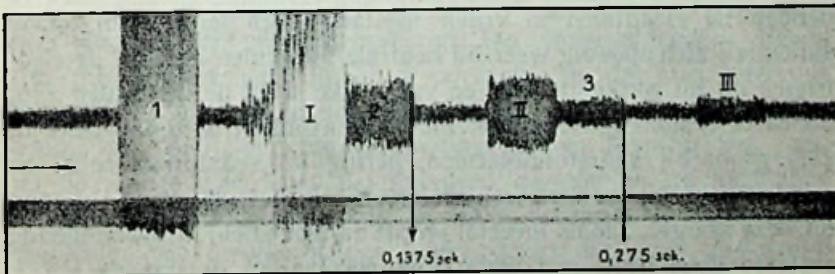


Fig. 8. Meermalen ontvangen teekens.

schaft" (17) in Nauen-Geltow van een uit Rio de Janeiro op de 15 meter golf uitgezonden groep van teekens, die driemaal achtereen ontvangen werden. Men onderscheidt onder andere:

- 1 en I normale indirecte teekens (afstand ongeveer 10.000 km);
- 2 en II dezelfde teekens nadat zij eenmaal om de aarde heen gegaan zijn (afstand ongeveer 45.000 km);

3 en III dezelfde teekens nadat zij tweemaal om de aarde gegaan zijn (afstand ongeveer 90.000 km).

Uit den tijd, noodig om eenmaal geheel rondom de aarde te gaan (in fig. 8 is  $t = 0,1375$ ), kan de hoogte van de Heaviside-laag berekend worden. Men moet hierbij echter niet de normale voortplantingssnelheid in verdunde lucht, noch de uit den complexen brekingsindex te bepalen fase snelheid in aanmerking nemen, doch de z.g. „signaalsnelheid” (P. Drude, A. Sommerfeld) (18) welke volgens bekende gegevens omtrent ionisatie ongeveer  $0,983 \cdot 10^{10}$  cm voor de daggolf in de dagzône kan bedragen. Helaas is voor quantitative bepaling van de hoogte een groote nauwkeurigheid in de gegevens omtrent de constanten van de ionisatie van de verschillende dag- en nachtzônes die de straal doorloopen moet, noodig, en dit is moeilijk bereikbaar. Men kan uit de bovengenoemde oscillogrammen tot een hoogte van 60—100 km komen. In een theoretisch werk van den allerlaatsten tijd, leidt O. E. Hulbert (19) uit talrijke, van de meteorologie afkomstige constanten af, dat de Heaviside-laag onderhevig is aan sterke veranderingen in hoogte tusschen 100 en 200 km onder den invloed van dag en nacht, jaargetijde, geografische ligging, enz.

#### *G. De fysieke constanten van de Heaviside-laag.*

De onzekerheid betreffende de samenstelling van de lucht in deze laag, de ionisatieconstanten en daaruit resulterende soort van ionen, is zeer groot. De ionisatie der moleculen geschiedt in den vorm van een lichtelectrische electronenemissie. Waarschijnlijk hebben de electronen in vrijen toestand geen lang leven, maar sluiten zij zich spoedig weer bij neutrale moleculen aan. Of de electronen dit nu werkelijk doen en van welke soort de moleculen zijn, daarover bestaat groote onzekerheid. De affiniteit is, zooals bekend, zeer groot bij zuurstofmoleculen, gering bij stikstofmoleculen en middelmatig bij waterstofmoleculen. Nu is het onbekend, of men op deze hoogte, zooals meestal wordt aangenomen, in overwegende mate te doen heeft met waterstofmoleculen, of dat zooals E. O. Hulbert (19) dit aangeeft, de waterstof in vergelijking met de zuurstof nog maar zeer spaarzaam voorkomt. In het eerste geval zou men voornamelijk samenvoeging met de waterstofmoleculen moeten aannemen, in het tweede geval met de zuurstofmoleculen.

En omdat de barometrische formules ook geen zekere aanknopingspunten leveren (b.v. geeft A. Wegener (20) voor 120 km hoogte per kubieken cm ongeveer  $4,8 \cdot 10^{14}$  waterstofmoleculen aan, d.i. een druk van  $1,1 \cdot 10^{-2}$  mm en J. H. Jeans (20) daaren-



tegen slechts  $4,8 \cdot 10^{12}$  of  $1,1 \cdot 10^{-4}$  mm druk), kan men met rekenen alleen niet veel bereiken.

Daarom is het veel beter, een gecombineerde methode te volgen. Men maakt dan gebruik van die constanten van de bovenatmosfeer, waarvan met vrij groote zekerheid kan worden aangenomen, dat zij juist zijn; die, waaromtrent onzekerheid heerscht, bepaalt men met behulp van de in de draadlooze telegrafie waar te nemen korte grensgolven en absorptiecoëfficiënten, die experimenteel met zeer goede benadering te vinden zijn. De korte grensgolf bleek n.l. 's nachts ongeveer tweemaal zoolang te zijn als overdag, en men neemt tegenwoordig aan, dat 18 meter voor 's nachts en 9—10 meter overdag, juiste waarden zijn. Hieruit volgt, dat de ionenconcentratie, indien de soort van ionen dezelfde blijft, van dag tot nacht in de verhouding van 1 tot  $\frac{1}{4}$  veranderen moet. Uit de korte grensgolf van 18 meter voor 's nachts volgt bij berekening een lange grensgolf van ongeveer 100 meter en uit 10 meter voor overdag een lange grensgolf van ongeveer 50 meter. Deze gegevens komen zeer goed met de practische ervaring overeen. Jammer genoeg is het niet mogelijk, de lange grensgolf zoo nauwkeurig vast te stellen als de korte, omdat de golven in de nabijheid van de lange grens zeer sterk geabsorbeerd worden en dus moeilijk waar te nemen zijn.

De absorptie van de verschillende golven is een belangrijk vraagstuk. Volgens de theorie zijn de absorptiecoëfficiënten evenredig met het kwadraat van de golflengte, en neemt dus de verzwakking met toenemende golflengte sterk toe. Hieruit volgt, dat de golven in de nabijheid van de onderste grens het voordeeligste zijn, iets, wat de praktijk bevestigt. De omstandigheden, die de absorptie beheerschen, zijn er de oorzaak van, dat men meervoudige teekens (fig. 8) in hoofdzaak bij daggolven waarneemt. Dit schijnt door het volgende veroorzaakt te worden: bij het gaan om de aarde heen moet de golfstraal de dag en de nachtzône doorloopen. Voor een nachtgolf is nu de absorptie in de dagzône tengevolge van de viervoudige ionenconcentratie reeds zoo groot, dat deze daar geheel vernietigd wordt. Daarentegen wordt de daggolf in de nachtzône geheel niet geabsorbeerd. Alleen lijkt op het eerste gezicht nog eigenaardig, dat voor de korte daggolven de ionisatie in de nachtzône nog groot genoeg is om deze een kromming langs het aardoppervlak te geven, omdat deze daggolf reeds ver voorbij het gebied van de kortste nachtgolf ligt. Dit is echter niet met elkaar in tegenspraak, omdat de ionisatie in de nachtzône nog altijd voldoende is om ook de kortste daggolf een baan parallel

aan het aardoppervlak te doen doorloopen; slechts voor het neerbuigen van den straal zou een hoogere ionenconcentratie noodig zijn, zoodat, niettegenstaande het passeeren van de nachtzône, de daggolf daardoor niet naar de aarde teruggebogen wordt.

Men kan nu gemakkelijk quantitative waarden van de absorptie bepalen, en wel uit de verhouding van de electriche veldsterkten op verschillende afstanden van den zender. Uitstekende metingen hiervan hebben wij in de fotografien van de meervoudige teekens (fig. 8). Hieruit ziet men dat  $A_2 : A_1$  globaal 1 : 3 is, voor een afstand van eigenlijk 40.000 km. Voldoende is echter om met 20.000 km te rekenen, omdat de absorptie in de nachtzône belangrijk geringer is dan in de dagzône.

Uit de vergelijking voor de ruimtedemping

$$A_2 = A_1 e^{-kx}$$

volgt bij tevoren genoemde waarden, voor  $k \leq 10^{-9}$  bij de golf van 15 meter in de dagzône. Daar men zoo een aantal gegevens uit de practijk heeft, kan door terugrekenen getracht worden meer te weten te komen omtrent de Heaviside-laag. Uit de theoretische afleidingen van H. Lassen en K. Försterling, die geheel op de electromagnetische voortplantingswetten en op de kinetische gas-theorie berusten, kan men, als de hoogte van de Heaviside-laag op ca. 120 km bepaald is, door experimenteele onderzoekingen het volgende vaststellen.

Laat hierbij zijn:

$\gamma$  de grootste, van het aardoppervlak uit te bereiken invalshoek in de Heaviside-laag.

$N_0$  het aantal ionen overdag in de zône van de sterkste concentratie van de Heaviside-laag.

$N$  de concentratie 's nachts.

$e^1$  de waarde van de electriche lading.

$m$  de massa van een ion.

$\omega$  de cirkelfrequentie ( $2\pi \times$  het periodental).

$\omega_0$  de cirkelfrequentie van de korte grensgolf.

$S$  het aantal botsingen van de ionen.

$p$  de druk in mm. kwik.

$a$  de coëfficiënt van de hereeniging van de ionen.

$A_1, A_2$ , de amplituden van de electriche veldsterkte.

$k$  de coëfficiënt van de ruimtedemping van de energie.

$t$  de tijd in sec.

$x$  de afstand in cm.

$e$  het grondtal van de natuurlijke logaritmen.

Voor de afhankelijkheid van ionisatie, desionisatie en grensgolf-lengte bestaan principieel een aantal mogelijkheden. Door de kennis omtrent een aantal wetten — mogelijk is dit echter slechts vermeende kennis — zijn de vele mogelijkheden tot op een paar te reduceeren. De bovenbedoelde wetten zijn: Waterstof wordt door licht-electrische inwerking niet geioniseerd, alleen bij stikstof en zuurstof gebeurt dit. Electronen voegen zich alleen bij waterstof en zuurstof en niet bij stikstof. Het stikstofgehalte is op de betreffende hoogte ongeveer  $50 \times$  zoo groot als het zuurstofgehalte. Het waterstofgehalte ten opzichte hiervan is vrijwel onbekend.

Hieronder volgt eerst voor de overgebleven mogelijkheden een grondindeeling, en wel volgens de soorten van ionen welke bij de straalbreking werkzaam zijn. Deze indeeling geldt ook voor de daaronder volgende tabel:

- I. Overdag electronen, 's nachts electronen,
  - a) die zich aansluiten bij waterstof,
  - b) bij zuurstof;
- II. Overdag electronen, 's nachts ionen,
  - a) waterstofionen,
  - b) zuurstofionen;
- III. Overdag ionen, 's nachts ionen,
  - a) waterstofionen,
  - b) zuurstofionen.

Bij alle mogelijkheden moet worden aangenomen, dat de primaire ionisatie bij stikstof of zuurstofmoleculen geschiedt, en dat daardoor per geioniseerd molecuul een vrij electron en een positieve molecuulrest ontstaat. De positieve resten kunnen wat de breking betreft, verwaarloosd worden, indien lichtere ionen, die werkzamer zijn voor de breking, in dit geval dus electronen of waterstofmoleculen, in voldoende hoeveelheid aanwezig zijn. De in alle gevallen ontstane electronen zullen gedurende een zekeren tijdsduur vrije electronen blijven. Daarna zullen zij zich grootendeels bij neutrale moleculen voegen, in geringere mate zullen zij direct naar de positieve deeltjes terugkeeren. De directe vereeniging van electronen is vermoedelijk zoo klein, dat dit tegenover de samenvoeging met moleculen te verwaarloozen is.

De overgebleven zes mogelijkheden (zie boven) kunnen nu met behulp van quantitative berekeningen besproken worden. In het volgende zal getracht worden, het probleem door rekenen te benaderen. Dadelijk dient echter te worden opgemerkt, dat een volkomen oplossing niet te geven is.

Uit de brekingsvoorwaarde van de korte daggolf

$$\frac{N_0 e'^2}{\omega_0^2 m} = \frac{1 - \sin \gamma}{2 \pi}$$

volgt, na inzetten van de experimenteel gevonden waarden van de 120 km hoogte van de Heaviside-laag en 10 meter als korte grensgolf:

$$\gamma = 79^\circ \text{ en } \omega_0 = 2 \pi \cdot 30 \cdot 10^6$$

en door inzetten van de bekende waarde:

$$e' = 4,8 \cdot 10^{-10}$$

de betrekking:

$$\frac{N_0}{m} = 4,7 \cdot 10^{32}$$

Deze berekening bevat een kleine onnauwkeurigheid. Zooals n.l. uit fig. 1 II blijkt, loopt de korte grensgolf niet in de zône U, maar ongeveer in Q. Daarom geldt de bovengenoemde waarde eigenlijk voor de ionendichtheid in Q en niet voor  $N_0$ . Het verschil is echter onbeduidend, omdat men hier toch maar met matige nauwkeurigheid werken kan. Uit de waarde voor  $\frac{N_0}{m}$  kan natuurlijk de waarde voor  $N_0$  en  $m$  niet zonder meer bepaald worden, maar men houde het feit in het oog, dat er slechts zes mogelijkheden zijn. In principe kan alleen sprake zijn van vrije electronen, heliumionen, waterstofionen, stikstofionen, of zuurstofionen. Daar helium zoowel voor directe ionisatie als voor samenvoeging ongeschikt is en bovendien in verhouding tot waterstof in onbelangrijke hoeveelheden aanwezig is, kan het volkomen verwaarloosd worden. Stikstofionen vallen verder weg, omdat zij door samenvoeging niet kunnen ontstaan. De overige ionen kunnen soms tweeatomig zijn. Uit de bekende waarden van  $m$  voor de verschillende gevallen volgen dan vanzelf de waarden van  $N_0$ . De waarden van  $m$  zijn in de volgende tabel in den eersten regel, de daarbij behoorende waarden van  $N_0$  en  $N$  in den tweeden regel gegeven.

(Zie tabel volgende pagina.)

Om over de berekening voor deze waarden van  $N_0$  en  $N$  te kunnen oordeelen, moeten we nog andere gegevens beschouwen. Als aanknoopingspunt heeft men allereerst den coefficient van hereeniging der ionen en den coefficient van samenvoeging voor de electronen. De eerste heeft volgens J. J. Thomson de volgende waarde:

$$a = \frac{1,7 \cdot p}{10^6 \cdot 760}$$

die zou gelden zoewel voor electronen en positieve gasionen, als

TABEL.

Regel	Con- staate	I. Daags en 's nachts electronen			II. Daags electronen, 's nachts ionen			III. Daags en 's nachts ionen	
		Electronen	Vereeniging met		Electronen	a	b	a	b
			H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>		H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>
1	<i>m</i>	$8,7 \cdot 10^{-28}$	$3,2 \cdot 10^{-24}$	$4,5 \cdot 10^{-23}$	$8,7 \cdot 10^{-28}$	wie I a	wie I b	wie I a	wie I b
2 <sup>a</sup>	N <sup>0</sup>	$4,1 \cdot 10^5$	10 <sup>8</sup> bis	10 <sup>8</sup> bis	$4,1 \cdot 10^5$	$< 10^9$	$< 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$
	N	$1 \cdot 10^6$	10 <sup>7</sup>	10 <sup>7</sup>	$< 10^4$	$0,4 \cdot 10^9$	$0,6 \cdot 10^{10}$	$0,4 \cdot 10^9$	$0,6 \cdot 10^{10}$
3	H <sub>2</sub>		10 <sup>-5</sup>			$3 \cdot 10^{-5}$		$3 \cdot 10^{-5}$	
	<i>p</i> <sub>a</sub> O <sub>2</sub>			$2 \cdot 10^{-7}$			$1 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-8}$
	N <sub>2</sub>			10 <sup>-5</sup>			$5 \cdot 10^{-5}$		10 <sup>-6</sup>
4 <sup>b</sup>	<i>p</i> <sub>a</sub> 100		$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
						$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$		

\*) Opmerking bij regels 2 en 4: De boveuste waarden zijn afgeleid uit daggegevens, de onderste uit nachtgegevens.

voor negatief en positief geladen gelijksoortige gasmoleculen in willekeurige neutrale moleculen.

Het ionengehalte na afloop van de bestraling wordt door de volgende vergelijking gegeven:

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \text{ at}}$$

Uit de verhouding van de experimenteel bekende grensgolven voor dag en nacht weet men, dat gedurende de duisternis de ionendichtheid tot op ca.  $\frac{1}{4}$  afneemt. Dus kan men

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{4} \text{ voor } t = 30\,000$$

(ongeveer 8 uur) zetten. Dit geeft, ingevoerd in de laatste vergelijking, een druk van

$$p = \frac{45\,000}{N_0}$$

Hieruit kan men, in aanmerking genomen de geldigheid van de hereenigingscoëfficiënten, de drukken bepalen voor de gevallen II a, II b, III a en III b. De resultaten vindt men in regel 3 van de tabel. In de resteerende gevallen I a en I b kan ook, tenminste met eenige benadering, de mogelijke druk afgeleid worden. Bezien vanaf het standpunt van de hereeniging, hoeft deze niet zoals de tabel zegt, in beide gevallen ongeveer  $10^{-5}$  mm te bedragen, doch kan ook zeker bij  $10^{-6}$  mm liggen. Maar in verband met de barometrische formules en de absorptie van het zonlicht moet dit uit-

gesloten zijn. Alle met b aangeduide gevallen geven een bijzonderheid aan, n.l. dat er naast de werkzame zuurstof volgens de barometrische formules nog een ongeveer 50 voudige hoeveelheid onwerkzame stikstof is. De samenvoegingscoëfficiënt der electronen aan waterstof of zuurstof zou een uitstekende mogelijkheid geven voor de volledige berekening van den druk, als men er tenminste de waarde van kende. Het zal echter spoedig blijken, dat de eenige in de physica gebruikte waarde (berekend door J. J. Thomson), tenminste in de bovenatmosfeer niet opgaat. Alvorens deze kwestie te bespreken, zullen eerst nog eenige andere gegevens gebruikt worden.

De op den derden regel van de tabel vermelde drukken stellen ons n.l. in staat het aantal botsingen van de moleculen met de ionen af te leiden. Uit de bekende waarden en de in regel 3 vermelde drukken, volgen door extrapoleeren, de botsingsgetallen. De vraag is, welke botsingsgetallen binnen de grenzen der mogelijkheid liggen. Een belangrijke gevolgtrekking hierover kan men uit den absorptiecoëfficiënt  $K$  maken. Uit fig. 8 vond men (zie boven) voor de golf van 15 meter in de dagzône  $K = 10^{-9}$ . Hieruit volgt voor de korte grensgolf van 10 meter:

$$K = 1/2 \times 10^{-9}.$$

Hierbij moet opgemerkt worden, dat deze absorptiecoëfficiënt een bovenste grens aanduidt, en dat in werkelijkheid deze waarde nog veel kleiner kan zijn. Want de amplitudo van de golven neemt niet alleen door de absorptie, maar ook door het normale voortplantingsproces af. Daarom kan men met de bovengenoemde absorptiecoëfficiënten en met de daaruit verkregen botsingsgetallen werken, doch moet in het oog houden, dat ook een kleiner botsingsgetal mogelijk is. Uit de betrekking tusschen botsingsgetal en absorptie,

$$K = \frac{4 \pi N_0 e^2 S}{\omega_0^2 c m}$$

volgt het botsingsgetal voor de zône van maximale ionisatie bij dag:  $S = 400$ , onafhankelijk van de soort van ionen. Berekent men uit de bekende botsingsgetallen van de kinetische gastheorie voor  $S = 400$  den bijbehorenden druk uit, dan krijgt men de drukken in regel 4 van de tabel, die  $p_{400}$  genoemd worden.

Nu moet nagegaan worden, of de uitkomsten voor den op twee manieren berekenden druk in overeenstemming zijn, dus of  $p_a$  berekend uit de hereeniging, gelijk is aan  $p_{400}$  uit de absorptie. Verder moet de samenvoegingscoëfficiënt, te vinden uit de ionisa-

tiewaarden, overeenkomen met de in de algemeene physica gebruikte getallen. De beschouwing van de tabel doet zien, dat de waarden voor ionisatie, hereeniging, druk en botsingsgetal, in de gevallen III a en III b overdag en 's nachts en voor de gevallen II a en II b 's nachts eigenlijk niet in tegenspraak zijn. Opvallend is echter, dat men daarbij tot een nog geringeren waterstof-druk komt dan de laagste, die men nu in de litteratuur vindt opgegeven, n.l.  $10^{-4}$ . Daarentegen vorderen de gevallen I a en I b overdag en 's nachts en II a en II b 's nachts, bezien van het standpunt van de botsingsgetallen, een ca. 1 : 10 lageren druk, dan men, vanuit barometrisch standpunt, en bij II a en II b ook vanuit het standpunt van de hereeniging, voor mogelijk zou houden. In ieder geval blijkt bovendien, dat de zône van de maximale absorptie van het zonlicht lager ligt, dan de zône van de maximale ionenconcentratie. Door den grooteren druk in de zône van de maximale ionenvorming, d.w.z. absorptie, zijn daar de ionen maar gedurende veel korteren tijd voorhanden.

Bezien vanuit het standpunt van de samenvoeging van de electronen met de neutrale moleculen, zijn er in de bovenstaande waarden meer tegenstrijdigheden. Men kan gemakkelijk berekenen, dat de hereeniging van de electronen tegenover de samenvoeging van geringe beteekenis moet zijn. Vandaar, dat men in de zes genoemde gevallen den samenvoegingscoëfficiënt bezien moet. Vooral bij II en III, waar een zeer snelle samenvoeging noodig is, komen waarden van dezen coëfficiënt voor, welke ca. 1000 maal zoo groot zijn als de waarde door J. J. Thomson aangegeven. In geval I komen echter de getallen vrij goed overeen. Maar in dit laatste geval heeft men dan een druk van  $10^{-4}$  noodig, waaruit een botsingsgetal van 40.000 volgt, in plaats van zooals fig. 8 aangeeft, van < 400. Bij den lagen druk, door de tabel aangegeven, zou ook weer de samenvoegingscoëfficiënt veel hooger moeten zijn, en wel honderdduizendmaal zoo groot als die van Thomson.

Om uit deze moeilijkheden te komen, moet men aannemen, dat onze kennis van de constanten niet voldoende is. Zoo zou b.v. het berekende botsingsgetal van 40.000 bij een druk van  $10^{-4}$  niet juist zijn, omdat bij de kleine gaskinetische snelheden van de electronen het door C. Ramsauer (21) gevonden effect optreedt, van de schijnbare doorsnede-afmindering in waterstof en stikstof, waardoor het werkzame botsingsgetal van 40.000 tot in de buurt van 400 verminderd wordt. Verder zou geval I, d.w.z. electronen als de werkzame deeltjes in de Heaviside-laag, mogelijk zijn, zelfs wanneer in dat geval overdag geen eigenlijke verzaadigingstoestand

in de electronendichtheid zou optreden, d.w.z. er geen constante grensgolf zou zijn. Het laatste is n.l. geen absolute noodzakelijkheid. Eerder kan een ongeveer constante toestand na den middag door het wegvallen van de intensiteit van de zonstraling veroorzaakt worden.

Een andere mogelijkheid is echter, dat de samenvoegingscoëfficiënt veel grooter is, dan de, op niet zeer steekhoudende gronden berekende waarde van J. J. Thomson. Dan zou ook het geval, dat overdag en 's nachts alleen ionen werkzaam zijn, op den voorgrond kunnen treden. Dan zouden de resulterende waarden, juist bij waterstofionen, bezien in het licht van de tegenwoordige kennis van de bovenatmosfeer, zeer goed zijn.

#### *H. De elektrische vector van de straling.*

De theorie heeft tot nu toe nog geen opheldering gegeven, betreffende de vraag, of een horizontaal liggende vector bij een zendantenne of ontvangantenne ook eenig verschil maakt in de overbrenging. De proeven van Telefunken hebben echter uitgemakt, dat de horizontaal liggende elektrische vector een veelvoud van de ontvangintensiteit geeft ten opzichte van de loodrechte, en dit wel bij proeven over een afstand van 13.000 km, tusschen Nauen en Buenos-Aires.

#### *I. De invloed van het magnetisch veld van de aarde.*

Verder is de invloed van het magnetisch veld van de aarde op de overbrenging van de korte golven, interessant. Vele schrijvers hebben dezen factor van groot belang gevonden. Uit de berekening van H. Lassen (7) volgt echter, dat het normale magnetische veld slechts een geringen invloed uitoefent, welke zich voornamelijk uit in het feit, dat het begin van de indirecte zône niet in een cirkel om den zender heen ligt, maar in een ellips, en dat men bovendien kan spreken van de ontbinding in twee golfgroepen, die op eenigszins verschillende afstanden naar de aarde terugkeeren. Dit zijn echter invloeden, die voor de waarneming niet zeer opvallend zijn en daarom tot nu toe nauwelijks experimenteel zijn vastgesteld.

Interessant is het practisch waargenomen feit, dat gedurende magnetische stormen onregelmatigheden en storingen optreden. Hieruit mag men nog niet besluiten, dat dit een directe beïnvloeding door het magnetische veld is, maar kan beter aannemen, dat beide een gemeenschappelijke oorzaak hebben. Een van deze oorzaken is vermoedelijk het aankomen van groote hoeveelheden electronen uit zonnevlekken, waarbij magnetische stormen optreden, en ook



afwijkingen bij de korte golven worden waargenomen. Het schijnt, dat de electronen, die door de zonnevlekken worden uitgestooten, zoo diep in de atmosfeer doordringen, dat zij de Heaviside-laag nog bereiken en daar het geleidingsvermogen en dus den brekings-index en de absorptie beïnvloeden. Tegelijkertijd is bij reflexie-waarnemingen aan de Heaviside-laag (Dahl en Gebhard) (16) ook een wegblijven van de gereflecteerde impulsen waargenomen, volgens de bovenbedoelde opgave op 19 Augustus 1927, en wel eenige dagen nadat een zeer intensieve zonnevlek was ontstaan. Dit wegblijven van de gereflecteerde teekens hoeft echter niet te wijzen op een wegvallen van de Heaviside-laag, maar eerder op een vertroebeling daarvan door de aanwezigheid van een abnormaal groote hoeveelheid onregelmatig verdeelde electronen. Het kortegolfverkeer was op dezen dag slechts gedeeltelijk gestoord.

#### *K. De sluiering.*

Zooals reeds is gezegd, is bij het kortegolfbedrijf de sluiering (fading) bijzonder opvallend. Men kan dit op twee wijzen verklaren. De eene is, dat twee langs verschillende wegen op één punt aankomende golfgroepen elkaar door interferentie vernietigen. De andere is eenvoudig door absorptie of door afwijking. De interferentiesluiering moet zeer vaak optreden op plaatsen, waar de directe en de indirecte zône aan elkaar grenzen, en ook daar waar in de indirecte zône golfstralen van verschillende hoeken aankomen. (fig. 4 III) afstand  $abcde$ ). Wegens de veelvuldig optredende sluiering in deze zône heeft men er den naam van „Flackerzône” aan gegeven. Maar ook op zeer groote afstanden bij normale bedrijfsgolven, die dikwijls aan de onderste grens van den dag- of nachtbands liggen, komt sluiering vaak en intensief voor. Of dit nu interferentiesluiering is, kan niet zonder meer gezegd worden. Een feit is het, dat de sluiering in de meeste gevallen momenteel slechts een klein oppervlak beheerscht, zoodat men 50 of 100 meter er naast reeds weer een geheel andere intensiteit vindt. Hoe korter de golven, des te korter zijn de perioden van sluiering. Het feit, dat de sluiering tot zeer kleine oppervlakten beperkt is, maakt het mogelijk, om door een daartoe geschikten antennebouw in een voor de practijk voldoende mate de gevolgen daarvan te ondervangen. (Zie deel V).

Even opvallend is het, dat de sluiering voor verschillende golf lengten op dezelfde plaats anders is. Om afwijkende verschijnselen van de sluiering te verkrijgen, is reeds een golflengteverschil voldoende, zooals dit voorkomt tusschen de draaggolf en den zijband

van een telefoniezender, zelfs bij modulatie door een lagen toon, hetgeen een verschil is van slechts ongeveer een duizendste procent. Hier kan b.v. de draaggolf haast geheel wegvallen, en de zijband nog bestaan blijven. Hierop berust ook een handige manier van O. Böhm (22) om de sluiering bij telefonie haast volkomen op te heffen, door te maken, dat de ontvanger slechts den zijband opneemt, en daarentegen de draaggolf door een lokalen oscillator wordt gegeven. Op deze wijze verkrijgt men een constante draaggolf, wat voor telefonie-ontvangst van het grootste belang is. Het wisselende uitvallen van de enkele frequenties van de zijbanden is nauwelijks te bemerken.

#### IV. Zend- en ontvang apparaten.

De draadlooze techniek heeft zich aan het pas ontdekte kortegolfverschijnsel wat betreft den bouw van apparaten zeer snel en goed aangepast, in het bijzonder wat de zenders betreft. Het bleek spoedig, dat de zendlampen van groot vermogen voor de lange golven niet in gelijke mate voor de korte golven bruikbaar waren. De oorzaak waren de buitengewoon groote capacatieve stroomen, die bij deze hooge frequenties in de lampelektroden liepen, en waartegen de toevoeren, meer in het bijzonder de roostertoevoeren, niet opgewassen waren.

De tegenwoordige lampentechniek heeft dus speciale lampen voor de korte golven gebouwd, die in alle toevoeren de hoogste stroomen kunnen verdragen. Het is mogelijk met zoo'n lamp bij de kortste golven, dus ongeveer, 15 meter of 20.000.000 Hertz, antenne-energieën op te wekken van ca. 20 kW. Voor die groote energieën bezigt men z.g. watergekoelde lampen met metalen mantel, die tegelijk anode is. Voor kleinere vermogens gebruikt men luchtgekoelde lampen met glasomhulsel en inwendige anode.

De bouw van zenders voor deze hooge frequenties is een techniek op zich zelf. Het zijn de zware eischen van constantheid, die den zender gecompliceerd maken. In normaal telegrafieverkeer wordt steeds met zwevingstoestel opgenomen, en de ontvangst lijdt er zeer onder, als de interferentietoon meer dan 100—200 perioden slingert. Als men dit omrekent op 20.000.000 Hertz, dan komt men op een toe te laten slingering van een duizendste procent. Een dergelijke constantheid is het eenvoudigste te bereiken met een piëzo-electrisch kristal. Dit laat echter in den daar bij behoorenden kring slechts een vermogen van weinige Watts toe, en bovendien nauwelijks op een kortere golf dan 100—120 meter. Daarom is het noodig een zender te bouwen met vele cascaden, waarin het

vermogen van eenige watts op 120 meter wordt gebracht op 20 kW op 15 meter. Telefunken bouwt nu zenders met 6—7 cascaden. Fig. 9 toont zulk een zender, die voor het verkeer Nauen—Argentinië zorgt.

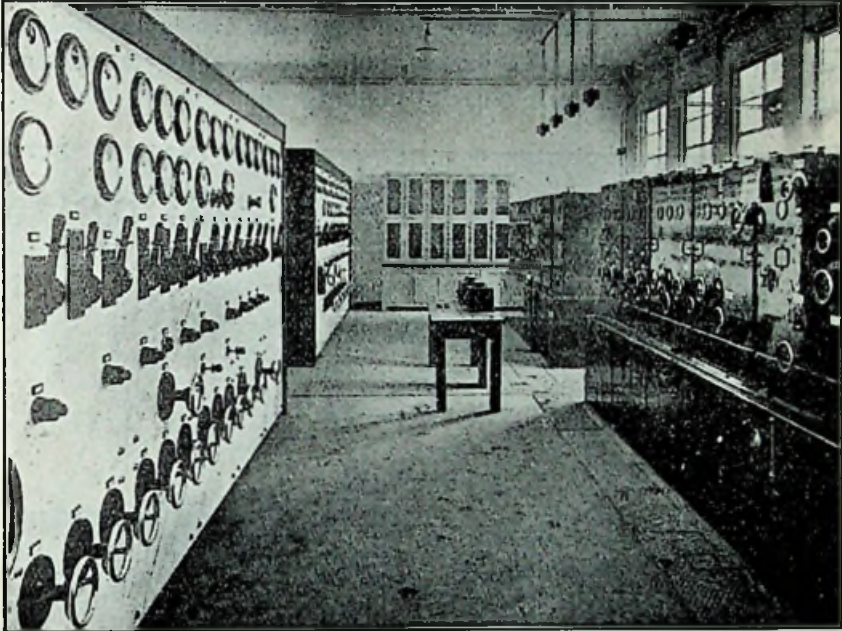


Fig. 9. Zender voor 20 kW vermogen voor golven van 15 m (Telefunken Trans Radio Nauen).

De ontvangtechniek had minder verandering nodig dan de zendtechniek. Het belangrijkste was wel de bouw van afgestemde hoogfrequentversterkers die tot de kortste golven toe (10 meter) nog een lineaire versterking gaven van 4—5 per trap. Verder werd gebruik gemaakt van frequentietransformatie en middelfrequentversterking, waarna eindelijk, na voldoende versterking een eindlamp kwam, die als gelijkrichter geschakeld was, om het snelschrijftoestel te drijven. De seinsnelheid, die men tegenwoordig op de gunstige momenten bij kortegolfbedrijf op afstanden van meer dan 10.000 km bereikt, bedraagt ca. 10 letters per seconde. Daar een letter gemiddeld uit 3 morseteekens is samengesteld, betekent dit 30 teekens in de seconde, een tempo, dat met de machine gezonden en opgenomen moet worden.

#### V. Antennes voor korte golven.

Bijzonder belangrijk zijn de antennevormen, die bij de korte

golven gebruikt worden. Want hierbij kon de droom van de draadloze techniek verwezenlijkt worden, om scherp gerichte zend- en ontvangantennes te gebruiken, wat bij lange golven ten gevolge van de afmetingen niet mogelijk was. Scherp gerichte antennes kan men in het algemeen in twee principieel verschillende typen onderscheiden, n.l. den straler in den vorm van een hollen spiegel en den vlakken straler. De laatste moet, om eenzijdig te werken, nog van een eenzijdigen reflector voorzien zijn. Fig. 10 laat een

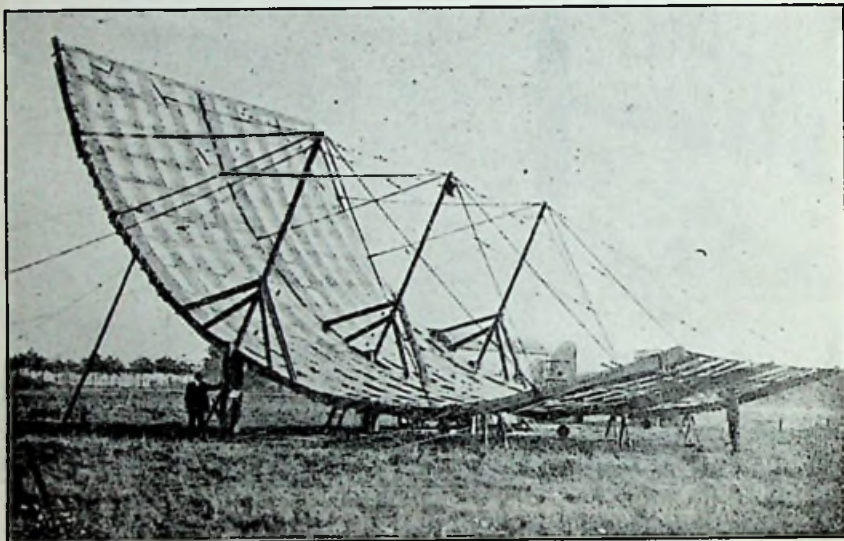


Fig. 10. Antenne van Meissner.

straler in den vorm van een hollen spiegel zien, waarmede vele proeven gedaan zijn tusschen Nauen en Buenos-Aires. Tegenwoordig geeft men in de practijk toch meestal de voorkeur aan vlakke stralende systemen. Zoo bouwt ook Marconi zijn „beam antennes”, die bestaan uit talrijke in hetzelfde vlak liggende stralende draden, die loodrecht staan en waarachter in een parallel vlak de loodrechte reflectordraden loopen.

Telefunken heeft vastgesteld, dat de horizontale ligging van den electrischen vector het voordeeligst is. Daarom gebruikt zij een antenne welke in fig. 11 schematisch is aangegeven. De werkzame stralende draden liggen daar alle horizontaal. De stralingsrichting is, zooals de bijna kortste grensgolf dit eischt, bijna horizontaal over den grond.

In fig. 11 zijn aan den voet van de antenne de regelmatig vertakte voedingslijnen te zien, die vanaf den eenige honderden meters

ver verwijderden zender de energie langs een zorgvuldig aangepast systeem van concentrische geleiders toevoert. Iedere stralende draad heeft een reflectordraad, die de straling eenzijdig richt.

Dit geschiedt niet alleen op grond van besparing van energie, maar ook als dekking tegen z.g. teekens in den rug, dat zijn teekens die in tegengestelde richting om de aarde loopen, en door hun tijdsverschil ten opzichte van de goede een ernstige storing geven.

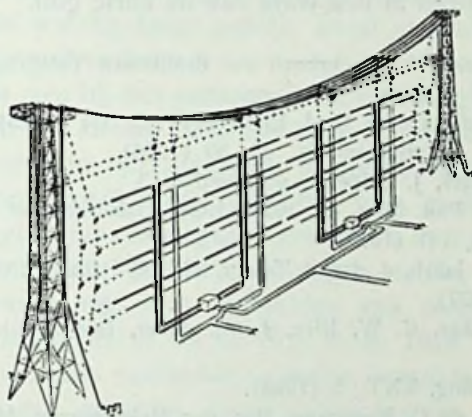


Fig. 11. Antennesysteem van O. Böhm.

De ontvangantenne kan in principe net zoo gebouwd worden als de zendantenne. Maar zij kunnen, zonder daarbij al te veel van hun rendement in te moeten boeten, wat vereenvoudigd worden. Principieel is het echter belangrijk, antennes te gebruiken, die zich over ten minste 50 tot 100 meter uitstrekken. Op deze wijze worden niet alle deelen van de antenne tegelijk door de sluiering getroffen, zoodat men ook bij telegrafie, waar geen zijbanden zijn, een vrijwel constante gemiddelde ontvangintensiteit verkrijgt.

Door zulke combinaties te gebruiken, is tegenwoordig het kortegolfverkeer inderdaad in staat om sluiering zoo goed als geheel van de kwade gevolgen te ontdoen, en een bijna zeker verkeer over de grootste afstanden op aarde, ca. 20 tot 22 uur per dag te bereiken.

## VI. Gebruik van de korte golf.

Uit het bovenstaande blijkt, dat de korte golf op het oogenblik de eenige betrouwbare mogelijkheid levert voor een transoceanische verbinding. Maar ook voor de gemiddelde afstanden, waar de langere golven uitstekend bruikbaar zijn voor telegrafie, bieden de korte golven groote voordeelen bij de moderne problemen van beeldtelegrafie en televisie. Deze nieuwe tak van de techniek ver-

eischt bij draadloos bedrijf buitengewoon hoge modulatiefrequenties. Om beeldtelegrafie op een economische basis te exploiteeren, heeft men modulatiefrequenties noodig van ca. 5000—15.000 per seconde, en voor technisch bruikbaar televisie-apparaat 100.000 per seconde. Bij langegolf stations zou aan dergelijke getallen niet te denken zijn, en het is wel merkwaardig en interessant, dat voor dezen nieuwen tak van de techniek gelijktijdig een mogelijke deus ex machina optrad in den vorm van de korte golf.

- (1) Zie leerboeken b.v. Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie van J. Zenneck en H. Rukop.
- (2) O. Heaviside, zie bij G. J. Elias, ENT. 2, 351 (1925).
- (3) H. Rukop, Telefunken-Ztg., 24, 50 (1926).
- (4) W. H. Eccles, J. Salpeter, geciteerd in 3.
- (5) J. Larmor, Phil. Mag. 48, 1025 (1924); Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 25, 141 (1925).
- (6) H. Lassen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 28, 109 (1926); ENT. 4, 175 (1927); 5, 324 (1927).
- (7) W. G. Baker, C. W. Rice, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng., 45, 535 (1926).
- (8) K. Försterling, ENT., 5 (1928).
- (9) P. Lenard en C. Ramsauer, Ber. der Heidelberger Akad. 1909—1911.
- (10) R. Gans., Ann. Physik 47, 709 (1915).
- (11) Zie hiervoor; H. Fassbender, K. Krüger, H. Plendl, Naturw. 15, 357 (1927); H. Plendl, Z. Techn. Phys. 8, 456 (1927).
- (12) Zie hiervoor: H. Seliger, Physik. Z. 5, 237 (1904).
- (13) A. Hoyt Taylor en E. O. Hulburt, Phys. Rev., 27, 189 (1926).
- (14) G. Breit en M. A. Tuve, Phys. Rev., 28, 554 (1926).
- (15) E. V. Appleton en M. A. F. Barnett, Nature, 115, 333 (1925).
- (16) R. Bown, B. L. K. Martin, en R. K. Potter, Proc. Inst. Rad. Eng., 14, 57 (1926); Bell Syst. Techn. Journ., 5, 143 (1926); E. V. Appleton en J. A. Ratcliffe, Proc. Roy. Soc. Lon., 115, 304 (1927); R. L. Smith-Rose en H. R. Barfield, Proc. Roy. Soc. Lon., 116, 692 (1927); O. Dahl en L. A. Gebhard, Proc. Inst. Rad. Eng., 16, 290 (1928).
- (17) Zie A. Quack, Jahrb. d. drahtl. Telegr., 28, 177 (1926); ENT. 4, 74 (1927).
- (18) P. Drude, Lehrb. d. Optik; A. Sommerfeld Ann. Physik, 44, 177 (1914).
- (19) E. O. Hulburt, Phys. Rev., 31, 1018 (1928).
- (20) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre (1924); J. H. Jeans, zie E. Marx, Handbuch der Radiologie VI 558.
- (21) C. Ransauer, Phys. Z. 29, (1928). Bericht über die Vorträge auf dem Physikertage in Hamburg.
- (22) O. Böhm, Telefunken Ztg. (nog niet verschenen).
- (23) A. Meissner, Jahrbuch der drahtl. Telegr., 28, 78 (1926); 30, 77 (1927).
- (24) C. S. Franklin, Marconi Co, patenten, voordrachten, enz.; T. L. Eckersley Journ. Inst., Electr. Eng., 65 (1927).
- (25) O. Böhm, W. Moser, A. Gothe, ENT, 5 (1928).

## Gerichte antenne-systemen voor korte golven.

Door Ir. J. J. VORMER.

---

Het gebruik van korte golven voor een radio telegrafische verbinding tusschen vaste stations heeft verschillende voordeelen. Een van de voornaamste hiervan is, dat men alle door den zender geleverde energie in een betrekkelijk smallen bundel — beam — kan vereenigen; iets wat bij lange golven, zool niet onmogelijk, dan toch praktisch onuitvoerbaar is.

Eenzoo kan men bij den ontvanger een inrichting maken, waardoor slechts uit een kleinen ruimtehoek energie opgevangen wordt.

Hierdoor wordt in het algemeen de verhouding luchtstoring: teeken gunstiger, terwijl zenders die niet juist in de richting van den bundel liggen, niet ontvangen worden, ook al is hun frequentie geheel dezelfde als die van het te ontvangen station.

Er zijn evenwel nog meer voordeelen aan dergelijke gerichte antennes verbonden. Reeds eerder (Zie R.-N. 1928 bladz. 267) is vermeld, dat bij radio verbindingen onder bepaalde omstandigheden echo's kunnen optreden. Deze echo's kunnen o.a. ontstaan, doordat het signaal langs twee tegenovergestelde kanten den ontvanger bereikt.

Zorgt men nu, dat de zender slechts naar één zijde energie uitstraalt, terwijl de ontvanger slechts van één zijde energie kan ontvangen, dan is het mogelijk, bovenbeschreven echo geheel te onderdrukken. Oppervlakkig bezien, zou het voldoende zijn hiertoe of den zender, of den ontvanger eenzijdig te maken. Men dient evenwel te bedenken, dat de eenzijdigheid nooit absoluut is, zoodat toepassen hiervan aan beide zijden wezenlijke voordeelen biedt. Ook ter bestrijding van het zoo hinderlijke sluiereffect — fading — kan een beam-antenne onder bepaalde omstandigheden voordeelen opleveren.

Dit sluiereffect kan n.l. het gevolg zijn van interferentie van stralen, die langs wegen, welke een hoek met elkaar maken, den ontvanger bereiken (Zie R.-N. 1928 bladz. 244).

Indien men nu den ruimtehoek, waaruit ontvangen wordt, zoo klein maakt, dat men van de invallende stralen er steeds maar één ontvangt, zal deze oorzaak van sluiering opgeheven zijn.

Men dient hierbij evenwel te bedenken, dat de richting van de invallende stralen aanzienlijk van de geografische richting naar den zender kan afwijken. Men mag dus den ontvangbundel ook weer niet te smal maken, daar anders de mogelijkheid zou ont-

staan, dat men op bepaalde oogenblikken geen enkelen energie-straal van den zender ontving. Met een te smallen ontvangbundel bestaat dus het gevaar, dat men sterktevariatiën gaat maken, waar deze oorspronkelijk niet aanwezig waren.

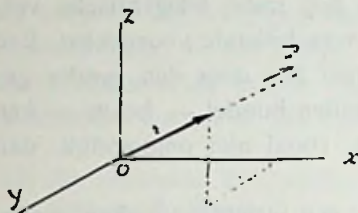


Fig. 1a

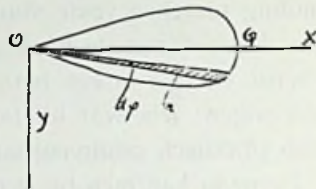


Fig. 1b

Er zijn nu allerlei antenne-systemen bedacht en ook uitgevoerd, waarmede het gestelde doel, nl. het uitzenden, respectievelijk ontvangen van een smallen energiebundel, te verwezenlijken is. De voornaamste eigenschappen van deze antennesystemen zijn af te leiden uit hun zoogenaamde karakteristieken.

Een karakteristiek kan men zich als volgt ontstaan denken.

Men denkt zich den zender geplaatst in O (zie fig. 1a) en zet nu in een bepaalde richting OP een stuk  $r$  uit, dat evenredig is met de veldsterkte, welke door den zender in de richting OP, op een afstand  $p$ , wordt veroorzaakt.

Die afstand  $p$  moet groot zijn ten opzichte van de antenneafmetingen.

Handelt men zoo voor alle richtingen, dan ontstaat een ruimtefiguur om O waarvan b.v. fig. 1b de horizontale doorsnede is.

Nu is de energie welke passeert door een vlakje van  $1 \text{ cm}^2$ , op een afstand  $p$  verwijderd van O, en loodrecht op OP staande, evenredig met het kwadraat van de veldsterkte ter plaatse, dus evenredig met  $r^2$ .

We zullen nu onderzoeken welke verbetering de beschouwde antenne in het horizontale vlak teweegbrengt. We beschouwen hiertoe een horizontale schijf, waarvan de dikte  $dz$  is (fig. 1c) en de straal  $p$ , en gaan nu na de totale energie, die door den rand van die schijf heengaat.

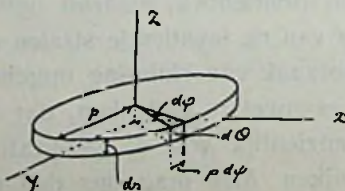


Fig. 1c



Zoals hierboven vermeld is, gaat op een afstand  $p$ , door de eenheid van oppervlak, een hoeveelheid energie evenredig met  $r^2 = k r^2$ .

Door het oppervlakte-element  $dO$  gaat dus:  $k r^2 dO = k r^2 p d\varphi dz$ .

Door het totale zijdelingsche oppervlak gaat dus een hoeveelheid

$$\text{energie} = \int_0^{2\pi} k r^2 p d\varphi dz.$$

Daar  $p$  en  $dz$  bij deze integratie constant zijn, blijkt dus deze

totale energie evenredig te zijn met  $\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi$ . d.w.z. met het oppervlak van de stralingsfiguur in de beschouwde doorsnede (zie fig. 1b).

Werd dezelfde hoeveelheid energie naar alle richtingen even sterk uitgestraald dan zou de horizontale stralingsfiguur een cirkel zijn met een straal  $r^1$

$$r^1 = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi}.$$

De straal in de hoofdzendrichting is thans  $OQ$  en de verhouding:

$$\frac{OQ}{\sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi}}$$

is dus een maat voor de versterking, welke door de antenne ontstaat.

Voor de ontvangkarakteristiek geldt een analoge redeneering. Opmerkelijk is hierbij het volgende:

Indien we aannemen, dat de luchtstoringen van alle zijden even sterk zijn, dan zal de luchtstoringenergie, welke over een hoek-element  $d\varphi$  ontvangen wordt, evenredig zijn met  $r^2 d\varphi$ .

De totale energie afkomstig van luchtstoringen, is dus evenredig

met  $\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi$  en dit is weer  $2 \times$  de oppervlakte van de karakteristiek.

Het oppervlak blijkt hier dus een maat te zijn voor de ontvangst van de luchtstoringen en we kunnen de verhouding luchtstoring: teeken voorstellen door:

$$\frac{\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi}{(OQ)^2}$$

waarbij  $(OQ)^2$  de energie voorstelt, welke uit de hoofdontvangst-richting ontvangen wordt en die afkomstig is van den zender.

Zooals reeds eerder vermeld is, kan de werkelijk invallende straal aanzienlijk van deze hoofdrichting afwijken.

Voor een ontvangskarakteristiek zal het dus gunstig zijn, indien bij afwijking van den invallenden straal van de richting OZ, de ontvangen energie niet te sterk vermindert, m.a.w. de top van het ontvangdiagram moet stomp zijn.

Waar de kennis van het diagram van een antenne van zooveel belang blijkt te zijn ter beoordeeling van haar eigenschappen, zullen we thans aangeven hoe men op betrekkelijk eenvoudige wijze de stralingsfiguur van een bekende antenne kan opteekenen.

Een korte inleiding is daarbij noodzakelijk.

Bij het construeeren van stralingsdiagrammen kan men soms een groote vereenvoudiging aanbrengen, door gebruik te maken van een eigenschap, die hieronder afgeleid zal worden. Dikwijls bestaat een samengesteld antenne-systeem uit een aantal gelijke deelen (fig. 2a).

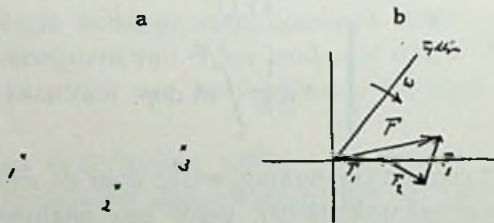


Fig. 2

Het totale veld in een bepaalde richting verkrijgt men, door de velden in die richting, welke afkomstig zijn van de deelen 1, 2, 3 enz. vectorisch op te tellen. Waar nu gedacht is, dat die deelen gelijk zijn, zullen de vectoren even groot zijn. Ze hebben evenwel in 't algemeen een phaseverschuiving. Zie fig. 2b.

Denkt men nu eerst, dat de karakteristiek van elk der samenstellende antennes een cirkel is, dan kan men op bovenbeschreven wijze voor iedere richting den bijbehorenden veldvector bepalen.

Men vindt dan de karakteristiek van het samenstel  $K_1 = f_1(\varphi)$ .

Is nu het diagram van elk onderdeel niet een cirkel, maar  $K_2 = f_2(\varphi)$  dan is de totale karakteristiek

$$K = K_1 \cdot K_2 = f_1(\varphi) \cdot f_2(\varphi) \cdot \dots \cdot \dots \quad (1)$$

Deze eigenschap is vrij vanzelfsprekend:

In fig. 3 stelt  $K_1$  de karakteristiek van een samenstel van antennes voor; waarbij elk onderdeel een cirkelvormig diagram heeft  $K_2 = r$ .

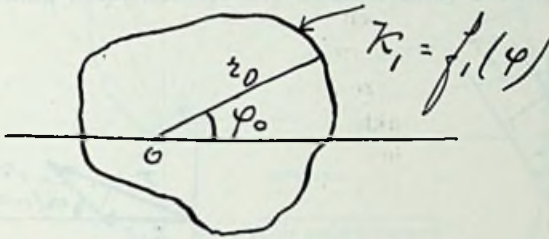


Fig. 3

De veldsterkte van het samenstel in een bepaalde richting  $\varphi_0$  is  $f_1(\varphi_0) = r_0$ . Dit is de vectorische som van alle veldsterkten  $r$  van de samenstellende antennes.

Was de karakteristiek van elke samenstellende antenne niet  $K_2 = r$  maar  $K_2 = f_2(\varphi)$  dan zou voor  $\varphi = \varphi_0$  de veldsterkte voor elke antenne niet zijn  $r$ , maar  $f_2(\varphi_0) = a \cdot r$ . Het is duidelijk, dat dan ook de vectorische som met  $a = \frac{f_2(\varphi_0)}{r}$  vermenigvuldigd wordt.

Voor een willekeurige richting moet men die som vermenigvuldigen met  $\frac{f_2(\varphi)}{r}$  en dus wordt de totale karakteristiek

$$K = f_1(\varphi) \cdot \frac{f_2(\varphi)}{r} \cdot \dots \cdot \dots \cdot \dots \quad (2)$$

Aangezien  $r$  een constante is en elke karakteristiek slechts verhoudingen aangeeft, drukt (2) geheel hetzelfde uit als (1).

In de hierna uitgewerkte voorbeelden wordt van deze eigenschap veelvuldig gebruik gemaakt.

Als eerste voorbeeld zullen we de horizontale karakteristiek bepalen van een zg. beam-antenne met spiegel. Fig. 4 stelt een

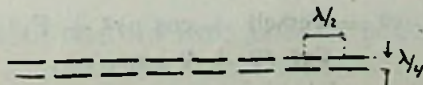


Fig. 4

bovenaanzicht van deze antenne voor. Antenne en spiegel bevinden zich op een afstand  $\lambda/4$  van elkaar. De stroomen in deze twee hebben een phaseverschil van  $90^\circ$ . Antenne en spiegel bestaan elk uit 8 horizontale antennes welke  $\lambda/2$  lang zijn.

De stroomen in alle antennedraden zijn in phase, de stroomen in alle spiegeldraden eveneens. Volgens de boven genoemde eigenschap splitsen we nu 't geheel in twee gelijke deelen n.l. antenne en spiegel. De karakteristiek van dit samenstel krijgen we als volgt: Zie fig. 5a. De veldsterkte in een ver verwijderd punt in de rich-

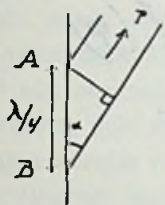


Fig. 5a (antenne)

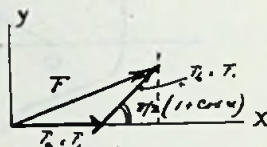


Fig. 5b (spiegel)

ting P zal bestaan uit twee deelen, die gelijk in grootte zijn, maar die ten opzichte van elkaar een phaseverschuiving hebben tengevolge van:

- 1o. Het wegverschil tusschen AP en BP;
- 2o. de reeds aanwezige phaseverschuiving tusschen antenne- en spiegelstroom.

Zooals uit de figuur blijkt, is het wegverschil  $\lambda/4 \cos \alpha$ . Was het wegverschil  $\lambda$  dan zou de phaseverschuiving tengevolge hiervan  $2\pi$  bedragen. De phaseverschuiving tengevolge van het wegverschil  $\lambda/4 \cos \alpha$  wordt dus

$$\frac{\lambda/4 \cos \alpha}{\lambda} \cdot 2\pi = \frac{\pi}{2} \cos \alpha.$$

De totale phaseverschuiving tusschen de veldsterkten is nu

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cos \alpha = \pi/2 (1 + \cos \alpha) \quad \text{zie fig 5b}$$

We willen het eindpunt van F weten bij veranderde  $\alpha$ .

$$\begin{aligned} \text{De coördinaten zijn: } x &= F_1 \{1 + \cos \pi/2 (1 + \cos \alpha)\} \\ y &= F_1 \sin \pi/2 (1 + \cos \alpha). \end{aligned}$$

Stelt men  $\frac{\pi}{2} (1 + \cos \alpha) = p$  dan wordt:

$$\begin{aligned} F^2 = x^2 + y^2 &= F_1^2 (1 + \cos p)^2 + F_1^2 (\sin p)^2 = \\ &= F_1^2 (2 + 2 \cos p) \end{aligned}$$

dus  $F = F_1 \sqrt{2 + 2 \cos [\pi/2 (1 + \cos \alpha)]}$  zie fig. 6

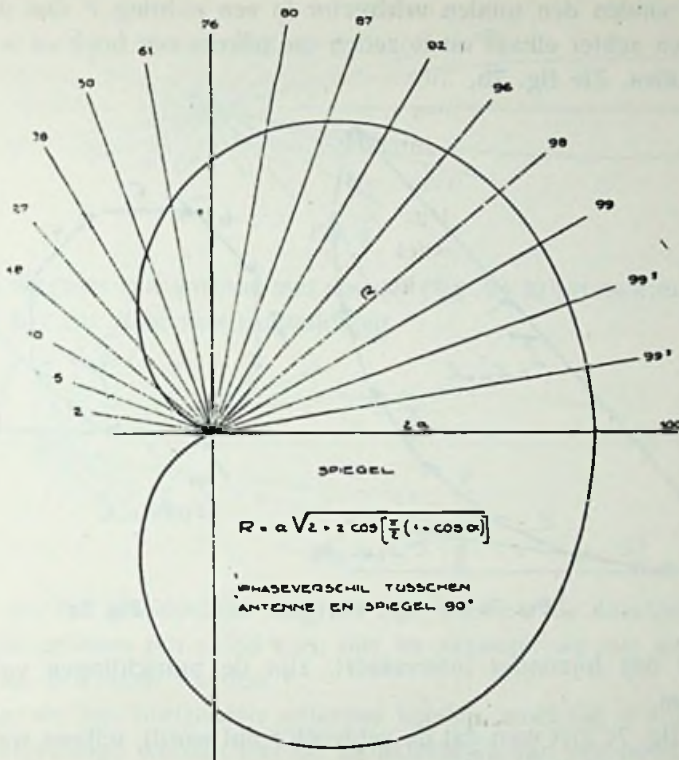


Fig. 6

Om nu de totale karakteristiek te vinden, moet deze uitkomst vermenigvuldigd worden met de karakteristiek van een samenstellend deel. We moeten dus nog de karakteristiek bepalen van een rij van 8 antennes, alle in fase en op afstand  $\lambda/2$ . In een verwijderd punt in de richting P geeft elke antenne uit fig. 7a weer

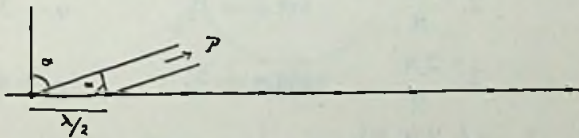


Fig. 7a

een gelijke bijdrage tot de veldsterkte. Twee opvolgende vectoren hebben evenwel een faseverschuiving tengevolge van de wegverschillen.

Het wegverschil tusschen twee antennes in de richting P wordt  $x = \lambda/2 \sin \alpha$ . Hierdoor ontstaat tusschen de veldvectoren een fasehoek  $\varphi^1 = \pi \sin \alpha$ .

We vinden den totalen veldvector in een richting P dus door 8 vectoren achter elkaar uit te zetten die telkens een hoek  $= \pi \sin \alpha$  verschillen. Zie fig. 7b.

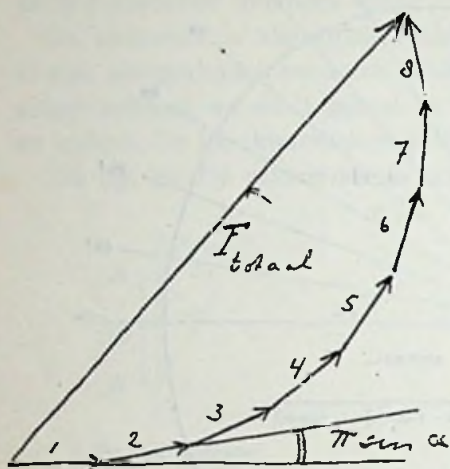


Fig. 7b

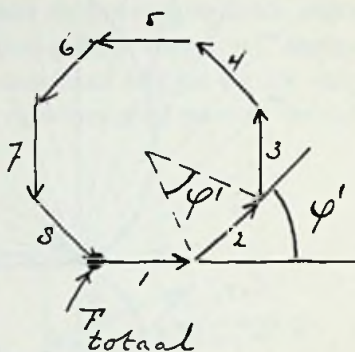


Fig. 7c

Wat ons bijzonder interesseert, zijn de nulrichtingen van het diagram.

Uit fig. 7c ziet men dat de veldvector nul wordt, telkens wanneer de figuur gesloten is; dus voor

$$\varphi^1 = \frac{2\pi}{8}, 2 \cdot \frac{2\pi}{8} \text{ enz.}$$

We krijgen dus nulrichtingen voor:

$\varphi^1 = \pi \sin \alpha =$	$\frac{2\pi}{8}$	$\sin \alpha = \frac{1}{4}$	$\alpha = 14^\circ 30'$
$\varphi^1 =$	$2 \cdot \frac{2\pi}{8}$	$\sin \alpha = \frac{1}{2}$	$\alpha = 30^\circ$
$\varphi^1 =$	$3 \cdot \frac{2\pi}{8}$	$\sin \alpha = \frac{3}{4}$	$\alpha = 48^\circ 30'$
$\varphi^1 =$	$4 \cdot \frac{2\pi}{8}$	$\sin \alpha = 1$	$\alpha = 90^\circ$

Om nu de stralingsfiguur op te kunnen teekenen, heeft men de constructie uit fig. 7b voor een aantal verschillende hoeken  $\alpha$  te herhalen.

Door in iedere richting de daarbij behorende veldsterkte uit te zetten, ontstaat fig. 8.

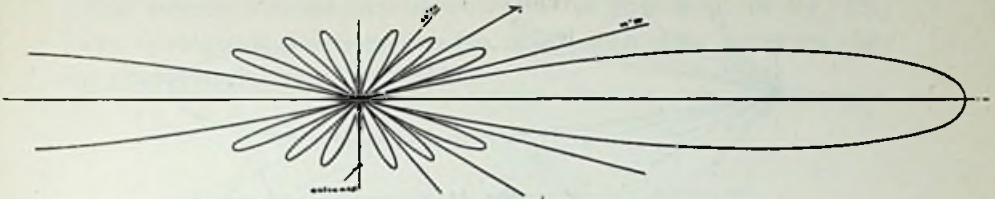


Fig. 8

Het diagram van antenne met spiegel (fig. 9) krijgt men nu door fig. 6 met fig. 8 te vermenigvuldigen.

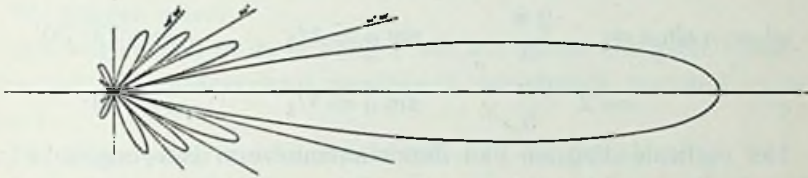


Fig. 9

Dit zou het uiteindelijke diagram zijn, wanneer de karakteristiek van elke antenne een cirkel was, dus bv. wanneer we met verticale antennes te maken hadden.

Waar we hier horizontale antennes hebben, moet fig. 9 nog eens vermenigvuldigd worden met de karakteristiek van één horizontale antenne die  $\lambda/2$  lang is (zie fig. 10).

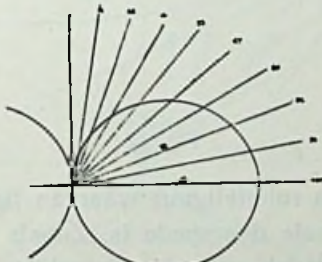


Fig. 10

$$R = R_{\max.} \frac{1}{\cos \alpha} \cos \left( \frac{\pi}{2} \sin \alpha \right)^*$$

De totale horizontale karakteristiek wordt nu voorgesteld door fig. 11.

Wil men niet alleen in een horizontaal vlak bundelen maar ook in een verticaal, dan zal men hiertoe eenige rijen antennes boven

\*) Voor afleiding van deze formule zie o.a. Ollendorff. Grundlagen der Hochfrequenztechnik.

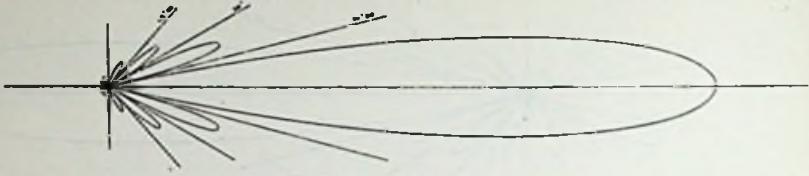


Fig. 11

elkaar plaatsen. De verticale karakteristiek kan men nu op geheel overeenkomstige wijze bepalen.

Zoo krijgt men bv. voor 5 antennes boven elkaar nulpunten voor:

$$\varphi^1 = \pi \sin \alpha = \frac{2\pi}{5} \quad \sin \alpha = 2/5 \quad \alpha = 23^\circ 30'$$

$$\varphi^1 = 2 \cdot \frac{2\pi}{5} \quad \sin \alpha = 4/5 \quad \alpha = 53^\circ$$

Het verticale diagram van dezen antennevorm is voorgesteld in fig. 12. De karakteristiek van het vlak van  $8 \times 5$  antennes met

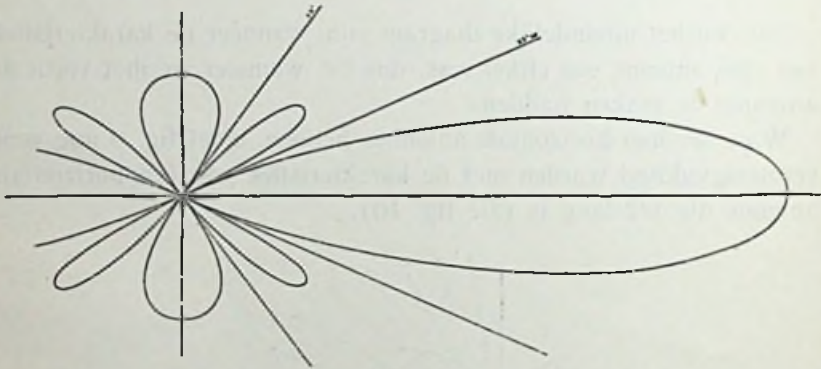


Fig. 12

spiegel wordt nu een ruimtefiguur waarvan fig. 11 de horizontale en fig. 12a de verticale doorsnede is. Zooals men uit de figuren ziet, is de karakteristiek van een dergelijke antenne zeer fraai eenzijdig.

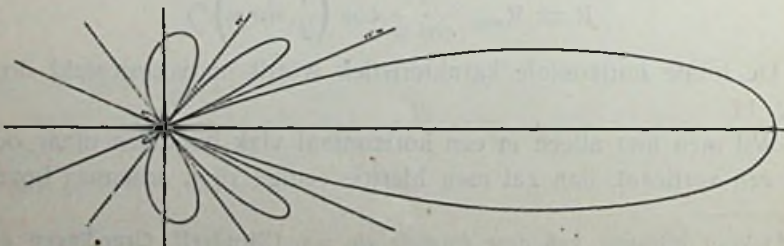


Fig. 12a



Een tweede interessante antennevorm is geteekend in fig. 13. Twee opvolgende antennes worden doorlopen door stroomen die een phaseverschil van  $180^\circ$  hebben.

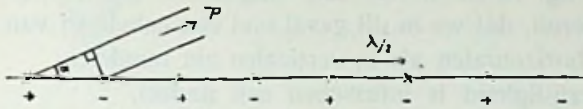


Fig. 13

Na hetgeen hierboven behandeld is, zal de lezer geen moeite hebben, de constructie van het diagram te volgen.

We krijgen weer:

Het wegverschil in de richting  $P = \lambda/2 \cos \alpha$ . Dit geeft aanleiding tot een phaseverschil tusschen 2 opvolgende vectoren  $= \pi \cos \alpha$ .

Het totale phaseverschil wordt dan  $\pi (1 + \cos \alpha) = \varphi^1$ .

Nulrichtingen ontstaan voor:

$\varphi^1 =$	$\pi (1 + \cos \alpha) =$	$\frac{2\pi}{8}$	$\cos \alpha = -\frac{3}{4}$	$a = 41^\circ 30'$
$\varphi^1 =$	$= 2 \cdot$	$\frac{2\pi}{8}$	$\cos \alpha = -\frac{1}{2}$	$a = 60^\circ$
$\varphi^1 =$	$= 3 \cdot$	$\frac{2\pi}{8}$	$\cos \alpha = -\frac{1}{4}$	$a = 76^\circ$
$\varphi^1 =$	$= 4 \cdot$	$\frac{2\pi}{8}$	$\cos \alpha = 0$	$a = 90^\circ$

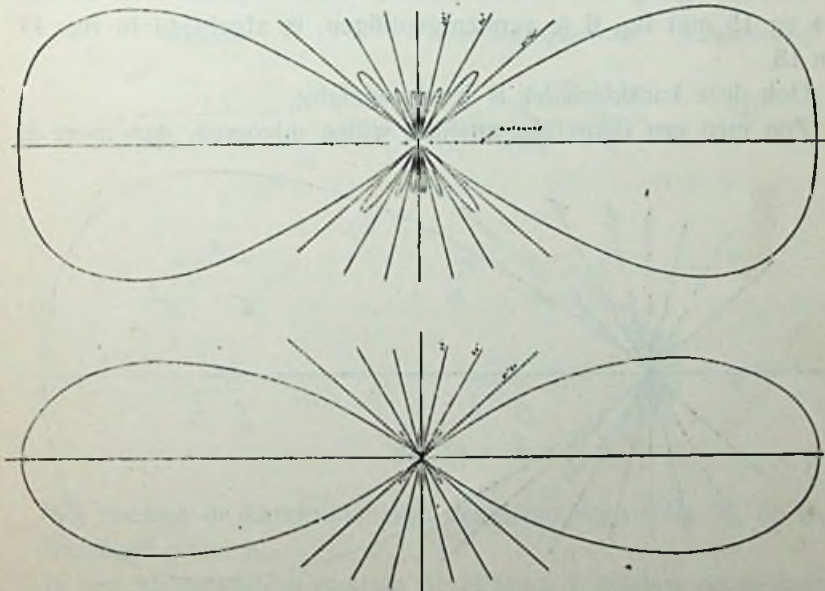


Fig. 14 boven; Fig. 15 onder

Het diagram van deze antenne is voorgesteld in fig. 14. Zooals men ziet is het 2-zijdig.

Nemen wij voor de samenstellende antennes horizontale dipolen dan wordt fig. 15 het horizontale diagram en fig. 14 het verticale. We zien hieruit, dat we in dit geval met een enkele rij van antennes zoowel in horizontalen als in verticalen zin bundelen.

De tweezijdigheid is intusschen een nadeel.

We kunnen een eenzijdig diagram verkrijgen door op een afstand  $\lambda/4$  achter deze antenne een spiegel aan te brengen waarvan de stroomen  $90^\circ$  in phase verschoven zijn t.o. van de antenne-stroomen.

Een spiegel draad komt dan midden tusschen twee antennedraden in te loopen en de stroomen in twee opvolgende draden zijn telkens  $90^\circ$  phase verschoven.

We krijgen dan eigenlijk een nieuw type antenne zooals voorgesteld is in fig. 16.

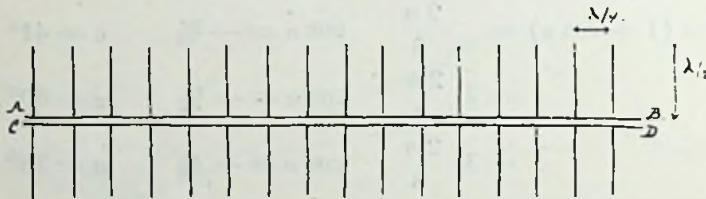


Fig. 16

De stralingsfiguur van deze antenne, welke ontstaat door de fig. 14 en 15 met fig. 6 te vermenigvuldigen, is afgebeeld in fig. 17 en 18.

Ook deze karakteristiek is fraai eenzijdig.

Zou men een dergelijke antenne willen uitvoeren, dan moet er

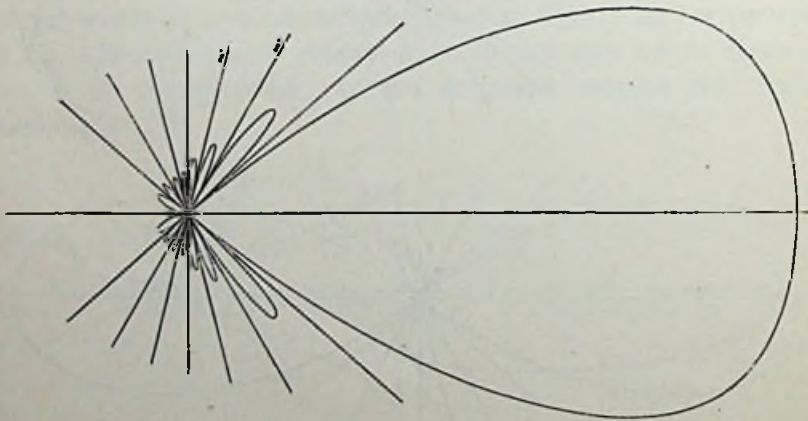


Fig. 17

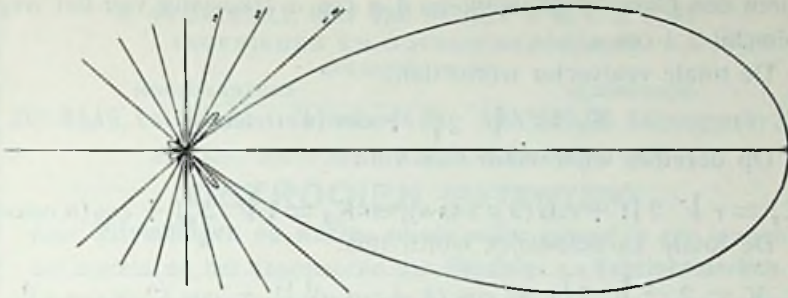


Fig. 18

zorg voor gedragen worden, dat op de leidingen AB en CD van fig. 16 een loopende golf ontstaat. Slechts dan is het phaseverschil tusschen twee opvolgende antennes steeds  $90^\circ$ .

Hetzelfde optreden van deze loopende golf is waarschijnlijk de reden, dat deze antenne wel als golf-antenne (Beverage-antenne) wordt aangeduid.

In het voorgaande zijn de karakteristieken van de diverse antennes min of meer grafisch afgeleid.

Men kan natuurlijk ook analytisch te werk gaan. Bij wijze van voorbeeld zal hieronder nog eens het geval behandeld worden van een rij van 8 antennes welke in phase trillen.

We splitsen hiertoe het geheel in twee gelijke delen, elke helft weer in tweeën, en elk vierde deel nog eens. Zie fig. 19.

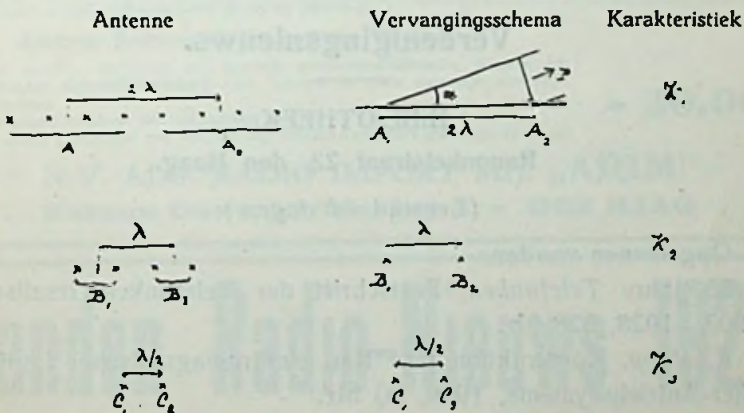


Fig. 19

Wij noemen de karakteristieken achtereenvolgens  $K_1$ ,  $K_2$  en  $K_3$ . Berekening van  $K_1$ .

In een ver verwijderd punt in de richting P hebben de veldvec-

toren een phaseverschuiving  $= 4 \pi \cos \alpha$  afkomstig van het wegvverschil  $2 \lambda \cos \alpha$ .

De totale veldvector wordt dan:

$$K_1 = r \sqrt{2 \{1 + \cos (4 \pi \cos \alpha)\}}$$

Op dezelfde wijze vindt men voor:

$$K_2 = r \sqrt{2 \{1 + \cos (2 \pi \cos \alpha)\}} \text{ en } K_3 = r \sqrt{2 \{1 + \cos (\pi \cos \alpha)\}}$$

De totale karakteristiek wordt dus:

$$K = 2 r^3 \sqrt{2 \{1 + \cos (4 \pi \cos \alpha)\} \{1 + \cos (2 \pi \cos \alpha)\} \{1 + \cos (\pi \cos \alpha)\}}$$

Uit deze formule kan men ook weer de nulrichtingen afleiden:

K wordt nul voor:

$$\begin{array}{lll} 1 + \cos (4 \pi \cos \alpha) = 0 & 1 + \cos (2 \pi \cos \alpha) = 0 & 1 + \cos (\pi \cos \alpha) = 0 \\ \cos (4 \pi \cos \alpha) = -1 & \cos (2 \pi \cos \alpha) = -1 & \cos (\pi \cos \alpha) = -1 \\ 4 \pi \cos \alpha = \pm \pi \text{ of } \pm 3 \pi & 2 \pi \cos \alpha = \pm \pi & \pi \cos \alpha = \pm \pi \\ \cos \alpha = \pm \frac{1}{4} \text{ of } \pm \frac{3}{4} & \cos \alpha = \pm \frac{1}{2} & \cos \alpha = \pm 1 \end{array}$$

$$\alpha = \begin{cases} 75^\circ 30' \\ 104^\circ 30' \end{cases} \text{ of } \begin{cases} 41^\circ 30' \\ 138^\circ 33' \end{cases} \quad \alpha = \begin{cases} 60^\circ \\ 120^\circ \end{cases} \quad \alpha = \begin{cases} 0 \\ 180^\circ \end{cases}$$

Zoals vanzelf spreekt stemmen deze waarden met de reeds eerder gevonden getallen overeen.

Radio-Laboratorium R. T.

's-Gravenhage 15 Mei 1929.

## Vereenigingsnieuws.

### BIBLIOTHEEK.

Ranonkelstraat 23, den Haag.

(Leestijd 14 dagen.)

Opgenomen werden:

25 Jahre *Telefunken*, Festschrift der Telefunken-Gesellschaft, 1903—1928, 328 blz.

*E. Popp*, Konstruktion und Bau elektromagnetischer Lautsprecher-Antriebssysteme, 1929, 90 blz.

*J. Corver* en *G. J. Eschauzier*, Televisie voor den amateur, 1929, 55 blz.

*J. J. Numans*, Kortegolf-ontvangst, 3e druk, 1929.

*W. Keeman*, Het zendend radio-amateurisme in Nederland, 1929.

# Het NEDERLANDSCH OCTROOI-BUREAU

H. W. DAENDELS, ROLF VAN HASSELT & W. v. d. VLIET

INGENIEURS EN OCTROOI-BEZORGERS

OPGERICHT IN 1888

HOOFDKANTOOR:

BIJKANTOOR:

DEN HAAG, Laan Copes v. Cattenburch 24 AMSTERDAM, Keizersgracht 224

BELAST ZICH MET HET AANVRAGEN VAN

## OCTROOIEN (PATENTEN)

voor **Uitvindingen** op **Radio-** en elk ander gebied in alle landen der wereld, en het deponeren van **Handels-** en **Fabrieksmerken**.

VERBETERT UWE ONTVANGST DOOR GEBRUIK VAN

# ASTRA SPOELEN

GROOTSTE GELUIDSTERKTE — UITERSTE SELECTIVITEIT

### Astra Basketspoelen

Geheel vrij gewikkeld van dubbel zijde-omsponnen draad, waardoor volkomen verliesvrij

Prijs per stel van 11 stuks No. 10-300 . . . . .

f 10.00

(Prospectus met golfengte-tabellen gratis op aanvraag)

### Astra afgetakte Basketspoelen

Hiermede wordt op zeer eenvoudige en goedkope wijze de hoogst denkbare selectiviteit verkregen

Prijs per compleet stel van 4 afgetakte basketspoelen voor het geheele golfbereik. . . . .

- 5.50

(Prospectus met beschrijving, foto's en schema's gratis op aanvraag)

### Astra Solenoïd Spoelen

Voor ultra kortegolf ontvangst; gewikkeld van blaak verzilverd koperdraad.

**DE** ultra kortegolfspoel bij uitnemendheid

Prijs per stel van 6 stuks (voor golfbereik 5-75 M.), . . . . .

- 10.00

(Prospectus met golfengte-tabel gratis op aanvraag)

### Astra Inbouw Spoelen W O 3

Deze spoelen, toegerust met speciale spoelvoet-schakelaars, vormen het ideale spoelenstel voor inbouw in elken ontvanger met H.F. versterking

Prijs geheel compleet met schakelaars etc. . . . .

- 20.00

(Uitvoerig prospectus met beschrijving, schema's en foto's gratis op aanvraag)

N.V. ALG. RADIO IMPORT MIJ. „ARIM”

Nassau Ouwkerkstraat 3 - DEN HAAG

# Banden Radio-Nieuws 1928

Prijs: f 1.40 afgehaald, f 1.55 franco per post. Levering ultsluitend nà inzending van het bedrag aan het bureau van Radio-Nieuws:

Laan van Meerdervoort 30 -- Den Haag.

Zooeven is verschenen bij N. VEENSTRA te  
's-Gravenhage:

Het geheel opnieuw bewerkte

## **EERSTE DEEL**

(8<sup>ste</sup> druk) van:

# **Het Draadloos Amateurstation**

DOOR

**J. CORVER.**

---

**PRIJS: f 2.50, in geïllustreerden omslag.  
f 3.50, gebonden.**

---

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

# VARTA

**GLOEI- EN PLAATSTROOM-ACCU'S**

DE BETROUWBARE, ONGEËVENAARDE  
STROOMBRON VOOR

**RADIO**

## Fa. Ch. VELTHUISEN

Vert. der Pyrex isolatoren voor Nederland en Koloniën.

Oude Molstraat 15a-18 - DEN HAAG.

TEL. 12412 -- GIRO 28376.



**PYREX**

Antenne isolatoren No. 1 (88 mM)

f 0.65

Antenne isolatoren No. 2 (184 mM)

f 1.65

Antenne Isolatoren No. 3 (318 mM)

f 5.20

Invoer isolatoren f 5.60



## RADIO

— TOESTELLEN

— LUIDSPREKERS

— LAMPEN

De oudste ervaring — De modernste constructie

**TELEFUNKEN**

verl. door Siemens & Halske A.G.

**DEN HAAG**

Huygenspark 38-39

# AMATEURS!

Ongeacht de groote vorderingen der laatste jaren, slaan wij nog midden in de ontwikkeling der radio-techniek. Wanneer later eenmaal haar geschiedenis geschreven wordt, dan zal daarbij aan het licht komen, hoeveel de amateurs er toe bijgedragen hebben, dat de Radio een culturfactor van de allereerste grootte geworden is.

Iuist de omstandigheid, dat de zendende amateur gedwongen is met eenvoudige hulpmiddelen te werken, geeft het kortegolf-experiment zijn bijzondere bekoring. De zendende amateur is een moderne Columbus van den aether; hij is een pionier, wiens trots het is met geringe middelen iets werkelijk grootsch te bereiken.

Nu binnenkort zendvergunningen zullen worden uitgereikt, zal het ook voor meer Nederlandsche amateurs mogelijk zijn, deel te nemen aan het internationale amateur-kortegolf-verkeer.

De door hen te behalen resultaten zullen echter voor een groot deel afhangen van de gebruikte zendlampen!

PHILIPS zendlampen genieten een wereld-reputatie. Een geheele serie lampen werd ontworpen speciaal voor het gebruik in amateur-zenders.

Op aanvraag worden  
gaarne alle gewenschte  
inlichtingen verstrekt.



# PHILIPS RADIO