

# Tijdschrift van het Nederlands Radiogenootschap

DEEL 21 No. 3

MEI 1956

## Propagatie-eigenschappen van metergolven op niet te grote afstand van de zender \*)

door J. Houtsmuller \*\*)

### SUMMARY

A description is given of the results of field strength measurements in the meterwave bands which have been carried out during the past few years in the service area of the V.H.F. transmitters by the radio laboratory of the P.T.T. From many measurements a selection was made which seemed suitable to present some cases which are less generally known and seem of sufficient importance. To be able to discuss the subject with those who have not studied the propagation phenomena in particular, but are nevertheless interested in the subject it seemed useful to briefly summarize the principles underlying the theory of the propagation of radio waves.

A few subjects dealing with the properties of centimeterwaves, suitable fitting into the article, have been woven into the text.

### 1. *Inleiding.*

De berekening van het veld van een zend-antenne was, zelfs voor het sterk geidealiseerde geval, dat het bolvormig aardoppervlak glad en wat de elektrische eigenschappen betreft homogeen is, gedurende vele jaren een van de moeilijkst oplosbare vraagstukken van de mathematische natuurwetenschap. In 1918 slaagde Watson er in een reeds eerder bekende reeks van zonale harmonischen, die — wegens het grote aantal termen, nodig voor het verkrijgen van numerieke waarden — voor praktische doeleinden onbruikbaar was, zodanig te transformeren dat men uitdrukkingen verkreeg,

---

\*) Teneinde de omvang van het artikel te beperken is een literatuurlijst toegevoegd; de cijfers tussen vierkante haken in de tekst geven de geschriften aan waarover iets meer over het onderwerp is te vinden.

\*\*) PTT, den Haag.

geschikt voor het berekenen van de veldsterkte als functie van de afstand tot de zender en van de hoogte boven het aardoppervlak. Hierdoor is het mogelijk een beeld te vormen van de verdeling van het veld boven het aardoppervlak. Door Prof. v. d. Pol en Dr. Bremmer is reeds voor de oorlog, doorwerkend op deze transformatie, een theorie voor de propagatie van electro-magnetische golven over een glad, homogeen aardoppervlak uitgewerkt, waarmede de numerieke waarden van het veld berekend kunnen worden. [1]

Na de oorlog is door Dr. Bremmer deze studie uitgebreid met de propagatie door troposfeer en ionosfeer en hetgeen in de oorlogsjaren op dit gebied is verricht in een boek [2] samengevat. Dit boek wordt ook internationaal als een standaardwerk beschouwd dat in de komende jaren als theoretische basis voor een studie van propagatie van radiogolven zal kunnen dienen.

Wil een ontwikkelde theorie juist zijn, dan moeten de berekende veldwaarden overeenstemmen met de meetuitkomsten. Bij de allereerste berekeningen, waarbij zowel de atmosfeer als het aardoppervlak homogeen was aangenomen, werd deze overeenstemming zelfs niet bij benadering bereikt. Neemt men echter aan dat de refractie-index van de atmosfeer niet constant is, dan is het mogelijk vele verschijnselen te verklaren.

Een inhomogeniteit in de samenstelling van de lucht kan men verklaren door de aanwezigheid van „vrije electronen” op grote hoogte boven het aardoppervlak aan te nemen (ionosfeer), terwijl voor hoogten, welke zich uitstrekken tot enige kilometers boven het aardoppervlak, de temperatuur, de vochtigheid en de luchtdruk de diëlectrische constante beïnvloeden (troposfeer).

Bij een bespreking van de eigenschappen van de kleinere metergolven zullen de bij die golven slechts zeer sporadisch voorkomende reflecties tegen de ionosfeer voor de hier beschouwde afstanden buiten beschouwing blijven. Iets zal gezegd worden over de gebruikelijke indeling van het propagatie-gebied in zones rondom de zender, welke bepaald worden door de karakteristieke eigenschappen van de golven in die gebieden. De uitdrukking voor de veldsterkte op niet te grote afstand van de zender welke zich uitstekend voor de interpretaties van de waargenomen verschijnselen leent, zal uitgebreid worden besproken. Tevens wordt verklaard hoe men tot het begrip „fictieve aardstraal” is gekomen. De door ons hieromtrent uitgevoerde metingen worden besproken.

Meer uitgebreid behandelen wij die afwijkingen van de berekende veldwaarden welke een gevolg zijn van de omstandigheid dat het aardoppervlak als regel oneffen, bebouwd en begroeid is.

## 2. *Indeling van het propagatie-gebied in zônes.*

### a. *Interferentie-zône.*

Dit gebied strekt zich uit van de onmiddellijke nabijheid van de zender tot op afstanden die zich nog ruim binnen de horizon bevinden. Voor de berekening van de veldsterkte maakt men gebruik van een rechtstreekse benadering van de Watson-integraal. Het is verrassend te zien welk een eenvoudige eindvorm de zeer ingewikkelde uitdrukkingen, welke tijdens de bewerking voorkomen, tenslotte aannemen.

De op deze wijze berekende veldsterkte, die men op enige hoogte boven het aardoppervlak vindt, stemt overeen met de resultante van de velden van de directe en de eenmaal op het aardoppervlak gereflecteerde straal in dat punt. Deze overeenstemming geeft de zekerheid dat men bij de berekening van de veldsterkte volgens deze geometrisch optische methode met alle factoren, die de propagatie in het interferentie-gebied beïnvloeden, heeft rekening gehouden en deze met de juiste numerieke waarden heeft toegepast. Voor een golflengte van 5 meter mag men de geometrisch optische methode toepassen tot hoeken van inval van de gereflecteerde straal van circa  $89^{\circ}45'$ , voor golven van 1 meter lengte tot circa  $89^{\circ}50'$ .

Verandert de refractie-index van een medium dan verandert ook de snelheid van de zich daarin voortplantende golven. Is op grote hoogte de refractie-index kleiner, dan wordt de voortplantingssnelheid groter. Het gevolg hiervan is dat het golfvront naar voren gaat hellen en de golf zich naar het aardoppervlak toebuigt. Deze toestand doet zich onder normale meteorologische omstandigheden voor en het gevolg hiervan is dat stralen van de op enige afstand boven de grond opgestelde zender het aardoppervlak op grotere afstand raken, dan bij rechtlijnige voortplanting het geval zou zijn. Men spreekt dan wel van de radio-horizon.

Teneinde met de meteorologische invloeden rekening te kunnen houden definieert men voor bepaalde gebiedsdelen en seizoenen wel een standaardatmosfeer, waarvan de refractie-index als functie van de hoogte volgens een statistisch gemiddelde waarde verandert. Voert men de vereenvoudiging nog verder door en neemt

men een lineaire verandering van de refractie-index als functie van de hoogte aan, dan is het — zoals later wordt aangetoond — mogelijk aan de aarde een fictieve aardstraal toe te kennen en de radiostralen als rechte lijnen voor te stellen, waarop weer de geometrisch-optische methode kan worden toegepast.

#### b. Diffractie-zône.

Deze sluit aan op het hiervoor beschreven gebied. De geometrisch-optische methode voor het berekenen van de veldsterkte kan men hier niet meer gebruiken. Door een andere benaderingsmethode splitst men de Watson-integraal weer in een reeks waarvan men de termen berekent (residu reeks). Formeel geldt deze berekeningswijze ook voor het interferentiegebied maar het grote aantal termen dat daar nodig is maakt deze wijze van berekenen onpraktisch. Ook in de nabijheid van de radio-horizon is de berekening nog zeer tijdrovend zodat men voor het maken van veldsterktekrommen in het overgangsgebied van interferentie- naar diffractiezône vaak grafisch interpoleert.

Voor praktisch gebruik verdient het dan ook aanbeveling gebruik te maken van voor dit doel berekende veldsterkte-krommen.<sup>1)</sup> Is het echter nodig de te verwachten veldsterkte nauwkeurig te kennen dan raadplege men hoofdstuk VI van het standaardwerk van Dr. Bremmer [2], welk hoofdstuk aanwijzingen en uitdrukkingen voor het praktisch berekenen van de veldsterkte geeft.

Op afstanden van de zender welke meer dan circa 50 km buiten de radio-horizon liggen treft men bij meting weer veldsterkten aan die groter zijn dan de uit diffractie berekende. Een verklaring hiervoor vindt men in de aanwezigheid van zeer plaatselijke stromingen of bewegingen (turbulenties) in de atmosfeer welke de drie grootheden beïnvloeden die de refractie-index in de troposfeer bepalen. Het gebied waar de invloeden van deze locale storingen in de troposfeer een grotere veldsterkte veroorzaken dan men volgens de diffractie-theorie kan verwachten, zullen wij nu bespreken.

#### c. Turbulentie-zône.

Van de standaard-atmosfeer namen wij aan dat de refractie-index als functie van de hoogte verandert, maar dat deze overigens stabiel is. Houdt men rekening met de invloed van de plaatselijke — echter overal voorkomende — wervelingen dan blijken

<sup>1)</sup> Zie: Atlas of Groundwave propagation curves for frequencies between 30 mc/s and 300 mc/s. (C.C.I.R. resolution no. 11).

deze met zeer geringe plaatselijke afwijkingen van vochtigheid, temperatuur en druk gepaard te gaan, welke weer de refractie-index beïnvloeden. Het is moeilijk iets over de vorm en afmetingen van dergelijke gebiedsdelen te voorspellen, maar men mag aannemen dat deze zeer grillig gevormd zijn zoals dit ook met wolkenformaties het geval is. Denkt men zich door een door turbulenties bewogen atmosfeer rechte lijnen getrokken en denkt men zich op regelmatige afstanden hierlangs de zeer kleine veranderingen van de refractie-index ten opzichte van een gemiddelde waarde afgezet, dan verkrijgt men profielen welke beurtelings positieve en negatieve afwijkingen zullen vertonen.

De laatste jaren bepaalt men in Amerika met behulp van in vliegtuigen opgestelde refractiemeters rechtstreeks de vorm van dergelijke profielen. Uit deze metingen blijkt dat de afmetingen van positieve en negatieve gebiedsdelen van de orde van grootte van tientallen meters zijn.

Beschouwt men dergelijke gebieden als zeer zwakke lenzen, welke een aantal golflengten groot zijn, dan is het aannemelijk dat deze een zeer zwakke spreiding van de radiostralen zullen veroorzaken.

Berekening toont echter aan dat deze spreiding voldoende is om punten buiten de horizon te bereiken en daar een veldsterkte te veroorzaken welke zeer vele malen groter is dan volgens de diffractie-theorie kan worden verwacht. De hierboven gegeven theorie voor de veldsterkte op grote afstand van de zender is het eerst ontwikkeld door Booker en Gordon [3]. Een andere verklaring van de waargenomen grote veldsterkte vindt men door aan te nemen dat de turbulenties zeer kleine discontinuïteiten in de refractie-index veroorzaken, waardoor zeer zwakke partiële reflecties optreden. Deze laatste ideeën zijn verder uitgewerkt door Carroll en Feinstein [4].

### 3. Berekening van de veldsterkte in het interferentie-gebied.

Voor een uitgestraald vermogen van 1 kW door een dipool van een halve golflengte, welke zich enige golflengten boven het aardoppervlak bevindt, geeft de volgende uitdrukking, in een richting loodrecht op de lengterichting van de dipool een veldsterkte

$$E = \frac{222}{D} \left| 1 + a \frac{D}{D_1 + D_2} R(\tau) e^{j2\pi \frac{\Delta}{\lambda}} \right| \text{ mV/m} \quad (1)$$

Hierin is:

- $D$  de afstand van de zend- tot de ontvangantenne in km.  
 $D_1$  de afstand van de zendantenne tot het reflectiepunt op aarde in km.  
 $D_2$  de afstand v.d. ontvangantenne tot het reflectiepunt op aarde in km.  
 $a$  de divergentie-coëfficiënt.  
 $R(\tau)$  de complexe reflectiecoëfficiënt bij terugkaatsing van de straal door het aardoppervlak.  
 $\Delta$  het verschil in weglengte in meters tussen  $(D_1 + D_2)$  en  $D$ .  
 $\lambda$  de golflengte in meters.

Het eerste deel van deze formule  $\left(\frac{222}{D} \text{ mV/m}\right)$  geeft het veld dat zou worden waargenomen indien de zender zich alleen in de ruimte bevond. De tweede term geeft een bijdrage die het gevolg is van de reflectie van de straal tegen het aardoppervlak.

Dr. Bremmer gebruikt in zijn boek een factor 150 in plaats van 222. Dit is een gevolg van de omstandigheid, dat hij zijn definitie voor het vermogen niet baseert op het uitgestraalde vermogen van een halve golf-dipool maar van een verticale lineaire straler waarvan de lengte zeer klein is t.o.v. de golflengte en die loodrecht en onmiddellijk boven een aardoppervlak van oneindig groot geleidingsvermogen is opgesteld.

Teneinde de betekenis van de verschillende factoren te verklaren is fig. 1 getekend. De weglengte van de directe straal is  $D$ ; die van de gereflecteerde straal is  $(D_1 + D_2)$ . De grootte  $\Delta$  die in de exponent voorkomt is gegeven door  $(D_1 + D_2) - D$ . Aangezien deze grootte van de orde van grootte van meters is, terwijl de afstand in de regel in km wordt uitgedrukt, volgt hieruit dat de verhouding  $\frac{D}{D_1 + D_2}$  gelijk aan 1 gesteld kan worden.

Indien de afstand klein is zodat de aarde als vlak is te beschouwen, kan men  $\Delta$  zeer eenvoudig berekenen (fig. 2):

$$D_1 + D_2 = \frac{D}{\cos \varphi_2} \text{ en } D = \frac{D}{\cos \varphi_1} \text{ waarin } \sin \varphi_1 = \frac{h_1 - h_2}{D} \approx \varphi_1$$

$$\text{en } \sin \varphi_2 = \frac{h_2 + h_1}{D} \approx \varphi_2. \text{ De hoeken zijn zeer klein, zodat}$$

$$\cos \varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2} \text{ en } \frac{1}{\cos \varphi} = 1 + \frac{\varphi^2}{2}. \text{ Men vindt dan gemakkelijk}$$

$$\Delta = \frac{D_0}{2} (\varphi_1^2 - \varphi_2^2) = \frac{2h_1 h_2}{D_0} \quad (2)$$

welke eenvoudige formule wij later nog zullen gebruiken.

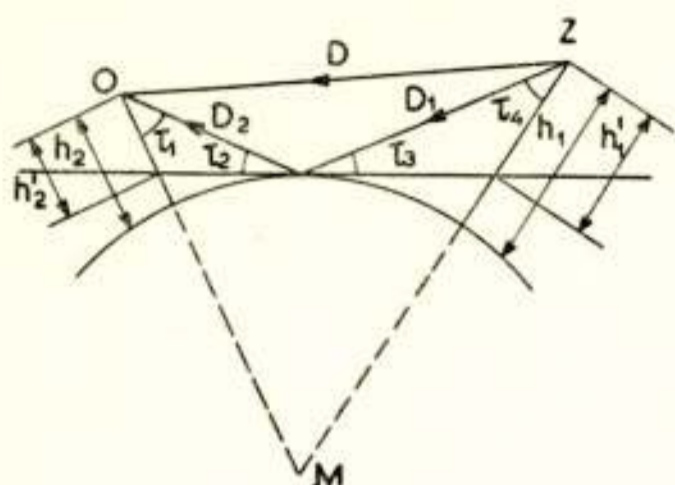


Fig. 1.

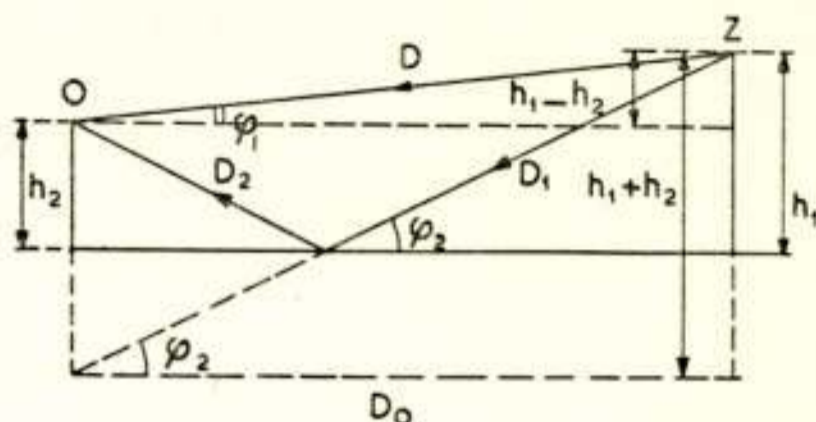


Fig. 2.

Is de aarde niet vlak, dan wordt de zaak gecompliceerder. Beschouwt men een bundel, waarin de energie wordt uitgestraald, dan zullen de uiterste stralen van deze bundel bij reflectie op het aardoppervlak normalen vinden, die niet evenwijdig zijn. Het gevolg hiervan is, dat de energie over een groter oppervlak verdeeld is, dan bij reflectie op een vlak oppervlak waardoor de veldsterkte dus kleiner wordt. Met deze zogenaamde divergentie houdt men rekening door de factor  $\alpha$  in (1) te voeren. De uitdrukking voor  $\alpha$  luidt:

$$\alpha = \frac{(D_1 + D_2) \sqrt{\sin \tau_2 \cos \tau_2}}{\sqrt{D (D_1 \cos \tau_1 + D_2 \cos \tau_4)}} \quad (\text{zie fig. 1}).$$

Brengt men in het reflectiepunt een raakvlak  $V$  aan de aarde aan, dan ziet men dat de hoogte van de antenne boven het aardoppervlak groter is dan boven het raakvlak. Voor het verschil in weglengte moet men de hoogte boven het platte vlak beschouwen, zodat  $\Delta$  een kleinere waarde heeft dan volgens uitdrukking (2) berekend wordt.

De grootte  $\Delta$  is in dit geval moeilijk te berekenen; voor de bepaling van  $\Delta$  en andere grootheden zijn door de heer v.d. Hak, verbonden aan het Dr. Neherlaboratorium, nomogrammen berekend. [5] De grootte  $R(\tau)$  geeft tenslotte de reflectiecoëfficiënt weer welke in complexe vorm gegeven wordt door  $\rho e^{j\vartheta}$ . Raadpleging van bijv. Terman, Radio Engineering leert, dat de modulus van deze coëfficiënt speciaal voor horizontaal gepolariseerde golven gelijk aan 1 gesteld kan worden en  $\vartheta = 180^\circ$  zodat  $R(\tau)$  als regel door  $-1$  wordt benaderd.

Wij zullen nu in vorenstaande uitdrukking het quotient  $\frac{D}{D_1 + D_2}$  en  $a$  gelijk aan 1 stellen en de reflectie-coëfficiënt  $-1$  en de verkregen uitdrukking gebruiken om enkele eigenschappen van de propagatie op zeer kleine afstand van de zender te verklaren. De uitdrukking gaat over in

$$E = \frac{222}{D} \sqrt{P} \left| 1 - e^{j360^\circ \frac{\Delta}{\lambda}} \right| \text{ mV/m}$$

Wordt het vermogen uitgedrukt in watts, dan vervange men 222 door 7. De uitdrukking  $e^{j360^\circ \frac{\Delta}{\lambda}}$  vervangende door

$$\cos \frac{\Delta}{\lambda} 360^\circ + j \sin \frac{\Delta}{\lambda} 360^\circ, \text{ zien wij, dat voor waarden van } \frac{\Delta}{\lambda} \text{ van } 0;$$

0,5; 1; 1,5 enz. de uitdrukking tussen haken de waarden 0, 2, 0, 2 enz. aanneemt. Is  $\Delta < \frac{1}{2} \lambda$ , dan vermindert de veldsterkte monotoon met het toenemen van de afstand. Voor kortere afstanden, waarbij  $\Delta > \frac{1}{2} \lambda$  is, treden afwisselend maxima en minima in de veldsterkte op. Voor het geval  $\Delta = \frac{1}{6} \lambda$ , neemt de uitdrukking de waarde  $1 - \cos 60^\circ - j \sin 60^\circ = \frac{1}{2} - j \frac{1}{2} \sqrt{3}$  aan. De modulus is in dit geval 1 en de veldsterkte is dezelfde als voor het geval dat zender en ontvanger zich in de vrije ruimte bevinden. Wij zullen dit het geval van de „vrije ruimte” straling noemen; deze zelfde waarde van de veldsterkte wordt gevonden voor waarden van  $\Delta$  van  $\frac{5}{6} \lambda$ ,  $\frac{7}{6} \lambda$ ,  $\frac{11}{6} \lambda$  enz.

De in het algemeen complexe getallen, waarmede wij te maken hebben, beeldt men het beste af in een diagram van Argand (fig. 3a).

Men zet de lengte-eenheid af langs de reële as ( $OA$ ). De grootte  $e^{j60^\circ}$  wordt voorgesteld door een lijndeel van gelijke lengte, maar dat een hoek van  $60^\circ$  met de reële as maakt;  $OC = \frac{1}{2}$ ,  $BC = \frac{1}{2} \sqrt{3}$  en  $BA = \sqrt{CA^2 + BC^2} = OB = OA$ . Verder is  $1 - OC = CA$ .

Men stelt de complexe getallen dus door gerichte grootheden, dwz. door vectoren voor. In fig. 3a geeft het verschil van de vectoren  $E_D$  en  $E_R$  de vector  $E'$ ; men ziet dat de lengte hiervan weer gelijk is aan  $E_D$ .

Wij vinden hierin een eenvoudige methode om de door ons



gewenste waarden grafisch te bepalen. Indien men de reflectiecoëfficiënt een waarde kleiner dan 1 wil geven en/of het argument  $\varphi$  van de reflectiecoëfficiënt in rekening wil brengen, kan men dit doen door de vector  $E_R$  met  $\rho e^{j\varphi}$  te vermenigvuldigen. De variaties in de veldsterkte worden dan kleiner,

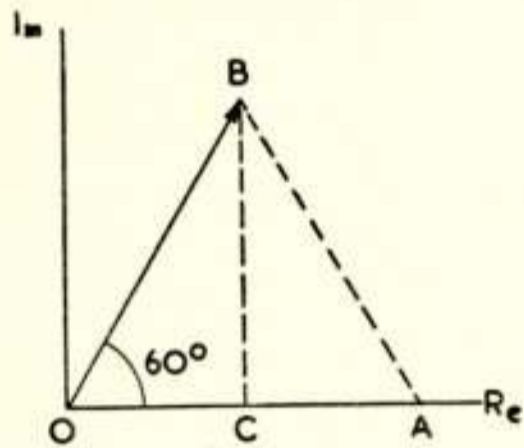


Fig. 3a.

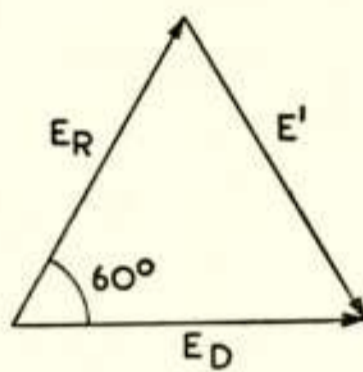


Fig. 3b.

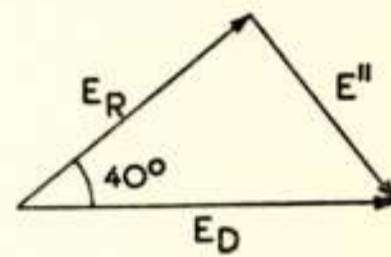


Fig. 3c.

maar maxima en minima treden op voor dezelfde waarden van  $\Delta$ .

Het is algemeen gebruikelijk om bij het ontwerpen van een *radiolink* de antennes een zodanige hoogte te geven, dat ten minste de veldsterkte van de „vrije ruimte” straling wordt verkregen. Men zal echter niet altijd aan deze eis kunnen voldoen en het maken van een profiel van de radioweg tussen zender en ontvanger zal aanwijzingen moeten geven in hoeverre men van deze gewenste toestand verwijderd is. Blijkt het verschil in weglengte bijv.  $1/9 \lambda$  te bedragen ( $\varphi = 40^\circ$ ) en is ten gevolge van minder goede reflectie de lengte  $E_R$  20% kleiner gekozen dan die van  $E_D$ , dan zal de veldsterkte door  $E''$  gegeven zijn (fig. 3c). De verhouding  $\frac{E''}{E_D} = C$  geeft een correctiefactor, die men op de „vrije ruimte” straling moet toepassen. De veldsterkte bij een uitgestraald vermogen van  $P$  watt wordt in dit geval gegeven door:

$$E = \frac{7}{D} C \sqrt{P} \text{ mV/m}$$

Het is duidelijk, dat voor hoeken groter dan  $60^\circ$  de factor  $C$  ten hoogste de waarde 2 kan krijgen, en dat bij kleinere hoeken alle waarden tussen 0 en 1 mogelijk zijn. In dit geval is weer een reflectiecoëfficiënt  $-1$  aangenomen; speciaal bij cm. golven

en reflectie op land kunnen aanzienlijke afwijkingen van de waarde  $-1$  worden verwacht.

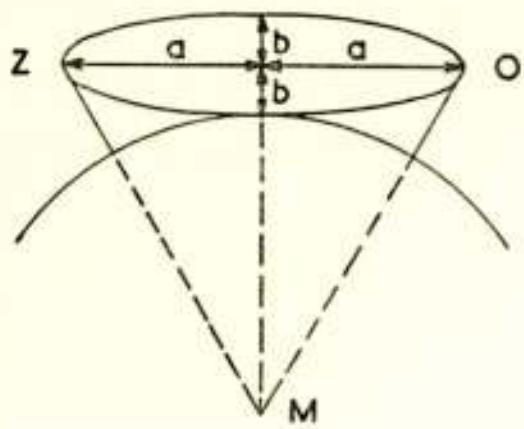


Fig. 4.

In fig. 4 bevindt zich in  $Z$  een zender en in  $O$  een ontvanger. De meetkundige plaats van alle punten, waarvoor het weglengteverschil  $1/6 \lambda$  bedraagt, is een ellips; de verbindingslijn ( $2a$ ) van de brandpunten is de afstand van zender tot ontvanger (de lange as van de ellips is steeds  $1/6 \lambda$  langer d.w.z. hoogstens enige meters op vele kilometers).

Zij in het algemeen het verschil in weglengte  $c$  meter en de lengte van de halve lange as  $a$  meter, dan vindt men de korte as  $b$  op eenvoudige wijze volgens fig. 5 uit:

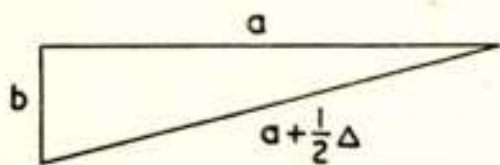


Fig. 5.

$(a + \frac{1}{2} c)^2 = a^2 + b^2$  of  $b^2 = ac + \frac{1}{4} c^2$ , waarbij  $c^2$  zeer zeker te verwaarlozen is t.o.v.  $ac$ . Wij vinden

$$b = \sqrt{ac} \quad (3)$$

Is nu  $c = 1/6 \lambda$  en vervangen wij  $a$  door  $D/2$ , dan wordt  $b = \sqrt{\frac{D \lambda}{12}}$ . Een dergelijke ellips, getekend op

doorschijnend papier, zou men zodanig over het profiel kunnen leggen, dat het oppervlak juist wordt geraakt. Men kan dan de gewenste hoogte van de antennes aflezen, waarvoor de veldsterkte gelijk is aan die van het veld in de vrije ruimte. Dit is de eerder genoemde waarde welke in de litteratuur veelvuldig als referentie-waarde wordt gebruikt. Het is van belang nog op te merken, dat de normaal op een punt van de omtrek van de ellips de hoek tussen de verbindingslijnen met de brandpunten middendoor deelt. Deze lijnen stellen de invallende en gereflecteerde straal voor; aan de eis dat de hoek van inval en de hoek van terugkaatsing aan elkaar gelijk moeten zijn, is dus voldaan.

Anderzijds zal een groot percentage van de *ontvangers*, die zich in het interferentie-gebied van een omroepzender bevinden zover van de zender verwijderd zijn, dat — in tegenstelling tot de linkverbindingen — de hoek tussen de hierboven besproken vectoren klein is. Een vectordiagram is in fig. 6 gegeven.

Bij een reflectiecoëfficiënt  $-1$  wordt de resulterende veldsterkte gegeven door de lengte van de vector  $AB$ ; bij een reflectiecoëfficiënt  $-0,6$  door de lengte  $AB'$ . Men ziet dat in

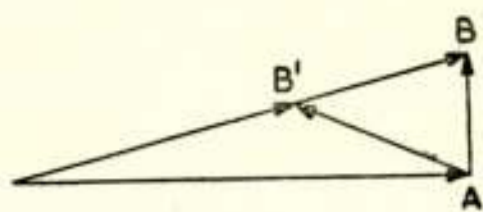


Fig. 6.

het laatste geval de veldsterkte aanzienlijk groter is.

Deze situatie kan zich b.v. voordoen indien de reflectie plaats vindt op een bodem welke met laag houtgewas is bedekt.

Door het doen van veldsterktemetingen is getracht een inzicht te verkrijgen in hoeverre de berekende veldsterkte-waarden van de gemeten afweken. Het ligt voor de hand, dat men in de praktijk bijna steeds gevallen zal aantreffen, die van het geidealiseerde geval, waarvoor de uitdrukkingen werden afgeleid, afwijken.

4. Profielen; de fictieve aardstraal.

Uit fig. 7 blijkt, dat zender en ontvanger elkaar juist nog zullen zien, indien de verbindinglijn aan de zuiver bolvormig

gedachte aarde raakt. Ook zal men in het punt  $P$  bij ooghoogte nul, de zend- en ontvangantenne  $A'$  en  $B'$  nog juist zien.

Voor de afstand  $A'P = B'P = d$  zal de hoogte

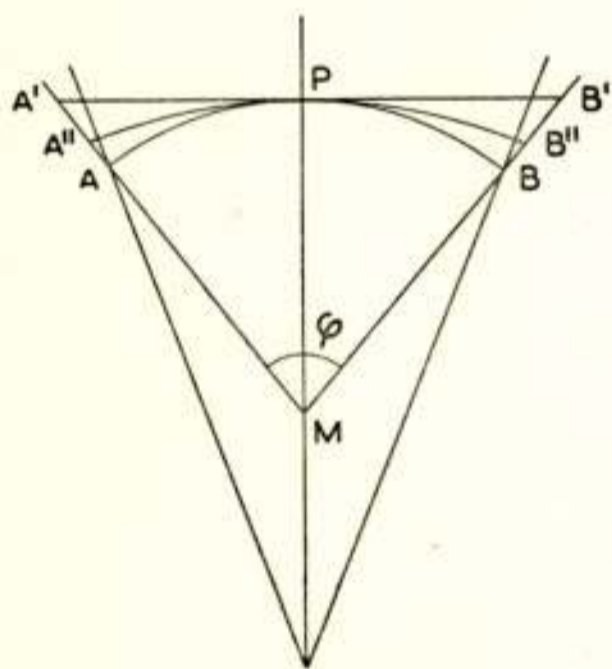


Fig. 7.

$$AA' = BB' = h = \frac{R}{\cos \varphi} - R = R \left( \frac{1}{\cos \varphi} - 1 \right) \text{ bedragen.}$$

De hoek  $AMB$  is van de orde van grootte van een graad, zodat men voor alle practische doeleinden  $A'B' = AB$  kan stellen.

De afstand  $d$  is als regel in km gegeven. Drukt men de afstand in zeemijlen (1,862 km) uit, dan geeft het aantal zeemijlen van  $AB$  in minuten juist de hoek  $\varphi$  aan, waaronder de boog  $AB$  vanuit het middelpunt  $M$  van de aarde wordt gezien.

Is  $\varphi$  b.v.  $4^\circ$ , dan komt dit overeen met 240 zeemijlen of circa 440 km, hetgeen een grote afstand voor de beschouwde golven is.

Stelt men:

$\cos \varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2!} + \frac{\varphi^4}{4!} + \dots$  enz. en noemt men de som der termen die  $\varphi$  bevatten  $\varepsilon$ , dan is voor alle afstanden kleiner dan 440 km:  $\varepsilon < 2,5 \cdot 10^{-3}$ , zodat  $\frac{1}{\cos \varphi} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \approx 1 + \varepsilon$  kan worden gesteld.

Beperkt men zich tot de eerste term, dan vindt men:  
 $h = R(1 - \cos \varphi) = \frac{1}{2} R \varphi^2$ , waarbij  $\varphi$  in radialen is uitgedrukt.  
 Voorts is  $\varphi$  (rad) =  $\frac{d}{R}$ , zodat  $h = \frac{d^2}{2R}$ , of:

$h$  (in m) =  $7,85 \cdot 10^{-2} \cdot d^2$  (in km). De lengte van de aardstraal is 6370 km. Onderstaand is in ronde getallen aangegeven, op welke afstanden voor een bepaalde antenne-hoogte de aarde door de uitgezonden golf wordt geraakt.

$h$	$d$
12,5 m	12,5 km
50 m	25 km
200 m	50 km

Heeft men een antenne van 200 m hoogte en wil men nagaan of een heuvel op het aardoppervlak boven deze raaklijn uitsteekt, dan is het gewenst dit in beeld te brengen.

Wordt 1 km door 1 cm voorgesteld, dan zou dus de afstand  $d$  door 50 cm en de antenne door 2 mm moeten worden voorgesteld. Een terreingolving van 20 m zou 0,2 mm bedragen. Het is dus gewenst voor afstand en hoogte verschillende schalen te nemen.

Indien aan de bolvorm van de aarde wordt vastgehouden, is het niet mogelijk voor afstand en hoogte een verschillende schaal te gebruiken.

Daarom is hiervoor een andere methode toegepast, welke hierin bestaat, dat men de aarde als vlak beschouwt ( $R = \infty$ ) en de rechtlijnige stralen boven het boloppervlak van de aarde vervangt door krommen, die op ieder punt op gelijke afstand boven de aarde zijn als de rechte lijnen boven het aardoppervlak. Dit zijn parabolen; in fig. 8 is zo'n parabool getekend. De as is evenwijdig aan de normaal op het aardoppervlak.

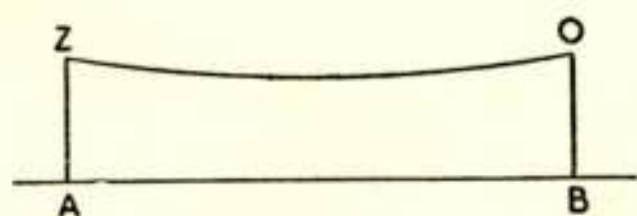


Fig. 8.

De hier gegeven voorstellingswijze geeft de mogelijkheid oneffenheden en

obstakels in het terrein op een vlakke aarde af te zetten. Door gebruik te maken van parabolen die voor verschillende aardstralen gelden is het dan mogelijk na te gaan hoe ver het pad van de straal van deze obstakels verwijderd blijft.

Het is ook mogelijk de straal als rechte lijn te tekenen en het aardoppervlak op gelijke wijze door een parabool voor te stellen. In feite krijgt men dan voor een gladde aarde een spiegelbeeld t.o.v. een horizontale as van de boven gegeven voorstellingswijze. Men kan dit dan slechts voor één aardstraal doen. Het geeft voordelen deze voorstellingswijze te gebruiken indien men verschillende stralen (waarvan de richting als regel niet te veel verandert) in het zelfde diagram wil tekenen.

Bij het bovenstaande is gerekend met de ware aardstraal. In werkelijkheid verandert tengevolge van de verandering van de temperatuur, het vochtigheidsgehalte en de luchtdruk als functie van de hoogte boven het aardoppervlak, de refractie-index van de atmosfeer. Hierdoor worden de radiostralen als regel naar het aardoppervlak toegebogen. Men vindt de kromming van deze stralen met behulp van de uitdrukking  $-\frac{dn}{dh} = \frac{1}{\rho}$ ;  $\rho$  is de kromtestraal;  $n$  de refractie index [6], [7].

Voor de standaard-atmosfeer is  $\frac{dn}{dh}$  in de nabijheid van het aardoppervlak circa  $4,3 \cdot 10^{-9}$ . Dit komt overeen met een kromtestraal  $2,3 \cdot 10^7$  meter. De aardstraal is  $6,37 \cdot 10^6$  meter, zodat deze kromtestraal voor de standaardatmosfeer bijna 4 zo groot is als de aardstraal.

In fig. 7 is  $AB$  de afstand van een zend- en ontvangmast gemeten langs het aardoppervlak. Een raakvlak in  $P$ , midden tussen  $A$  en  $B$  in, zal de masten in  $A'$  en  $B'$  snijden.  $PA'$  en  $PB'$  stelt de weg van stralen in een homogene atmosfeer voor. Voor een standaardatmosfeer zullen de stralen die in  $P$  de aarde evenwijdig aan het aardoppervlak verlaten niet in  $A'$  en  $B'$ , maar b.v. in  $A''$  en  $B''$  aankomen.

De kromtestraal van de boog tussen  $A''$  en  $B''$  is in dit beschouwde geval  $4R$ . Het verband tussen de afstand  $d (= PB)$ , de hoogte  $B'B$  en de aardstraal wordt gegeven door de uitdrukking:

king:  $h = \frac{d^2}{2R}$ . Voor gekozen constante waarden van  $d$  — ge-

legen binnen de grenzen van de toegepaste benadering — bevindt de radiostraal, welke een rechtlijnige voortplanting in een

homogene atmosfeer aangeeft, zich op een afstand boven het aardoppervlak, welke behalve een constante, de factor  $1/R$  bevat. Tengevolge van de buiging in een atmosfeer, waarvan de refractie-index op de boven aangewezen wijze lineair verandert, wordt de afwijking van de rechtlijnigheid op de afstanden  $d$  viermaal kleiner (factor  $1/4 R$ ). Voor alle gekozen afstanden  $d$  zal de afstand  $BB''$  dus  $3/4 \times BB'$  zijn. Indien het van belang is de hoogte van de gebogen straal boven het aardoppervlak te kennen, is de toestand dezelfde alsof in plaats van de gebogen straal boven de reële aarde een rechtlijnige straal zich boven een aardoppervlak bevindt met straal  $4/3 R$ .

Dit is de fictieve aardstraal, die men in de literatuur steeds aantreft. De factor, die in ons geval  $4/3$  bedraagt wordt in het algemeen aangeduid door de letter  $K$  en men heeft het verband:

$$\frac{1}{R \cdot K} = \frac{1}{R} - \frac{1}{\varrho}$$

In ons geval is  $\varrho = 4 R$ .

Men neemt veelvuldig aan, dat voor verschillende atmosferische omstandigheden  $K$  varieert tussen 0,8 en 3.

##### 5. Gevolgtrekkingen uit meetgegevens.

Op 1 Januari 1952 begon een onderzoek betreffende de propagatie van metergolven. De frequentie was 99,9 MHz, het zendvermogen was circa 50 watt; het veld was verticaal gepolariseerd. Zenders en ontvangers waren opgesteld in Delft en Kootwijk; ontvangen werd ook te Lopik en de Bilt, zodat de volgende verbindingen onderzocht werden:

Delft	—	Lopik	( 47 km)
Delft	—	de Bilt	( 57 km)
Delft	—	Kootwijk	(100 km)
Kootwijk	—	de Bilt	( 44 km)
Kootwijk	—	Lopik	( 55 km)
Kootwijk	—	Delft	(100 km)

De analyse van de resultaten van de metingen heeft ons destijds een goed inzicht in verschillende propagatie-verschijnselen verschaft, welke echter omstreeks die tijd en sindsdien in verschillende publicaties zijn besproken. Wij zullen ons hierom beperken tot bespreking van enkele speciale onderwerpen waarvan niet veel bekend is.

Omdat op dit tijdstip niet over voldoende recorders werd beschikt zijn de veldsterkten op een eenvoudige wijze aangetekend. Te 09,00, 12.00 en 16.00 uur werd door ieder van de zenders beurtelings een serie van 10 strepen van 10 secunde tijdsduur gegeven, met tussenpozen van 5 secunde. In totaal zond ieder station op die tijden drie van deze series uit. De resultaten werden in elke

Rec.: DE BILT - Transm.: KOOTWIJK

Time

0900	120	125	122	125	125	122	120	122	120	122
	115	118	120	120	120	120	122	120	120	122
	120	118	120	118	120	120	118	120	122	120
1200	96	98	106	104	105	105	104	104	102	101
	107	108	108	106	106	109	107	107	107	107
	112	115	120	120	115	118	118	118	118	118
1600	100	102	102	100	104	102	103	104	104	102
	100	100	103	100	100	100	99	98	97	98
	102	100	105	105	105	102	104	104	102	102

Date: Jan. 4 1952

VHF transm: DELFT - Rec. DE BILT

Time

0900	27	29	28	29	30	30	31	30	29	31
	26	25	27	28	27	26	25	26	26	27
	25	24	25	23	24	26	26	25	22	23
1200	40	40	40	36	34	34	33	30	28	26
	23	23	23	23	24	24	23	23	25	24
	27	27	26	26	28	28	27	27	27	27
1600	27	25	25	26	26	27	26	27	25	24
	24	24	24	24	24	24	25	28	24	26
	25	27	26	27	26	26	27	26	27	28

Date: Jan. 4 1952

Fig. 9.

grootheden, die in elk van de door ons te beschouwen gevallen met de tijd of de plaats veranderen, toepast. Een dergelijke bewerking stelt ons in staat een omschrijving van bepaalde karakteristieke grootheden te geven en mathematisch statistische bewerkingen hiermede uit te voeren.

Figuur 10a en 10b zijn algemene voorbeelden van dergelijke met de tijd veranderlijke grootheden. In beide figuren zijn horizontale lijnen van bijvoorbeeld constante veldsterkte getrokken. Bezien wij de lijn *CD* uit beide figuren, dan merken wij op, dat de delen van deze lijn, waar de veldsterkte een grotere waarde heeft dan 4, dik zijn getrokken. De gezamenlijke lengte van de dik getrokken stukken is juist de helft van de totale

ontvangplaats aangetekend op formulieren als in fig. 9 is afgebeeld. Het was dus zeker dat de veldsterkte van de waarneming die men in overeenkomstige vakjes van de beide in de figuur voorkomende roosters aantreft, bij dezelfde streep behoorden.

Het is duidelijk dat een verzameling getallen als in de verschillende diagrammen is neergeschreven niet erg overzichtelijk is en dat het moeilijk valt hieruit conclusies te trekken betreffende het gebruik dat men van deze golven zal kunnen maken. Wij zullen hierom in het kort iets mededelen omtrent enkele elementaire statistische bewerkingen, welke men met dergelijke

lengte. Het getal 4 is dus een maat voor de veldsterkte, die gedurende 50% van de tijd wordt overschreden; dit noemen wij de mediaanwaarde.

De mediaanwaarde voor figuur 10a en figuur 10b is dezelfde, maar de grootte van de afwijkingen — die wij bij onze onderzoeken de „fading” zullen noemen — is in beide gevallen zeer verschillend. Voor het verkrijgen van een inzicht in de grootte van de fading vermeldt men daarom, behalve de mediaanwaarde tevens de waarden, die bijv. gedurende 90%, 10% en 1% van de tijd worden overschreden. In beide figuren be-

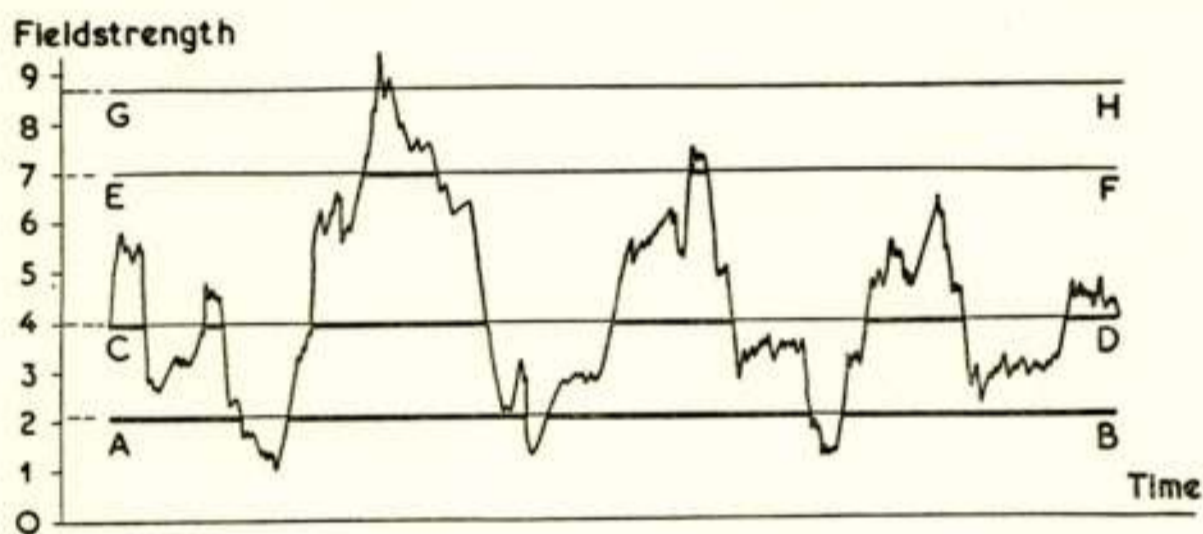


Fig. 10a.

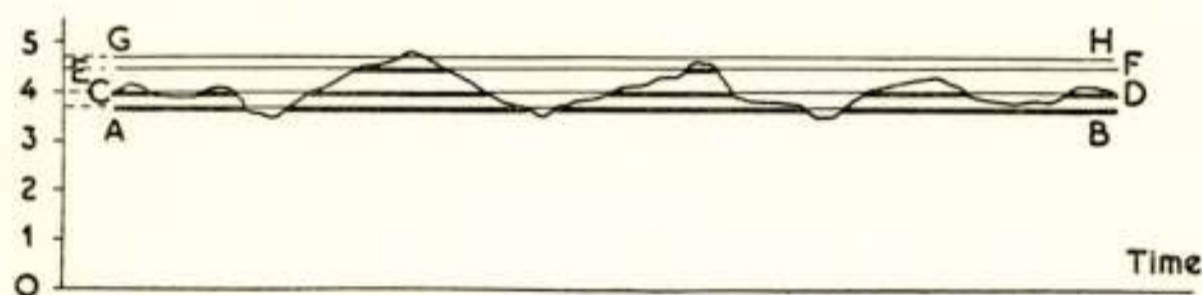


Fig. 10b.

dragen de dik getekende lijnstukken van  $AB$ ,  $EF$  en  $GH$ , resp. 0,9; 0,1 en 0,01 van de totale lengte. De getallen, die op deze wijze het veld in fig. 10a zouden karakteriseren, zijn 2; 4; 7 en 8,7. Voor fig. 10b zijn deze 3,7; 4; 4,5 en 4,7.

Men kan de hier gegeven benamingen ook toepassen, indien men de waarden niet in diagramvorm heeft verstrekt, maar rechtstreeks als getallen heeft uitgeschreven, zoals in het gegeven geval. Voor de mediaanwaarde van 30 waarnemingen zal men in gedachten de getallen in orde van grootte kunnen rangschikken. Het gemiddelde van de 15e en 16e waarneming noemen wij dan de mediaanwaarde.

Wij hebben hier het getal 30 gekozen omdat met dit aantal waarnemingen gewerkt is. (zie fig. 9) Bij statistische bewerkingen gebruikt men graag grote aantallen waarnemingen om



betrouwbare resultaten te kunnen verkrijgen. Anderzijds kan in sommige gevallen het gebruik van grote aantallen aanleiding geven tot zeer omslachtige berekeningen. Onder andere is dit het geval bij correlatierekeningen, waarbij er naar gestreefd wordt numerieke waarden te geven om de onderlinge afhankelijkheid van twee of meer verschijnselen aan te geven.

Van de dertig waarnemingen op ieder van de uren zijn voor een groot aantal dagen de mediaanwaarden bepaald. Deze mediaanwaarden bleken in de loop van de dag en voor verschillende dagen zeer sterk uiteen te lopen. Op het traject Delft-de Bilt varieerden de mediaanwaarden zeer sterk; gevonden werd bv.

15-1-'52	09.00	23
	12.00	21
12-2-'52	09.00	42
	12.00	27
26-2-'52	09.00	111
	12.00	28

Voor de mediaanwaarden van 30 waarnemingen op de trajecten Delft-Lopik en Delft-de Bilt in de periode van 7-1-'52 tot 19-3-'52 werd een correlatie-coëfficiënt berekend die bedroeg 0,978. Zoals in punt 2b uiteengezet is, bepaalt de gradiënt van de refractie-coëfficiënt van de atmosfeer de lengte van de fictieve aardstraal en deze is maatgevend voor de veldsterkte die wordt aangenomen. De grote overeenstemming van de gemeten waarden van de veldsterkten op beide trajecten betekent dus dat voor beide trajecten de aequivalente aardstraal op overeenkomstige wijze veranderde. Dit is ook te verwachten want de trajecten vallen grotendeels samen. Berekening van de correlatie-coëfficiënt voor het traject Delft-de Bilt en het traject Kootwijk-de Bilt, d.w.z. twee trajecten die niet samenvallen en waarbij in het ene geval de golf zich over weiland en in het andere geval zich over de Veluwe voortplant, toonde dat in statistische zin hier niet meer van correlatie kan worden gesproken.

Zoals in punt 2b is uiteengezet, wordt de veldsterkte op grote afstand van de zender niet alleen bepaald door de gradiënt, maar ook door in de atmosfeer optredende wervelingen (zie ook punt 2c). Hiermee zijn ook de variaties verklaard in de waarden van opeenvolgende waarnemingen welke men in verschillende vakjes naast elkaar aantreft. Boven werd reeds medegedeeld dat bij deze metingen door de zender dertig uitzendingen met een

tijdsduur van 10 secunde plaats vonden. De zekerheid bestond dus dat de op de verschillende waarnemingsplaatsen aangetekende veldwaarden bij dezelfde uitzending behoorden en men kon dus nagaan of deze opeenvolgende waarden in gelijke of in tegengestelde zin veranderen. Bepaalt men nu weer voor de trajecten Delft-de Bilt en Delft-Lopik de correlatie-coëfficiënt, maar nu van de directe waarden van 30 waarnemingen, dan blijkt in dit geval geen correlatie aanwezig te zijn. Dit is duidelijk, want hoewel de gradiënt voor beide trajecten hetzelfde bleek te zijn, is dit niet te verwachten voor de wervelingen die zeer lokaal zijn. Deze proefnemingen zijn aanleiding geweest om op grotere af-

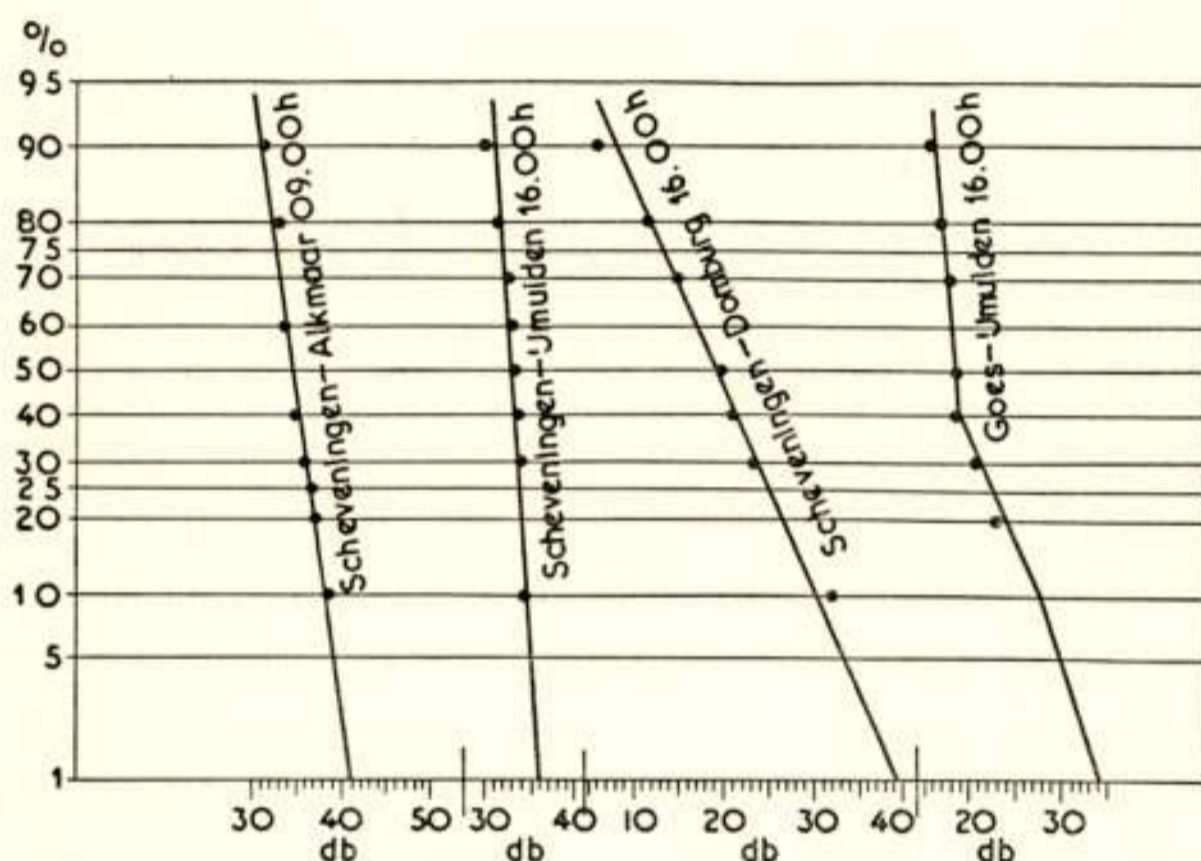


Fig. 11.

stand van een zender nogmaals op dezelfde wijze veldsterktemetingen te verrichten. Deze metingen werden gedaan in Ede (23-6-'55), van een voor dit doel speciaal te Lopik opgerichte zender met een frequentie van 85,6 MHz. Ten oosten van Ede langs de grote weg naar Arnhem, in een gebied dat vrij was van obstakels, werd deze zender op twee plaatsen ontvangen.

De beide ontvangwagens, waarop zich een antenne bevond en waarin de ontvangers waren opgesteld, werden op verschillende afstanden van elkaar geplaatst. Op een onderlinge afstand van 25 m loodrecht op de richting van de zender bleek geen correlatie tussen beide ontvangers aanwezig te zijn. Een meting waarbij de ontvangers op een afstand van 10 meter van elkaar stonden (3 golflengten), gaf wel correlatie. De correlatie-coëfficiënt bedroeg nu 0,93 met een spreiding van 0,03. Deze proefnemingen worden nog voorgezet.

In Juni 1952 is een serie veldsterkte metingen begonnen van de experimentele omroepzenders te Scheveningen en Goes. De veldsterkte werd op dezelfde wijze gemeten als boven is beschreven. Het veld was horizontaal gepolariseerd, de waarnemingen geschiedden te Alkmaar, IJmuiden, Domburg en Breda.

Omdat de uitzendingen echter continu waren werd ter plaatse iedere 15 sec. op aanwijzingen van een uurwerk de veldsterkte aangetekend. Ook hier werden de mediaanwaarden welke op de verschillende waarnemingsuren werden verkregen, geanalyseerd.

Bij het hier genoemde experiment hebben wij de verschillende decilen — zo noemt men de 10<sup>0</sup>%, 20<sup>0</sup>% enz. waarden — bepaald. Tussen de verschillende veldsterkten, waarvoor deze optraden bestaat in dit geval een zeker verband. Men spreekt van een normale verdeling. Zet men de verkregen waarden af op zogenaamd waarschijnlijkheidspapier, dan is de lijn die men door de waarnemingen kan trekken een rechte. Dit is in fig. 11 getekend. De helling van de lijn t.o.v. de verticale as is een maat voor de fading. Men ziet dat deze fading toeneemt naarmate de afstand groter wordt. De grote afwijkingen die men in fig. 11 waarneemt zijn een gevolg van de omstandigheid dat de gemeten waarden zeer klein waren, waardoor een nauwkeurige aflezing niet mogelijk was. Doordat kort nadat de onderzoeken aanvingen opdracht voor andere werkzaamheden werd ontvangen, is aan de bestudering van de verkregen gegevens de eerste maanden niet voldoende aandacht besteed.

Bij een groot deel van de waarnemingen bleek de signaalsterkte onder de ruis te liggen. Het bepalen van de distributie van de gemeten veldsterkte op de verschillende ontvangposten toonde aan dat de veldsterkten in dB uitgedrukt t.o.v. 1  $\mu$ V/m voor de plaatsen waar Scheveningen werd ontvangen allen een normale distributie te zien gaven. Voor de ontvangst van Goes geldt dit slechts ten dele. Nauwkeurige beschouwing van de veldsterkte verdeling in fig. 11 (Gauss-papier) leert, dat de rechte lijn welke de distributie aangeeft voor Goes-IJmuiden bij ongeveer 39 dB ombuigt; een tweede knik treft men aan bij 10 dB. Dit verschijnsel is wederom een gevolg van de omstandigheid dat voor kleine waarden slechts de spanning van de ruis was gemeten. In het gebied van de ruis en in het gebied van ontvangst van het signaal vindt men 2 verdelingen van Gauss met verschillende standaarddeviaties. De spreiding in het gebied van ontvangst blijkt groter te zijn dan in het

gebied van de ruis. Dit is dus een gevolg van het feit dat de ruis gelijkmatiger is dan het ontvangen signaal.

In het tussenliggende gebied treden ruis en signaal beiden op en dit geeft een grote spreiding. Een en ander wordt gedemonstreerd door fig. 11.

In Juni 1953 werd begonnen met systematische veldsterktemetingen van de FM-zender in Hulsberg. Deze metingen werden verricht in Kerkrade, Sittard en Maastricht. De gegevens van de zender in Hulsberg zijn:

Plaats van de zender 130 m boven NAP, hoogte antennemast 54 m, hoogte antennesysteem (3 klaverbladen) 6 m. Totale antennehoogte (effectief) 57 m. Het effectieve vermogen bedroeg 1,5 kW, het veld was horizontaal gepolariseerd. Als ontvangantennes werden enkelvoudige dipolen gebruikt.

Voor de hoogte van het terrein boven NAP te Kerkrade, Sittard en Maastricht vindt men 156, 50 en 82 meter; voor de antennehoogten 16, 18 en 20 meter terwijl de afstanden 15,2, 13,6 en 14 km bedroegen.

De meetmethode, de tijden waarop gemeten werd en de ijking van de ontvangers waren gelijk aan die welke gebruikt werden voor de meting van de zender in Scheveningen. Het verschil met de metingen van deze zender bestond hierin, dat voor ieder der plaatsen de lijn zender-ontvanger over een heuvelachtig terrein liep, terwijl tussen Scheveningen en de bijbehorende ontvangposten een praktisch vlakke aarde aanwezig was.

Getracht werd de te verwachten veldsterkte te berekenen volgens een methode aangegeven door Norton [8] en door J. Ortusi [9]. Geen van beide methoden gaf resultaten die met de werkelijkheid in overeenstemming waren. Door ons zelf werden verschillende andere methoden bedacht en toegepast.

De beste benadering werd verkregen door het terrein als glad te beschouwen en de divergentie-coëfficiënt voor  $4/3$  aardstraal. Latere onderzoeken welke hieronder meer uitgebreid worden besproken, doen ons ernstig betwijfelen of het praktische waarde heeft berekeningen op deze wijze uit te voeren. Kleine verplaatsingen in een bebouwd gebied geven vaak dermate grote variaties in veldsterkte, dat men ook hier weer met statistische methoden zal moeten werken. Opmerkelijk is, dat indien éénmaal een vaste opstellingsplaats is uitgezocht, op deze afstanden de variaties van de veldsterkte als functie van de tijd zeer klein blijven.

Voor het in rekening brengen van golvingen in het terrein

wordt vaak een door Rayleigh aangegeven criterium voor de reflectie van lichtstralen op een ruw oppervlak toegepast.

Een inzicht in de invloed van ruwheid van een oppervlak krijgt men door er zich rekenschap van te geven wat er gebeurt indien een lichtbundel onder verschillende hoeken op een blad ruw papier invalt. Bij kleine hoeken van inval ziet men alle oneffenheden, maar bij zeer grote hoeken van inval begint het oppervlak van het papier zich als een spiegel te gedragen. Rayleigh veronderstelde dat tussen hoek van inval, golflengte

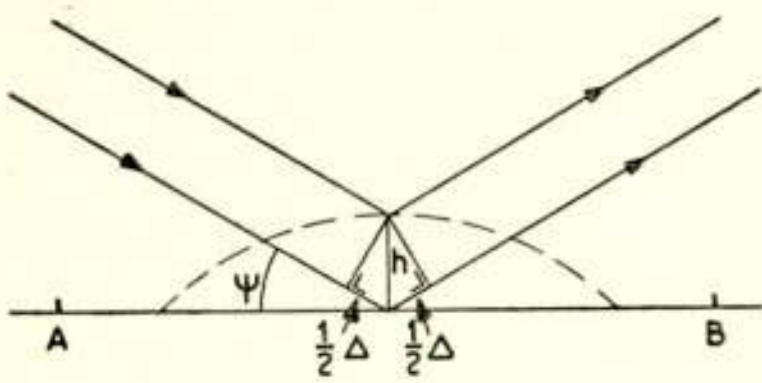


Fig. 12.

en de grootte van de afmetingen van de ruwheden een verband bestond. Noemt men  $h$  de hoogte van een oneffenheid van het oppervlak,  $\lambda$  de golflengte en  $\psi$  het complement van de hoek van inval en stelt verder in fig. 12  $AB$  een glad oppervlak en de

gestippelde kromme een terreinoneffenheid voor, dan is het verschil in weglengte  $\Delta$  voor de twee getekende stralen  $2 h \sin \psi$ .

Gedeeld door de golflengte en vermenigvuldigd met  $2 \pi$  geeft dit, uitgedrukt in radialen het faseverschil  $\varphi$  tussen de beide stralen. Men vindt dan:

$$\varphi = \frac{4 \pi h}{\lambda} \sin \psi$$

Het hangt er nu vanaf welk faseverschil men denkt te kunnen toestaan om dit verschil in weglengte te kunnen verwaarlozen.

Neemt men aan dat een faseverschil van  $\frac{\pi}{2}$  voldoende is, dan vindt men de maximum toelaatbare hoogte door  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  te stellen.

$$H = \frac{\lambda}{a \sin \psi} \tag{4}$$

Door verschillende schrijvers worden verschillende waarden voor de factor in de noemer gegeven. Kerr [6; blz. 411] geeft hiervoor 8; Reed & Russel [7; blz. 237] geeft 16, en de waarden voor het criterium van ruwheid die men in dit geval voor een reflecterend oppervlak verkrijgt lopen dus nogal uiteen.

Naar onze mening zal het vaak van het te behandelen pro-

bleem afhangen welk ruwheids criterium men wil toepassen. Door Ament [10] is de reflectie-coëfficiënt van een goedgeleidend oppervlak berekend voor een lichtelijk golvend terrein.

Veranderingen in terreinhoogte, aangegeven door  $h$  zijn statistisch verdeeld gedacht volgens een „noise-distributie” waarvoor de rekenmethode bekend is.

In de volgens deze werkwijze afgeleide uitdrukking voor de reflectie-coëfficiënt geeft  $\overline{h^2}$  de „mean square value” voor  $h$  aan; aangenomen is dat de gemiddelde waarde van  $h$  nul is. Willen wij bijvoorbeeld de golvingen van een zeeoppervlak in rekening brengen dan benadert men de te gebruiken waarde vrij goed door het gemiddelde van de amplitude van de golfbeweging te schatten en van deze waarde het kwadraat te nemen. Hij komt hierbij tot de uitdrukking.

$$R = - \exp \left[ - 2 K^2 \overline{h^2} \sin^2 \psi \right] \text{ waarin } K = \frac{2 \pi}{\lambda}$$

Voor het geval de exponent klein is kan men bij een reeksontwikkeling met de beide eerste termen volstaan en vindt men, afgezien van het teken

$$R = 1 - 2 \left( \frac{2 \pi}{\lambda} \right)^2 \cdot \overline{h^2} \cdot \sin^2 \psi$$

Voert men hier de uitdrukking (4) in, dan vindt men

$$R = 1 - \frac{2 (2 \pi)^2}{a^2} \approx 1 - \frac{80}{a^2}$$

Neemt men aan dat een verandering in de grootte van de reflectie-coëfficiënt van 1 tot 0,8 de veldsterkte niet te zeer zal beïnvloeden, dan zal men aan  $a^2$  de waarde 400 moeten toekennen.

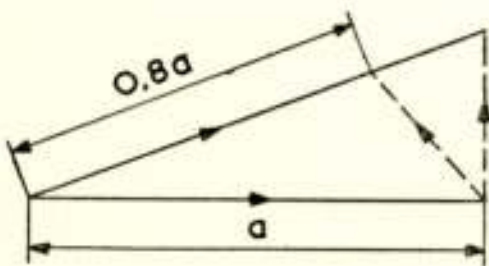


Fig. 13.

Volgens uitdrukking (4) vindt men dan dat voor een waarde van  $\sin \psi$  van 0,005 (overeenkomende met een hoek van inval van  $89^{\circ}43'$ ) de toelaatbare veranderingen in de terreinhoogte

$$h = \frac{\lambda}{20 \cdot 0,005} = 10 \lambda \text{ bedragen.}$$

Een geval waarbij veranderingen in de reflectie-coëfficiënt

voor de bovengenoemde waarden toelaatbaar zijn is in fig. 13 getekend.

### 6. *De physisch optische methode.*

In de voorgaande beschouwingen zijn de electromagnetische golven, voor zover deze op toepassingen in de interferentie-zône betrekking hadden, beschouwd als stralen welke van oppervlakken werden gereflecteerd. Men noemt deze wijze van behandeling de geometrisch optische methode. Zodra wij te doen krijgen met de invloed van obstakels welke zich tussen zenden en ontvangantenne bevinden is deze methode niet meer toepasselijk en dient men physisch optische methoden te gebruiken. Deze zijn gebaseerd op het principe van Huyghens, dat voor de voortplanting van licht geldt. De voor ons doel meest doelmatige omschrijving van dit principe is de volgende: „Teneinde op een tijdstip  $t = t_1$  het effect te berekenen welke een gevolg is van een electro-magnetische evenwichtsverstoring ter plaatse  $O$  op een tijdstip  $t = t_0$ , mogen wij de oorspronkelijke evenwichtsverstoring vervangen door een geschikt systeem van dergelijke storingen welke op een tussengelegen tijdstip  $t = t'$  plaats vonden en verdeeld waren over een bol met middelpunt  $O$  en een straal  $C(t' - t_0)$ ”.

Hier stelt  $C$  de voortplantingssnelheid van het licht voor. Vele illustere mathematici hebben getracht een mathematische oplossing van de diffractieverschijnselen volgens dit verschijnsel te geven, maar het is tot nog toe niet gelukt een oplossing te vinden welke van een algemene praktische toepasselijkheid is. In feite behandelt geen enkele mathematische theorie zaken die wij direct waarnemen; men werkt met abstracte begrippen. Door het uitwerken van de mathematische theorie kan men zich echter een voorstelling maken van de onderlinge samenhang van verschijnselen in de physische wereld.

Een „mathematisch model” heeft voor het physisch experiment waarde [indien blijkt dat de resultaten van de berekeningen overeenkomen met direct waarneembare resultaten van metingen.

Door Baker en Copson is een uitstekend overzicht gegeven [11] van het mathematisch werk dat is verricht om berekeningen, gebaseerd op het principe van Huyghens, uit te voeren. Bij het doorwerken van de theorie treft ons het grote aantal beperkingen dat men zich dient op te leggen om tot de mogelijkheid van een mathematische behandeling te komen. In hetgeen hierna wordt medegedeeld zullen wij hierom slechts enkele resul-

taten van de mathematische theorie geven welke van belang zijn, omdat de volgens deze richtlijnen uitgevoerde berekeningen resultaten geven die goed met de werkelijkheid overeenstemmen.

Een groot deel van het werk betreffende deze theorie dateert uit de tijd dat licht beschouwd werd als een evenwichtsverstoring in de aether welke van hetzelfde karakter was als die van geluid in de lucht.

Teneinde een zich in één richting voortplantende evenwichtsverstoring te kunnen voorstellen moeten de beide potentiaal-functies van het geluidsveld welke deze evenwichtsverstoring bepalen aan zekere voorwaarden voldoen welke in formules worden uitgedrukt.

a. Voortplanting in de vrije ruimte.

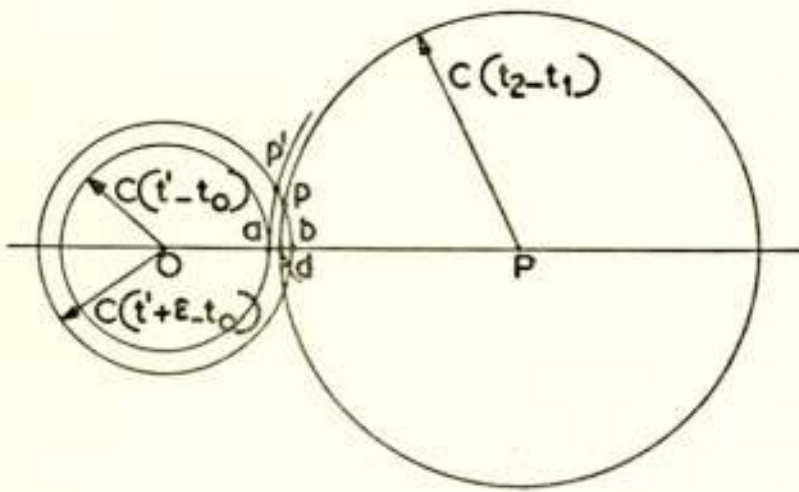


Fig. 14.

Beschouwt men een „pulse”-vormige evenwichtsverstoring, aanvangende op tijdstip  $t_0$  en van een tijdsduur  $\varepsilon$ , dan zal op een later tijdstip  $t'$  deze evenwichtsverstoring overal nul zijn behalve in een schilvormige ruimte begrensd door twee bollen met straal  $C(t' - t_0)$  en  $C(t' + \varepsilon - t_0)$ . Dit is getekend in fig. 14.

Wil de voorstellingswijze van Huyghens voldoen dan zal tot waarneming van een evenwichtsverstoring in  $P$  op een tijdstip  $t_2$  slechts dan door de evenwichtsverstoring kunnen worden bijgedragen indien een deel van de schil de cirkel met straal  $C(t_2 - t_1)$  snijdt. Men kan uit de aard der zaak verschillende cirkels voor verschillende tijdstippen  $t_1$  trekken. Het integreren van de uitdrukking voor de potentiaal als bovengenoemd over een cirkel met  $C(t_2 - t_1)$  als straal leert ons dat slechts dan een bijdrage tot het lichtverschijnsel in  $P$  wordt gegeven indien de cirkel de schil tussen de punten  $a$  en  $b$  snijdt. Men kan dus zeggen dat op een afstand  $dP$  van de ontvanger de energie van de evenwichtstoring, welke bijdraagt aan de waarneming in  $P$ , verspreid is over een deel van het boloppervlak dat een cirkelvorm heeft en waarvan de straal maximaal  $ap'$  is.

Trekt men in fig. 15 een andere cirkel met straal  $a'P$  dan wordt de straal van het boloppervlakje  $a'p'$ . De meetkundige plaats van de punten  $p, p'$  enz heeft de eigenschap dat de som



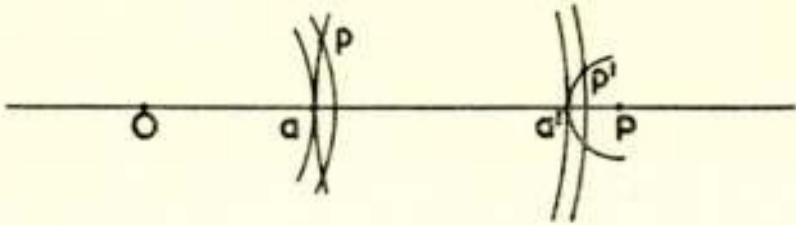


Fig. 15.

van de afstanden tot  $O$  en  $P$  gelijk is aan  $OP + C \times \varepsilon$ . Dit is een omwentelingsellipsoïde.

Door Fresnel is een uitbreiding gegeven aan deze toepassing van Huyghens principe doordat hij in plaats van enkele „pulses” periodieke golfstreinen beschouwde. In bovenstaande beschouwing dient men dan  $\varepsilon$  te vervangen door  $\frac{1}{2} \lambda$  en men vindt dat aan de energie die in het punt  $P$  wordt waargenomen slechts dat deel van de stralingsenergie heeft kunnen meedoen dat zich in de ellipsoïde heeft bevonden waarvan de ellips, die wij zojuist bespraken, de doorsnede is met een plat vlak door  $O$  en  $P$ .

Men noemt het gebied binnen deze ellips wel de eerste Fresnelzône en neemt aan dat in hoofdzaak obstakels in deze zône de ontvangst in  $P$  zullen beïnvloeden.

#### b. Aanwezigheid van een reflecterend vlak.

In de voorstaande alinea zijn wij gekomen tot de fysische beschouwingwijze van de voortplanting van golven in de vrije ruimte. Wij nemen nu aan, dat zowel  $O$  als  $P$  zich boven een reflecterend vlak bevinden en veronderstellen dat voor alle hoeken van inval de reflectie-coëfficiënt  $-1$  is. De theorie van de spiegelbeelden leert ons, dat de toestand boven het reflecterend oppervlak dan hetzelfde is alsof zich in het punt  $O'$  — het spiegelbeeld van  $O$  ten opzichte van het oppervlak — een tweede zender bevindt (zie fig. 16).

Aan de hand van analoge beschouwingen als hierboven gegeven, kan men verder aantonen, dat slechts de energie over het oppervlak begrensd door  $a'b'$ , verdeeld bijdraagt tot vorming van het veld in  $P$ . De energie moet zich weer bevonden hebben in een omwentelingsellipsoïde met  $O'$  en  $P$  als brandpunten. De snijlijn van deze ellipsoïde met het reflectievlak vormt ook een ellips. De lange as van deze langgerekte ellips is  $pq$ . Aangenomen wordt, dat in hoofdzaak de obstakels, die zich op het reflecterend oppervlak binnen deze ellips bevinden, bij zullen dragen tot verandering van veldsterkte in  $P$ .

Beschouwt men de reflectie op een plat vlak dan neemt in uitdrukking (1)  $a$  de waarde  $1$  aan. De totale bijdrage van de reflecties op alle oppervlakte-elementen in de Fresnel-ellips leidt tot de veldwaarde welke men volgens de stralentheorie bij reflectie van de straal in het reflectiepunt vindt. Wordt het vlak

gebogen dan verandert van de oppervlakte-elementen de afstand tot het punt van waarneming en ook de invalshoek verandert iets. Dit leidt tot een andere bijdrage welke men tot uitdrukking gebracht vindt in de divergentie-coëfficiënt  $a$ .

### c. Afscherming.

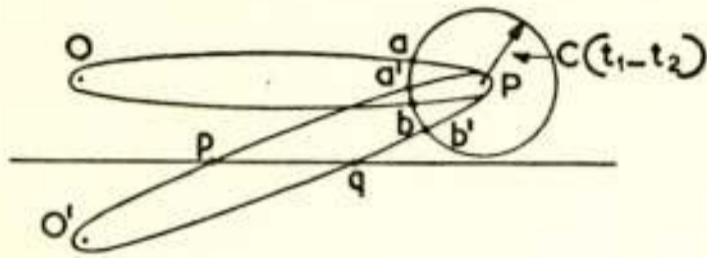
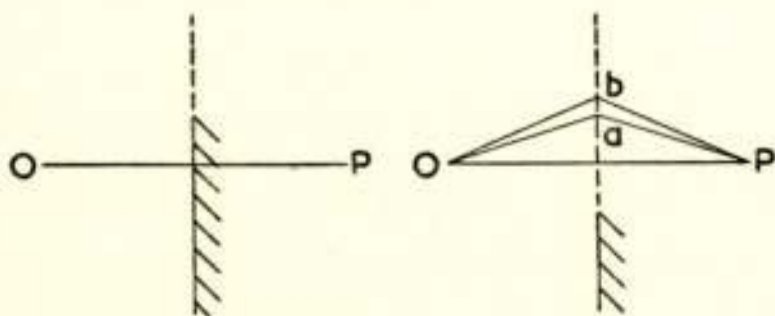


Fig. 16.

Hierboven zagen wij (fig. 15) dat de energie welke zich in een ruimte begrensd door een omwentelingsellipsoïde bevond bijdroeg tot de vorming van het veld in  $P$ . Deze ellipsoïde was de meetkundige plaats van alle punten waarbij de som van de afstanden tot  $O$  en  $P$  de afstand  $OP$  vermeerderd met een  $\frac{1}{2} \lambda$  bedroeg. Het is nu mogelijk een heel stel omwentelings-ellipsoïdes in de ruimte te denken, welke meetkundige plaatsen vormen voor deze afstand vermeerderd met  $\lambda, \frac{3}{2} \lambda, 2 \lambda \dots \frac{n+1}{2} \lambda$ , enz. Wij krijgen dan schillen begrensd door ellipsoïdes.

Wij denken ons nu op de verbindingslijn van  $O$  en  $P$  een een plat vlak loodrecht op deze lijn aangebracht (fig. 17). Een harmonische evenwichtverstoring in  $O$  zal op een bepaald tijdstip op dit vlak een systeem van storingen verwekken welke thans echter afkomstig zijn van momentele waarden van de storing in  $O$ , welke op verschillende tijdstippen plaats vinden. Het hierboven beschreven stel van ellipsoïdes zal op dit vlak fictieve cirkelvormige ringen vormen zoals in fig. 18 is getekend (het al of niet gestippeld zijn van de cirkels is voor deze beschouwing niet van belang). Voor stralen die door de punten  $a$  en  $b$  gaan midden tussen deze cirkels gelegen is het onderling verschil in weglengte van  $O$  naar  $P$   $\frac{1}{2} \lambda$  (zie ook fig. 17) en de bijdrage van deze punten leveren dus bijdragen in  $P$  op welke  $180^\circ$  in phase verschoven zijn en elkaar dus ongeveer opheffen en er blijft alleen



17a.

17b.

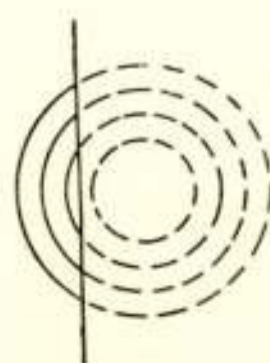


Fig. 18a.

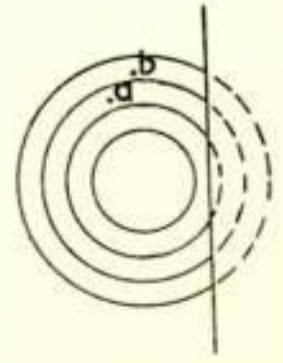


Fig. 18b.

van de eerste zgn. Fresnel-zône een residue over dat bijdraagt tot de vorming van het veld in  $P$ .

Is het hiervoren beschreven vlak niet fictief, maar bestaat het voor een deel uit materie, welke de golf afschermt dan is de symmetrie in de bijdragen aan het veld in  $P$  voor enige of alle ringen verbroken. Fresnel nam aan, dat nu het effect dat in een bepaald punt van de ruimte wordt waargenomen, berekend kan worden uit de bijdragen van de verschillende stukken van de ringen welke niet worden afgeschermd. In fig. 18a en 18b doen de bijdragen van de gestippelde ringsegmenten dus niet mee aan de vorming van het veld in  $P$  (fig. 17).

De hier gegeven eenvoudige voorstelling in fig. 18 leent zich zelfs voor een grafische integratie. De resultaten hiervan zijn

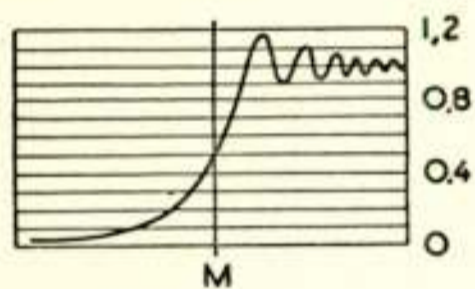


Fig. 19.

in fig. 19 gegeven. Bij de veldsterkte welke men afleest in het punt  $M$  is juist de helft van de eerste Fresnel-zône bedekt en in het geval van een rechte rand ook van alle andere zônes. Uit de golvingen van de lijn rechts, in fig. 19 welke voor het direct bestraalde gebied geldt, krijgt men een indruk van de plaats van de verschillende Fresnel-

zônes.

Vóór Fresnel was door Young reeds aangetoond dat het veld onder invloed van de afschermdende rand van het vlak ook beschouwd kan worden als de samenstelling van de veldsterkte welke kan worden verkregen als gevolg van het niet afgeschermd deel van de golf en een golf welke zijn oorsprong heeft aan de rand van het obstakel. Op een later tijdstip is de juistheid van deze stelling nog weer eens aangetoond door Sommerfeld. Ook op fotografieën kan men zien dat men de rand van een obstakel als een secundaire straler kan beschouwen. Wanneer men de waarneming op de juiste wijze verricht ziet men de rand duidelijk als een lichtende lijn.

Het hier beschreven verschijnsel geeft de mogelijkheid bij diffractie langs een rechte rand de plaats van de maxima in fig. 19 langs geometrisch-optische weg te verkrijgen. Men kan ze verklaren als het gevolg van een interferentie-verschijnsel dat in het direct verlichte gebied veroorzaakt wordt door de aanwezigheid van de directe straal en de zwakkere stralen die van de rand uitgaan. Voor deze laatste stralen neemt de veldsterkte af als  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  en is hij bovendien afhankelijk van de hoek tus-

sen de voortplantingsrichting van de directe en secundaire straal.

De gevallen die zich in de praktijk voordoen zijn als regel een combinatie van de in fig. 16 en 19 getekende voorstellingen. Men heeft met reflectie en afscherming te maken.

De bovenrand van het obstakel  $A$  kan men als een secundaire straler beschouwen (fig. 20). De sterkte van de secundaire stralingsbron wordt bepaald door het directe en eenmaal ge-

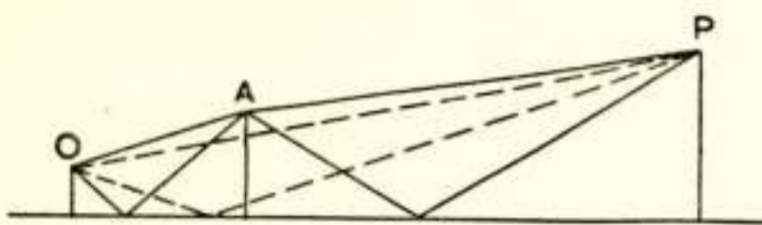


Fig. 20.

reflecteerde veld. Het punt  $O$  wordt weer direct en gereflecteerd bestraald. Gevallen kunnen zich voordoen waarin de som van de verschillen in weglengte op de trajecten  $OA$  en  $AP$  zoveel gunstiger is dan bij directe be-

straling (gestippelde lijn), dat achter het obstakel een grotere veldsterkte wordt gemeten dan zonder de aanwezigheid daarvan.

Wij hebben deze laatste methode met succes toegepast, voor het geven van een verklaring van verschijnselen, welke wij bij de metingen waarnamen. Uit den aard der zaak is de afscherming door een gebouw niet altijd absoluut en wordt een deel van het veld bij een stenen boerenhuis gevuld met hooi, [kan men zelfs aan een soort lenswerking denken. Indien dit de interpretatie van de verkregen resultaten geen afbreuk deed, hebben wij de invloed van dit doorgelaten veld verwaarloosd.

### 7. Beschrijving van de meetwagen.

Bij het inrichten van de meetwagen is gebruik gemaakt van de ervaring welke was opgedaan bij de metingen met een voor dien gebruikte wagen, welke provisorisch was uitgerust.

Veldsterktemetingen in het frequentiebereik van 30-1000 Mc/s geschieden met behulp van ontvangers van uitstekende kwaliteit (Rode und Schwartz Messenempfänger 30-180 Mc/s, 85-300 Mc/s en 250-1000 Mc/s), welke na afloop van iedere meting worden geijkt. Door middel van een uitschuifbare mast, welke met behulp van samengeperste lucht omhoog wordt geschoven is het mogelijk de antenne op verschillende hoogten boven de grond te plaatsen. Voor het meten van de veldsterkte van horizontaal gepolariseerde velden wordt een dipool toegepast. Een inrichting is aanwezig om deze asymmetrisch aan een coaxiale kabel van de juiste golfweerstand aan te sluiten. Behalve de dipool zijn vele andere antenneuitvoeringen in gebruik. Door middel

van de coaxiale kabel worden de antennes met de ontvanger verbonden, welke ontvanger is aangesloten op een „recorder.” Verschillende soorten van registraties geschieden. Indien de wagen in rust is kan voor een bepaalde antenne-hoogte de veldsterkte als functie van de tijd worden aangetekend. Door een speciaal mechanisme is het ook mogelijk de trommel van de „recorder” te draaien bij het op en neer gaan van de mast. Hierdoor is het mogelijk veldsterkten welke als functie van de tijd weinig veranderen te registreren als functie van de hoogte van de antenne boven het aardoppervlak. Tenslotte is het mogelijk het draaimechanisme van de „recorder” door middel van een Bowden-kabel te verbinden met de kilometerteller van de wagen. Hierdoor kan men de veldsterkte registreren als functie van de plaats van de wagen op de weg.

Ijkingen van de ontvanger geschieden met behulp van een meetzender van het type „General Radio”. Het frequentiebereik hiervan is van 30-250 Mc/s en van 250-1000 Mc/s. Er is voor gezorgd dat de uitgangsimpedantie van de meetzender (als regel 72 ohm) gelijk is aan de uitgangsimpedantie van de antenne. Beide zijn gelijk aan de golfweerstand van de coaxiale kabel welke de antenne of meetzender met de ontvanger verbindt. Hierdoor is bereikt dat men de zekerheid heeft dat bij een gelijke geïnduceerde EMK door meetzender of antenne het hiertoe geplaatste meetinstrument in de ontvanger (of de op de ontvanger aangesloten recorder) eenzelfde aanwijzing zal geven. Het is dan eenvoudig de veldsterkte te berekenen.

Voor de energievoorziening is de wagen uitgerust met twee batterijen, die ieder een gelijkstroom-wisselstroom-omvormer aandrijven. Hierdoor zijn twee 220 volt ac-netten beschikbaar, welke ieder van een spanningsregelaar (variac) zijn voorzien. Beide netten zijn volledig gescheiden zodat belastingvariaties in het ene net de netspanning van het andere net niet beïnvloeden.

#### 8. *Resultaten van metingen van de veldsterkte als functie van de plaats en van de hoogte bovengronds.*

De laatste jaren werden practisch geen geïsoleerde veldsterktemetingen meer verricht, maar werden registraties van de veldsterkte bij het rijden van de wagen langs de weg gemaakt. Indien het mogelijk was geschieden metingen langs evenwijdige lijnen op enige afstand van elkaar. Het is opvallend hoe nauw-

keurig bij het herhalen van de meting langs eenzelfde weg de bij de opvolgende metingen verkregen registraties overeenstemmen. Voor afstanden van de zender die 10 à 15 km niet te boven gaan zijn afwijkingen in de registraties als regel het gevolg van het passeren van een andere wagen of dat bij de opeenvolgende ritten niet hetzelfde spoor werd gevolgd. Op grotere afstanden moet men rekening houden met variaties welke van de tijd afhangen.

Bij het bestuderen van de verschijnselen hebben wij drie gevallen te onderscheiden. Obstakels kunnen zich op grote afstand van de ontvanger bevinden en/of gevormd worden door heuvels. Meestal kan men dit geval fysisch benaderen door de afscherming te beschouwen die door de rand van het object gevormd wordt hoewel de kromming van het terreinoppervlak ook van invloed is. In het geval van een grote kromtestraal kan voor veldsterkteberekeningen voor het tussen zender en ontvanger gelegen gebied een sterk verkleinde aardstraal worden aangenomen. Berekeningen op deze wijze uitgevoerd voor een verbinding op metergolven over het duinterrein tussen Petten en IJmuiden gaven resultaten welke een zeer goede overeenstemming vertoonden met de bij metingen verkregen veldsterkten.

In Zuid-Limburg hebben wij berekeningen uitgevoerd waarbij de omtrekken van de heuvels als scherpe randen werden beschouwd (knife-edge-effect). Een goede overeenstemming tussen gemeten en berekende waarden werd verkregen. Een klein verschil in de gemeten veldsterkte werd gevonden indien zich al dan niet bomen op de heuvels bevonden. De algemene indruk was dat in dit geval de veldsterkten in de zomer 1 à 2 dB lager waren dan in winter.

Veel aandacht is besteed aan de invloed van de aanwezigheid van obstakels (huizen, bomen, enz) in de nabijheid van de ontvanger en welke zich ongeveer in de richting van de zender bevinden.

In de laatste plaats is de invloed van reflecterende oppervlakken onderzocht. Deze kunnen zich uiteraard aan de van de zenders afgekeerde zijde van de ontvang-antenne bevinden.

We gaan thans over tot de bespreking van enige registraties. Indien van een dipool gebruik is gemaakt is de juiste waarde van de veldsterkte in de diagrammen aangegeven. Indien van andere gerichte antennes is gebruik gemaakt wordt volstaan

met een vergelijking van de relatieve waarden van de veldsterkte welke bij verschillende standen van de antenne werd verkregen.

a. Metingen langs het Twente-Rijnkanaal van de FM-zender te Hengelo (92.7 Mc/s) (fig. 21).

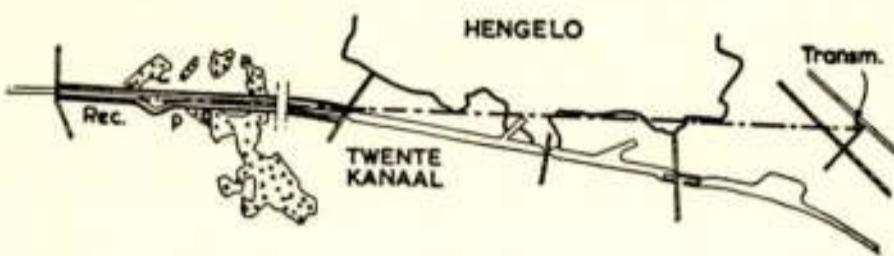


Fig. 21a.

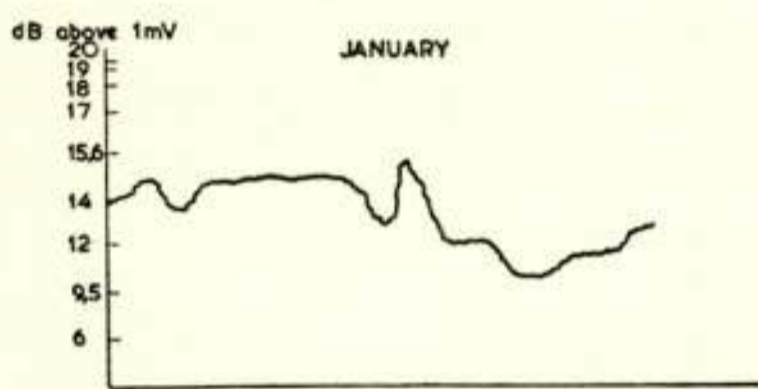


Fig. 21b.

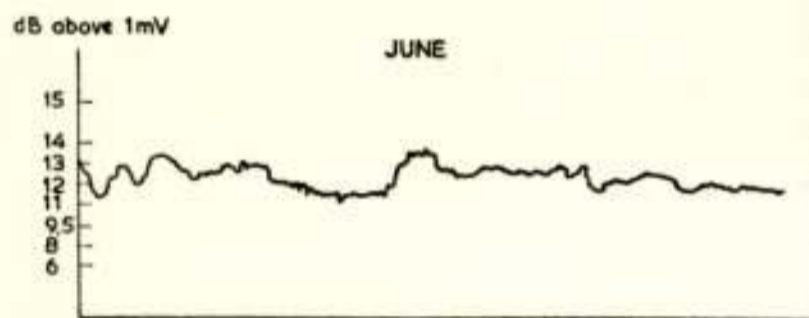


Fig. 21c.

De opstellingsplaats van de antennemast (Transm.) was zodanig dat de verbindinglijn van deze mast met de meetwagen (Rec) een zeer kleine hoek

met de richting van het kanaal maakte (zie fig. 21a). De metingen werden gemaakt op een weg welke langs de oever van het kanaal lag. In fig. 21a ziet men dat het geometrisch optisch reflectie-punt — gelegen op de dik getrokken lijn tussen de punten *p* en *q* — op het water-oppervlak ligt en een elementaire berekening toont dat de afstand tussen de meetkundige plaats van het reflectiepunt en de oever enige meters bedraagt. De halve korte

as van de ellipsoïde die de eerste Fresnel-zône omvat heeft een lengte van circa 60 meter zodat een aanzienlijk deel van deze zône zich boven het land bevindt. De afwijking van een rechte lijn welke de registratie van de veldsterkte als functie van de plaats op de weg in de figuren 21b en 21c vertoont is het gevolg van veranderingen van de bodem en de begroeiing hiervan in de Fresnel-zône en wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de hoek van het land in de nabijheid van *p* en door de bomen welke zich nabij *q* bevinden.

De dipool op de meetwagen bevond zich op 4,5 meter hoogte.

Het verschil tussen de zomer- (fig. 21c) en de wintertoestand (fig. 21b) is opmerkelijk. In januari zijn grote veldsterkten en grote variaties gemeten. In juni zijn beide kleiner; het verschil in gemiddelde veldsterkte in beide seizoenen bedroeg ongeveer 1,5 dB, terwijl het verschil tussen maximum en minimum waarde in januari 6 dB, in juni 2 dB bedroeg. Dit is een gevolg van de omstandigheid dat in juni de bomen in blad waren, zodat scherpere obstakels afgeschermd waren. De oever van het ka-

naal was met riet begroeid dat een hoogte van 0,5 meter bereikte. Het aspect is in beide jaargetijden zeer verschillend terwijl de overeenstemming tussen opvolgende registraties op eenzelfde dag verricht een uitstekende overeenstemming gaven.

b. Schaduwwerking van een boerderij (fig. 22 – 23).

De boerderij ligt op een afstand van ongeveer 12 km van de zendantenne van Lopik (209 meter hoog), frequentie 67,5 Mc/s. Vóór de boerderij langs loopt een weg. Zodra de meetwagen het punt *A* op de weg bereikt, verdwijnt de mast achter de boerderij; in het punt *B* is deze weer zichtbaar.

Het geometrisch-optisch reflectiepunt ligt in de boomgaard.

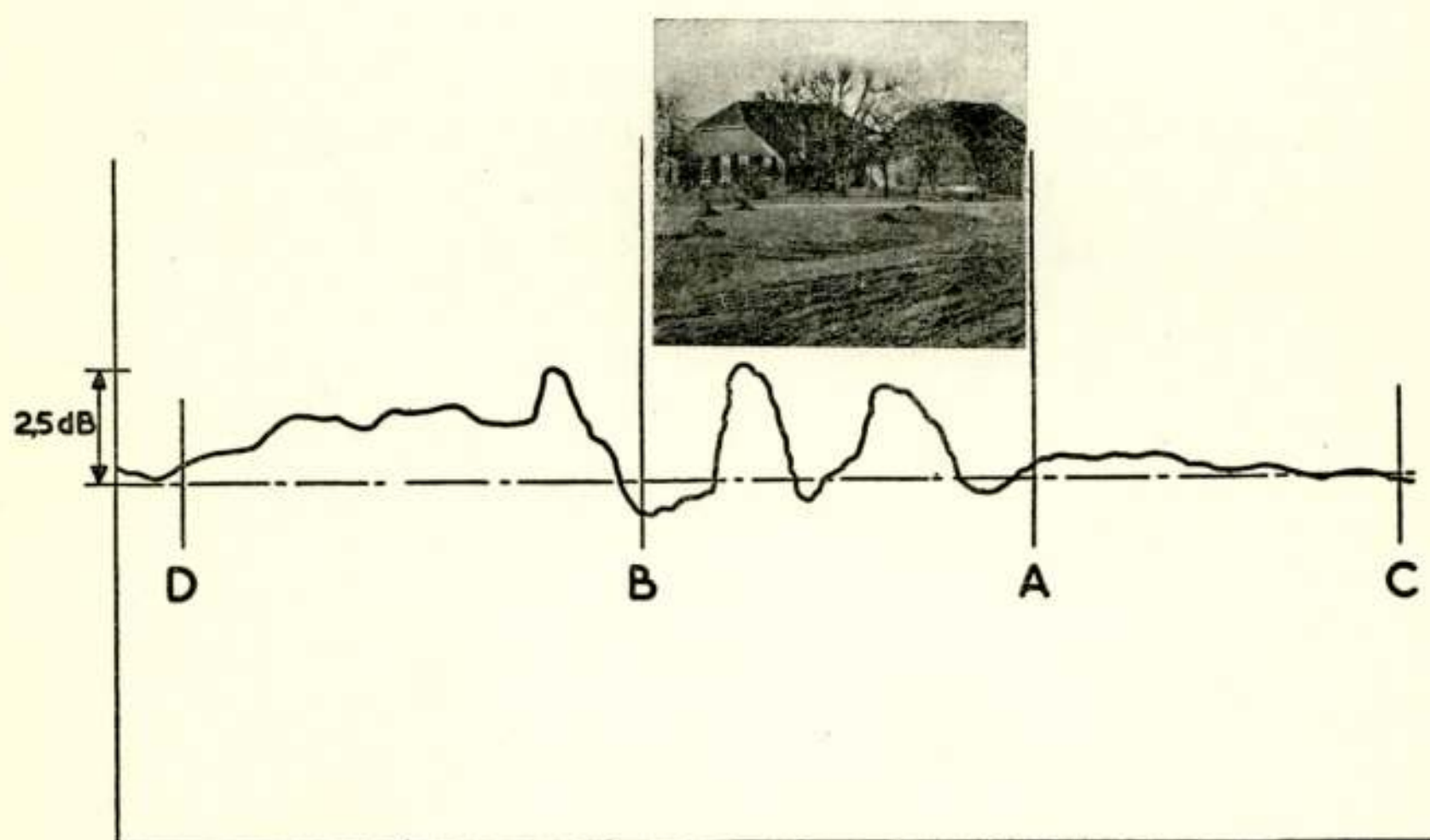


Fig. 22.

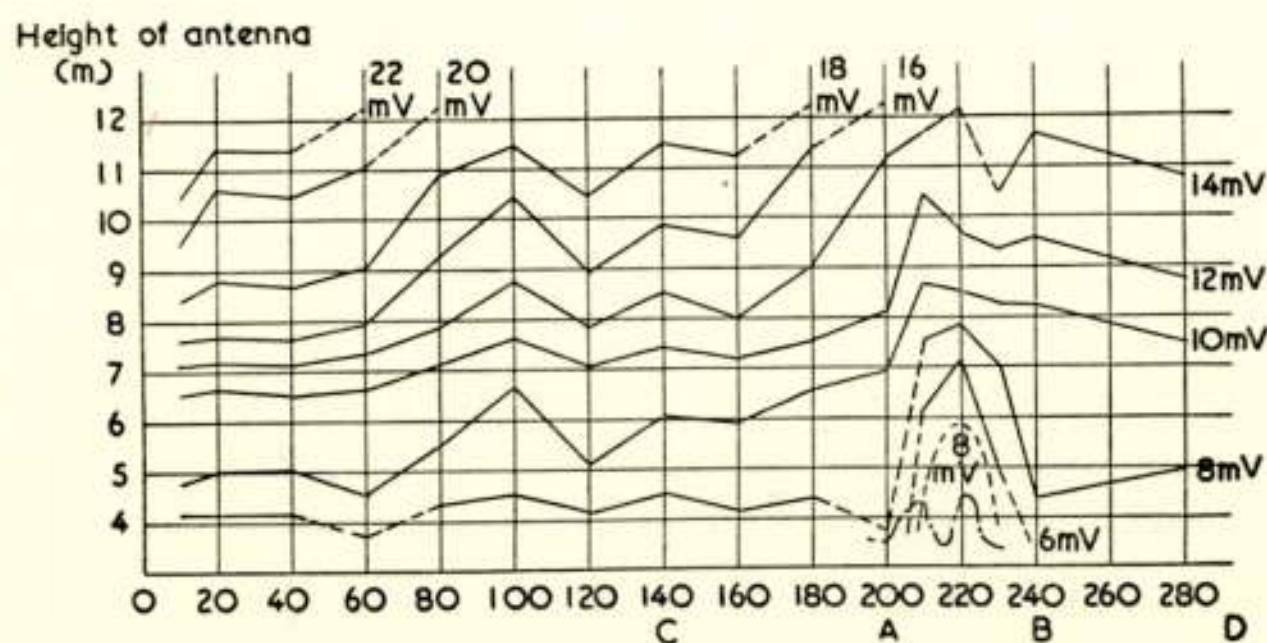


Fig. 23a



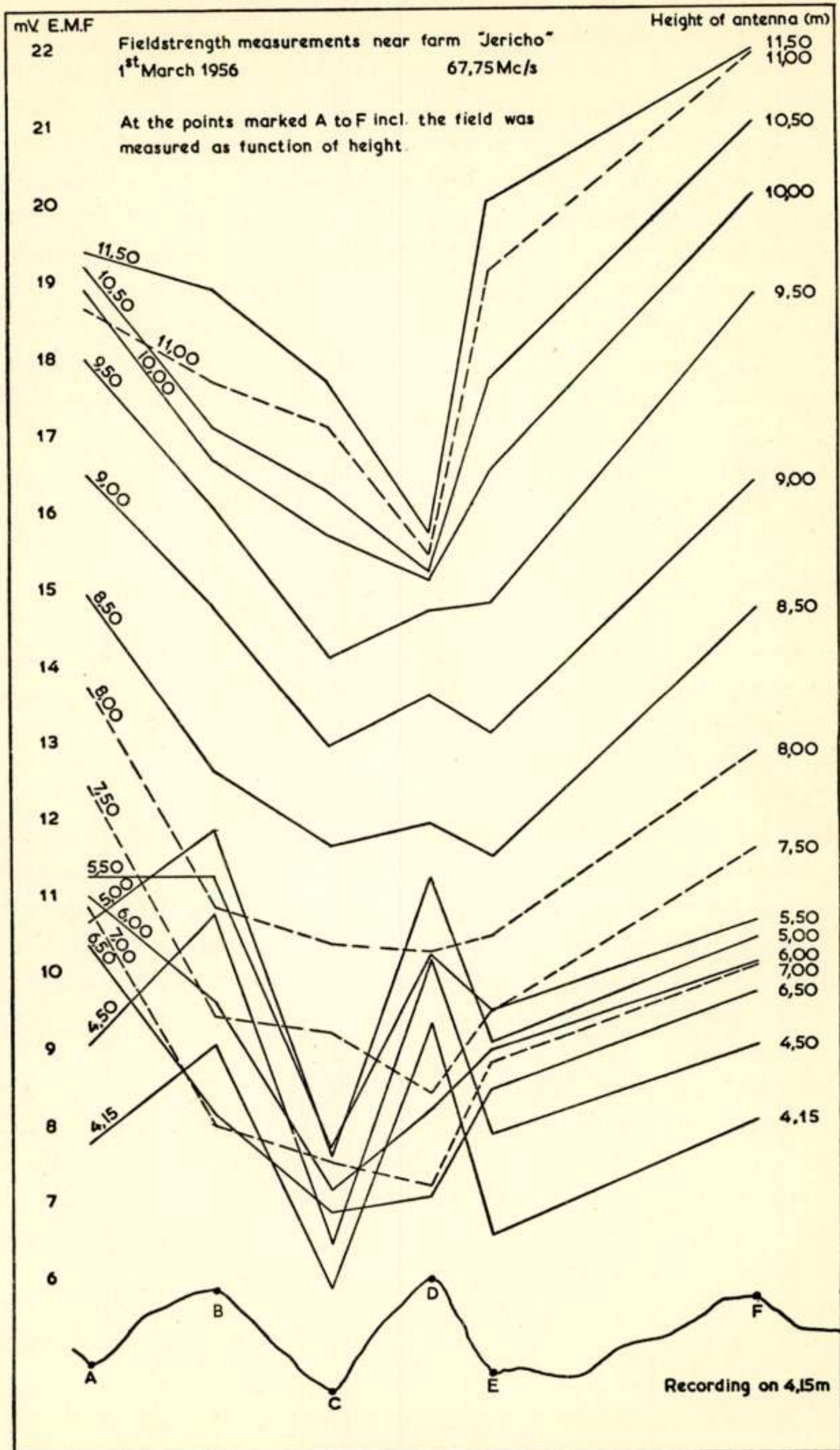


Fig. 23b.

De modulus van de reflectie-coëfficiënt is hierdoor kleiner geworden en ook het gereflecteerde veld. De veldsterkte wordt hierdoor groter. De toename van de veldsterkte is groter in de zomer dan in de winter.

De gestippelde lijn geeft de veldsterkte aan indien zich tussen de wagen en de zender een onbegroeid terrein bevindt. De toename van de veldsterkte tussen *C* en *A* en tussen *B* en *D* zijn een gevolg van de omstandigheid dat een steeds toenemend deel van de boomgaard het reflectiegebied beïnvloedt. Voor dit geometrisch-optisch geval en een vlak terrein is het veld te beschouwen als de som van de directe en de eenmaal gereflecteerde straal zoals dat besproken is op bladzijde 113 (fig. 6).

Zodra de antenne achter de boerderij verdwijnt nemen wij waar dat de veldsterkte toeneemt en zelfs groter wordt dan zonder de aanwezigheid van de boerderij (fig. 22a). De verklaring van dit verschijnsel is gegeven op bladzijde 130.

In fig. 23a is de veldsterkte gegeven als functie van de hoogte van de antenne voor verschillende punten die langs de weg zijn gelegen. De registraties werden gemaakt met tussenruimten van 20 meter in het open terrein en van 10 meter voor de boerderij. De letters *A*, *B*, *C* en *D* corresponderen met die van fig. 22.

Een iets grotere veldsterkte wordt aangetroffen bij het getal 60 op de abcis, welke hogere waarde waarschijnlijk het gevolg is van de aanwezigheid van een brug op 10 km afstand. Op een grote hoogte heeft bij het getal 10 de veldsterkte neiging kleiner te worden. Op een afstand van circa 9 km komt hier de rand van de bebouwde kom van Vianen tussen zender en ontvanger.

Het leek ons van belang de verandering van de veldsterkte als functie van de hoogte tussen de punten *A* en *B* van fig. 23a te tonen op die plaatsen waar bij de masthoogte van 4,15 m (gebruikt bij deze registratie in die figuur) maximum en minimum waarden, van de veldsterkte voorkwamen. De resultaten van deze metingen treft men in fig. 23b aan. De letters hebben hier een andere betekenis dan in de beide voorgaande figuren; de onderste kromme in fig. 23b is het spiegelbeeld van die in fig. 22.

c. Aanwezigheid van een bos in de nabijheid van een weg (fig. 24).

Langs het eerste deel van de weg kon de te Hoogezand op-

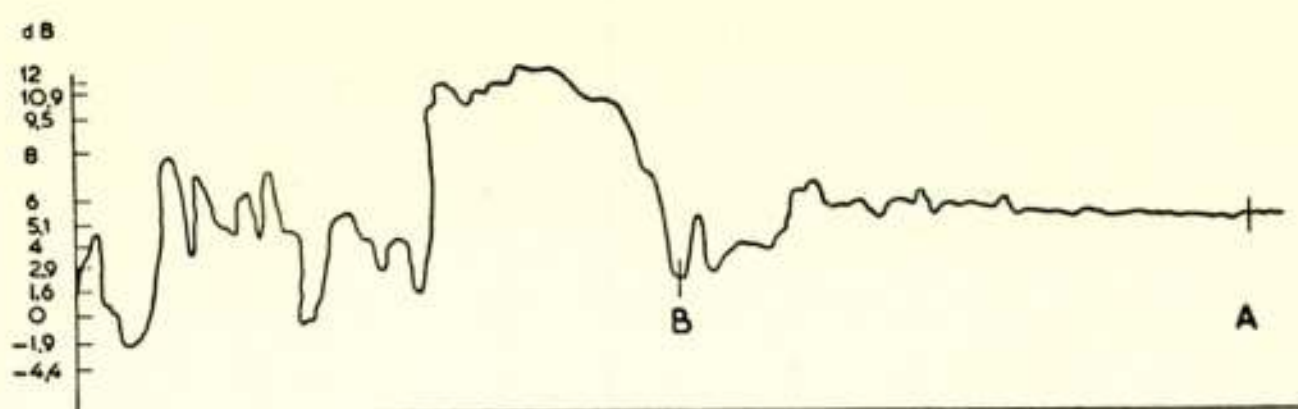


Fig. 24.

gestelde zendmast (55 m hoog) welke zich op een afstand van 8 km bevond goed worden gezien. De voor de veldsterkte op dit deel van de weg verkregen registratie vindt men tussen *A* en *B* in fig. 24.

In het punt *B* komt een bos van ongeveer 250 meter diepte met bomen, van circa 20 meter hoog tussen de zendmast en de meetwagen in. Het is opmerkingswaardig dat de veldsterkte toeneemt. De verklaring is dezelfde als in het vorige voorbeeld. Afhankelijk van de dichtheid van de takken en van de begroeiing van de bodem tussen de stammen verandert de afname van de directe en van de eenmaal gereflecteerde straal. Is deze afname verschillend dan kan dit een vergroting van de veldsterkten tengevolge hebben; is de afname van beide stralen gelijk dan neemt men een minimum veldsterkte waar.

Het kan ook voorkomen dat bij een zeer dichte begroeiing beide stralen zodanig geabsorbeerd worden dat het resulterende veld altijd kleiner is dan in het geval zich in het geheel geen bos tussen zender en ontvanger bevindt.

Fig. 24 'geldt voor de zomermaanden. Bij de overgang van de toestand waarbij de zendmast over het vlakke land zichtbaar was, met het geval waarbij het bos zich tussen zendmast en meetwagen bevindt, nemen wij eerst een gemiddelde stijging van de veldsterkte van 3 dB waar. Verderop verandert deze verhouding. Deze veldsterkte was als regel hoger in de winter dan in de zomer.

#### d. Veldvorming door aanwezigheid van een toren. (fig. 25, 26)

Metingen werden verricht van de uitzendingen in het geluidskanaal van de televisie-zender te Lopik op een frequentie van 67.5 Mc/s; de mast van de meetwagen was 4,15 meter hoog. De afstand tot Lopik bedroeg 60 km. De watertoren te Scheveningen is een stenen gebouw met een diameter van 18 meter en een

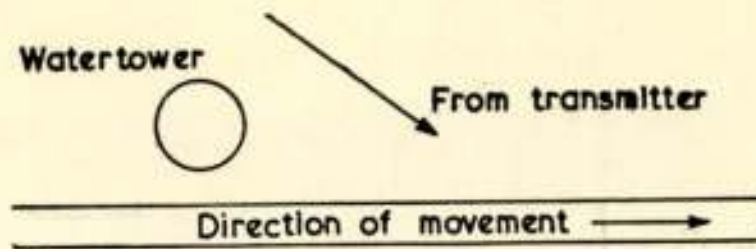


Fig. 25.

hoogte van 28 meter. Een weg loopt in de nabijheid van de toren zoals in fig. 25 is aangegeven.

Fig. 26b en 26c tonen registraties waarin het eerste geval van een dipool in het tweede van een sterker gerichte antenne gebruik werd gemaakt. De registraties begonnen rechts van de toren. De sterker gerichte antenne was zo op de wagen geplaatst dat in de richting van de weg een zwakke ontvangst plaats vond. Hierdoor werd het door de watertoren gereflecteerde veld verzwakt ontvangen en was de invloed op de totale veldsterkte geringer. Dit openbaart zich door kleinere variaties van de veldsterkte.

De veldsterkte-metingen in verschillende seizoenen uitgevoerd met de dipool (fig. 26a en 26 b) tonen aan dat er 's-winters variaties in de veldsterkte zijn van 13 dB; 'szomers bedroegen de verschillen niet meer dan 9 dB. Dit is een gevolg van de omstandigheid dat in de richting van de zender zich bomen be-

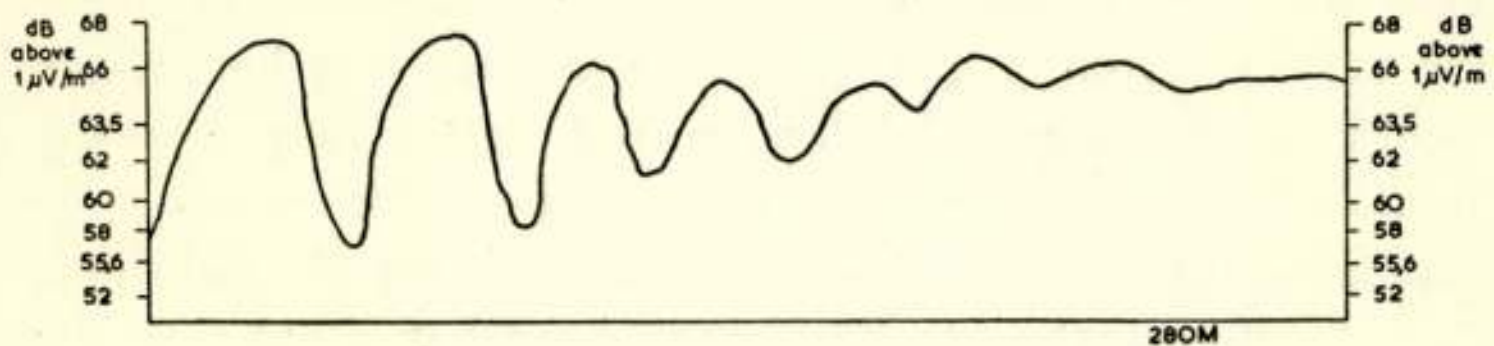


Fig. 26a.

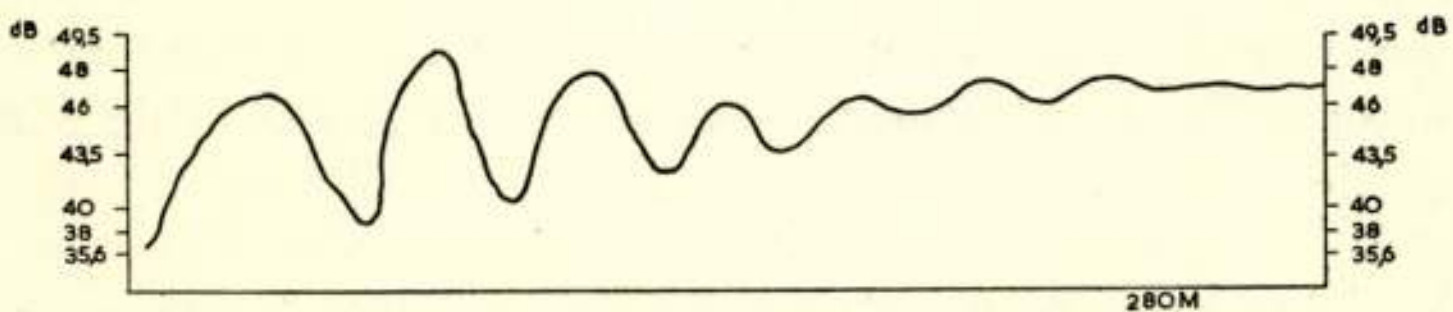


Fig. 26b.

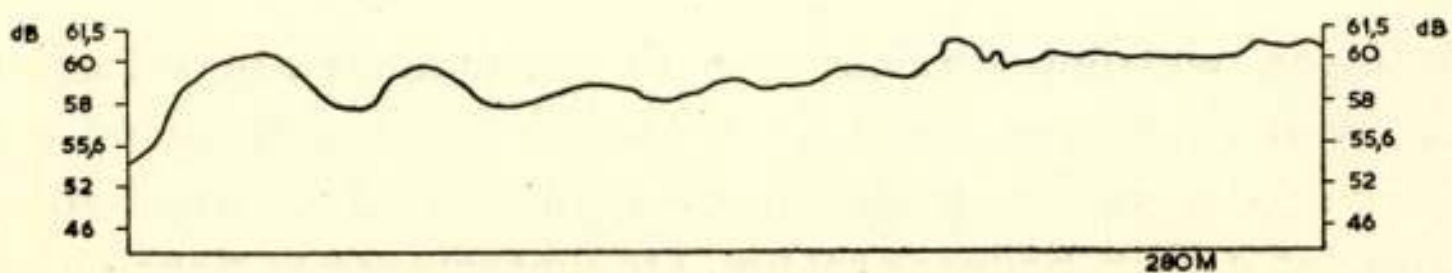


Fig. 26c.

vonden, waardoor de watertoren 's zomers beter was afgeschermd dan 's winters.

Fig. 26a laat verder zien dat tot op afstanden van 200 meter variaties in de veldsterkte van 3 dB voorkomen. Men heeft hier te maken met reflectie op de toren of met wederuitstraling.

e. Reflectie veroorzaakt door een huis (fig. 27).

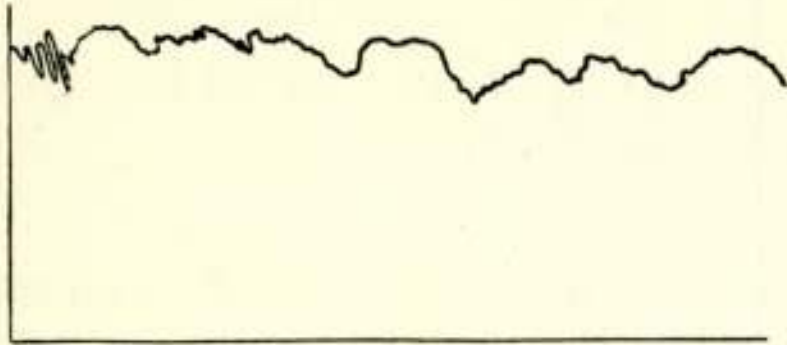


Fig. 27a.

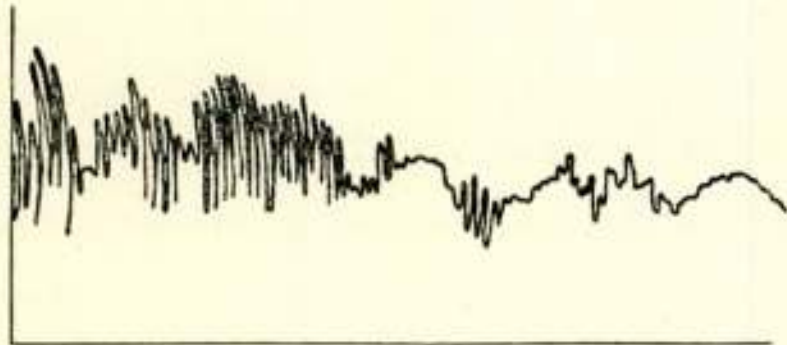


Fig. 27b.

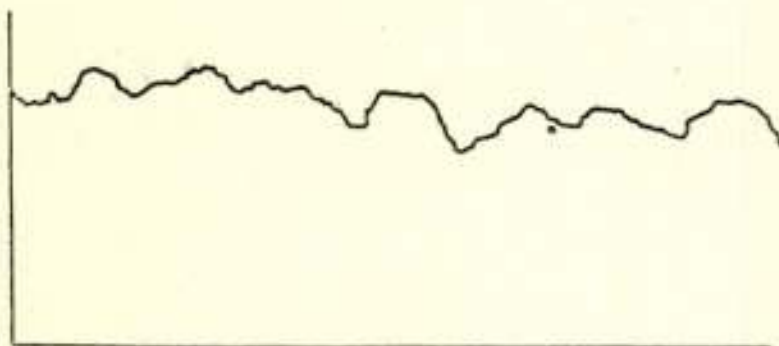


Fig. 27c.

Het is gebleken dat de reflecties veroorzaakt door huizen bepaald worden door de richting van het reflecterende oppervlak ten aanzien van de meetwagen en richting van de zend-antenne. Als regel zijn de afmetingen van reflecterende muren van de orde van grootte van enige golflengten. Het diagram van het gereflecteerde veld vertoont een zekere spreiding en voor een verplaatsing van enige meters en frequenties van ca. 100 Mc/s, treft men soms variaties in de veldsterkte van 12 dB en meer aan (standing wave pattern).

Op de weg wordt de meest krachtige reflectie waargenomen indien de normaal op het reflecterend oppervlak de hoek gevormd tussen de richting van de ontvanger en van de zender halveert.

De registraties in fig. 27 welke gelden voor een frequentie van 97,5 Mc/s zijn gemaakt in het Geuldal. De lijn welke zender en ontvanger verbond stond bijna loodrecht op de weg. Twee fabrieksgebouwen bevonden zich op een afstand van circa 25 meter van de weg aan de, van de zender afgekeerde, zijde. Beide gebouwen vertoonden een muur welke geschikt was voor reflecties.

Het Geuldal zelf was aan een zijde begrensd door een zeer steile, afgegraven berg. Een registratie was gemaakt met een dipool (fig. 27a). Eerst werd vermoed dat de vlugge variaties door de reflectie tegen de bergwand veroorzaakt werden. Toepassing van de gerichte antennes welke zo waren gericht dat een

maximale ontvangst verkregen werd in de van de zender afgekeerde richting van de weg gaf de registratie welke in fig. 27b is gegeven. Hierdoor was alle twijfel opgeheven en bleek de reflectie veroorzaakt te zijn door de fabriek.

Fig. 27c illustreert het geval waarbij een maximum verkregen werd in de richting van de zender. In dit geval werden praktisch geen reflecties meer waargenomen.

#### f. Bepaling van de reflectie-coëfficiënt van een wateroppervlak.

Op een radio-pad dat geheel over water liep werd op een afstand van 16 km van een 50 meter hoge antenne een registratie van de veldsterkte als functie van de hoogte van de antenne boven de grond gemaakt. De golflengte was 8,8 cm. Een parabolische spiegel met een diameter van 2 meter is toegepast als zendantenne; voor de ontvangst is een hoorn gebruikt. De ene helft van het diagram (fig. 28) geeft de veldsterkte als functie

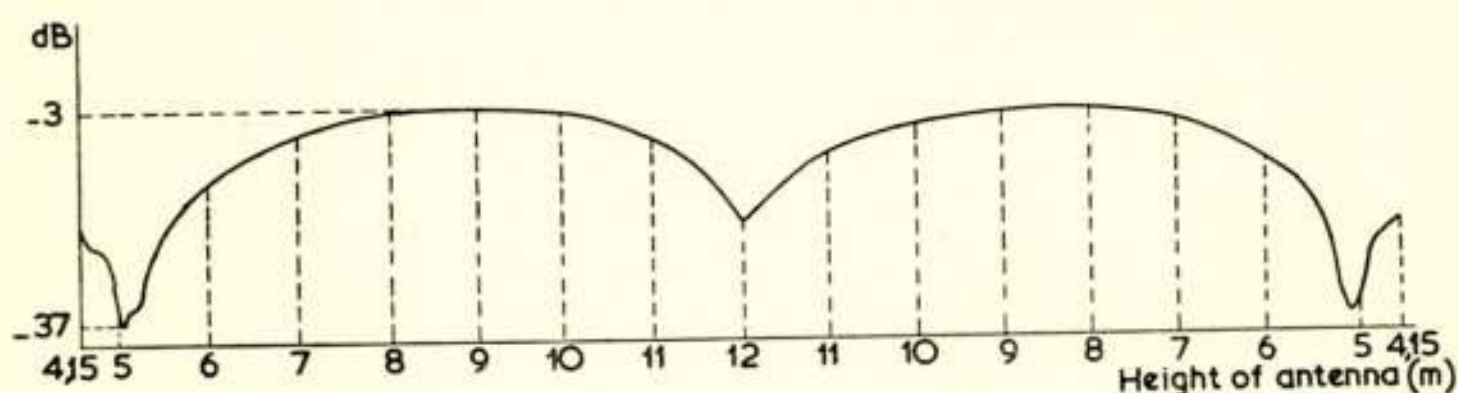


Fig. 28.

van de hoogte bij rijzende mast; de andere helft bij dalende mast. Een verschil van 34 dB tussen de maximum en minimum veldsterkte werd gevonden; dit komt overeen met een reflectie-coëfficiënt van  $-0,96$ . Een berekening van de veldsterkte als functie van de hoogte van de antennemast met toepassing van deze reflectiecoëfficiënt toonde een bijna volledige overeenstemming tussen de berekende en gemeten kromme.

Het is duidelijk dat men met de hier empirisch bepaalde reflectie-coëfficiënt op eenvoudige wijze met de op bladzijde 124 aangegeven methode de hoogte van de watergolven kan berekenen.

Gelijksoortige metingen als beschreven, maar waarbij de reflectie op land plaats vond gaven verschillen tussen maximum en minimum waarde van de veldsterkte van enige dB.

g. Invloed van de getijbeweging in het reflectiegebied (fig. 29 en 30).

Van dezelfde zender (antennehoogte 50 m; golflengte 8,8 cm) zijn veldsterkteregestraties verricht met twee vast opgestelde ontvangantennes gedurende langere tijd.

Eén ontvangantenne was opgesteld op 50 m, de andere op 16 meter hoogte boven het aardoppervlak.

De afstand tot de zender bedroeg 16,4 km; profielen van het radiopad ziet men in fig. 29. In beide gevallen valt het geometrisch-optisch reflectiepunt juist op de scheilijn van water en land.

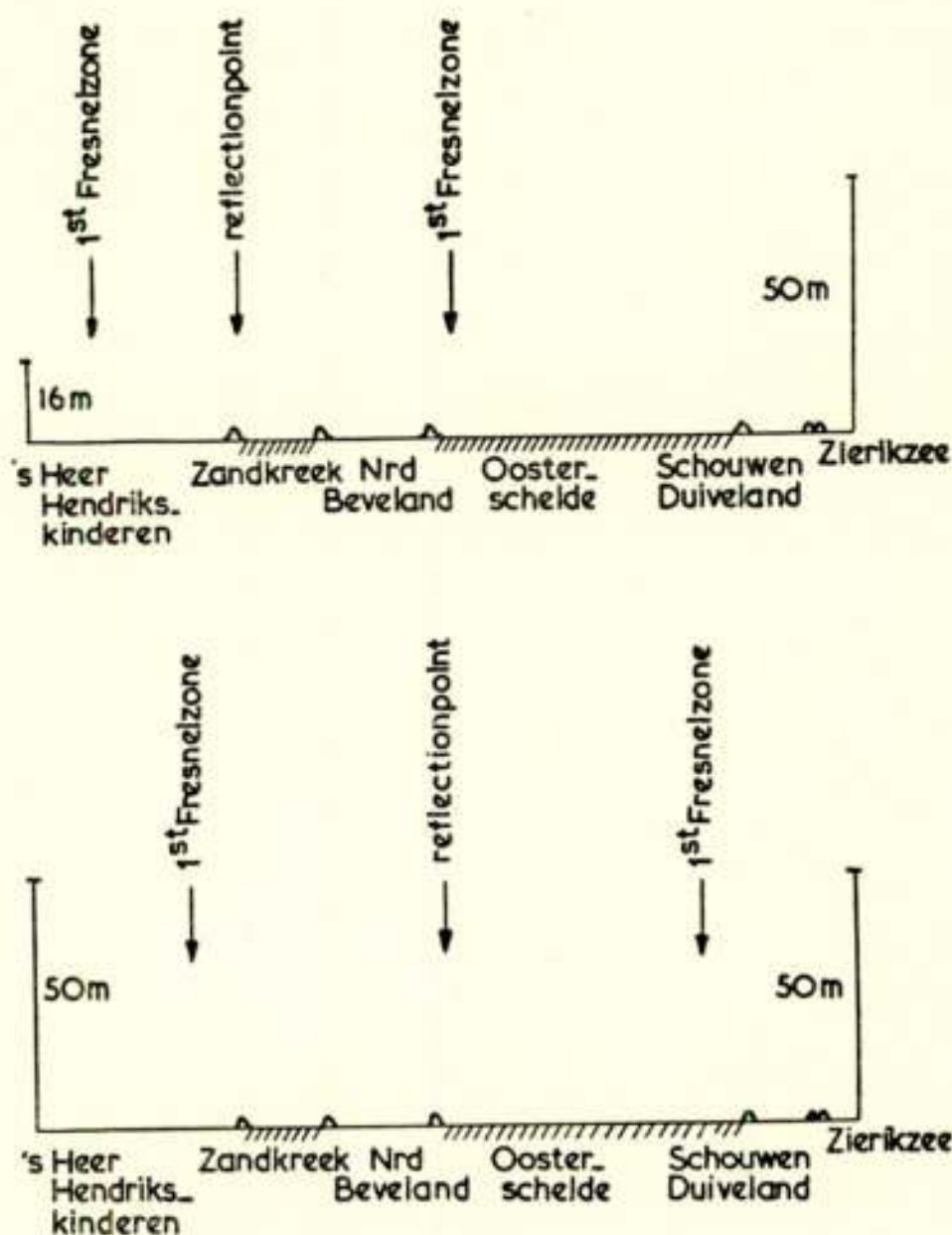


Fig. 29.

De hieronder staande tabel geeft het verschil in weglengte van de directe en gereflecteerde straal voor een fictieve aard-

Hoogte van de ontvangstantenne	Verschil in weglengte			
	R 0,8		R 3	
	vloed	eb	vloed	eb
50 meter	22 cm	27 cm	24,5 cm	30 cm
16 meter	5,5 cm	8 cm	7,1 cm	9,6 cm

straal van 0,8 R en 3 R, zowel voor hoog als voor laag water.

Van de ontvangparabool op 50 meter hoogte vindt men het verschil in weglengte van 26,4 cm (overeenkomende met  $3\lambda$ ) tussen de uiterste waarde van 22 en 30 cm. Zou dus de reflectie geheel op een zee-oppervlak plaats vinden dan zou men lage waarden van en grote variaties in de veldsterkte kunnen verwachten. De variatie die wij hierboven vonden was 34 dB. De registratie van de veldsterkte in fig. 30 toont een verschil

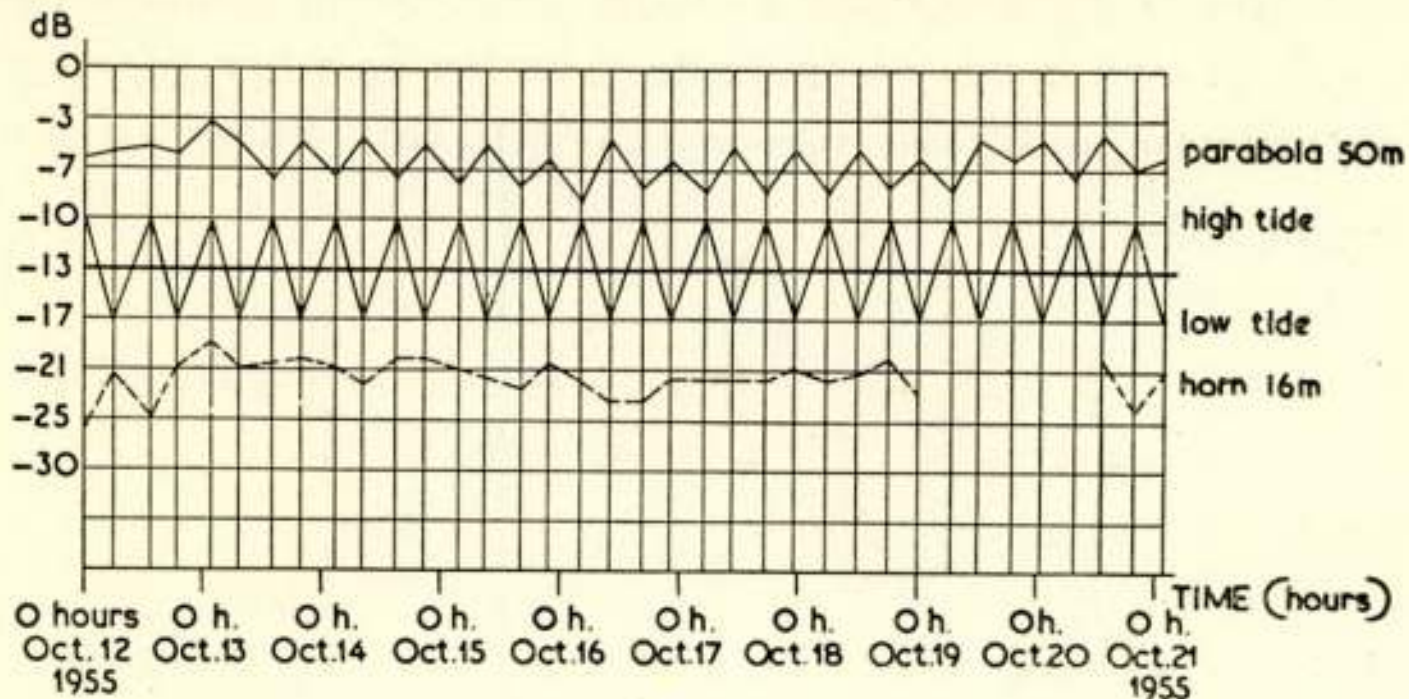


Fig. 30.

tussen maximum en minimum waarde van ongeveer 5 dB. Het valt op dat er in dit geval een volledige correlatie bestaat tussen de getijbeweging en de veldsterkte.

Voor de hoogte van 16 meter van de ontvangantenne ligt het geometrisch-optisch reflectiepunt dicht bij de ontvanger. De uiterste waarden van het verschil in weglengte (5,4 en 9,6 cm) liggen rond de waarde  $\lambda = 8,8$  cm.

In dit geval is het deel van de Fresnel-zône dat door de getijbeweging beïnvloed wordt kleiner. De correlatie — zo deze al bestaat — is veel kleiner en de veranderingen in de veldsterkte zijn minder uitgesproken.

#### h. Conclusie.

Het aantal metingen dat werd verricht is te klein om een kwantitatieve en statistische bespreking van de onderzochte gevallen mogelijk te maken. Wel is het mogelijk kwalitatieve gevolgtrekkingen betreffende enige propagatie-verschijnselen te maken.

Wij vinden een uitgesproken invloed van het seizoen, veroorzaakt door de plantengroei, op de veldsterkte. De aanwezig-



heid van bladeren aan de bomen blijkt de absorptie van de radiogolven te vergroten.

Afhankelijk van de mate waarin de directe en de gereflecteerde straal hierdoor beïnvloed worden en van de plaatselijke omstandigheden kan dit een vermindering of vermeerdering van de veldsterkte ten gevolge hebben. Enige typische gevolgen van de invloed van reflectie zijn besproken.

De invloed van het deel van de Fresnel-zône van een radioweg die over zee loopt, dat door land is ingenomen wordt thans nog meer uitgebreid onderzocht. De resultaten van een eerste onderzoek zijn gegeven.

### *Slotwoord.*

Het is duidelijk dat de resultaten van een omvangrijk werk als hier is besproken slechts met de samenwerking van anderen tot stand kon komen.

Het zij mij vergund hierom de namen te noemen van de heer H. v. d. Hak die veel van het mathematische en statistische werk voor zijn rekening nam, de heer J. W. Visscher die de metingen verrichtte en vele organisatorische voorbereidingen van metingen in groter verband trof.

Ir. F. J. Kylstra heeft de laatste maanden aan het werk deelgenomen, terwijl door de heer J. Quist veel tijd aan het rangschikken van de gegevens is besteed.

---

### Literatuuropgave

1. B. v a n d e r P o l and H. B r e m m e r. The diffraction of electro-magnetic waves from a vertical point source round a finitely conducting sphere, with application to radio-telegraphy and the theory of the rainbow. *Phil. Mag.* ser. 7 vol. 24, pp. 141—176, July 1937, ser. 7 vol. 24 pp. 825—864, Nov. 1937, ser. 7 vol. 25 pp. 817—834, June 1938 and ser. 7 vol. 27 pp. 261—275, March 1939.
2. D r. H. B r e m m e r. *Terrestrial Radio-Waves*. Elsevier Publishing Company, inc.
3. H. G. B o o k e r and W. E. G o r d o n. A theory of Radio Scattering in the Troposphere. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, volume 38, pp. 401. April 1950.

4. T. J. Carroll, J. Feinstein. Trans. I.R.E. Prof. Group on Ant. and Prop., no. 3, August 1952.
5. H. v. d. Hak. Berekeningen betreffende de veldsterkte van v.h.f. en u.h.f. zenders op een glad aardoppervlak, PTT Bedrijf, VIII, 2.
6. D. E. Kerr. Propagation of short Radio Waves. Mc. Graw-Hill Book Company, inc.
7. H. R. Reed and C. M. Russell. Ultra High Frequency Propagation. Chapman and Hall, London.
8. K. A. Norton. Transmission Loss in Radio-Propagation. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, volume 41, pp. 146, January 1953.
9. J. Ortusi. La Propagation des ondes métriques et centimétriques (longueurs d'ondes comprises entre 6 m. et 3 cm.), détermination de l'équivalent de transmission.
10. W. S. Ament. Toward a Theory of Reflection by a Rough Surface. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, vol. 41, pp. 142, January 1953.
11. B. B. Bakker and E. T. Copson. The mathematical Theory of Huygen's Principle. Oxford, The Clarendon Press.

## COLLOQUIUM TE PARIJS, 17 TOT 22 SEPTEMBER 1956

Het Franse Nationale URSI-comité organiseert, tezamen met de „Société des Radioélectriciens” een colloquium over „Les problèmes d'actualité dans la propagation des ondes radioélectriques” te houden in Parijs van 17 tot 22 september 1956.

Het voorlopige programma vermeldt onder andere de volgende punten:

1. Propagation des ondes ultra-courtes (métriques, décimétriques et centimétriques) à grande distance au delà de l'horizon,
2. Influence du sol sur le rayonnement et la propagation des ondes,
3. Ionosphère et propagation ionosphérique,
4. Questions diverses et en particulier la propagation des ondes très longues (fréquences inférieures à 20 kc/s).

Een lijst van buitenlandse — dat wil zeggen niet Franse — sprekers, bevat namen van ruim 20 deskundigen uit alle delen van de wereld.

Deelneming aan de bijeenkomst staat open voor alle belangstellenden. De kosten van inschrijving bedragen fr. 1500.—. Voor dit bedrag ontvangt men voor de zittingen een 2-talig uittreksel van de voordrachten, en na afloop een speciaal aan dit onderwerp gewijd nummer van l'Onde Electrique.

Degenen, die aan dit colloquium wensen deel te nemen, wordt verzocht zich te wenden tot het: Comité d'Organisation du Colloque Propagation, Société des Radioélectriciens, 14, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine) France.

### VOORDRACHT PROF. DR. ING. H. ROTHE

Het bestuur heeft van verschillende zijden het verzoek ontvangen te trachten de voordracht van prof. Rothe in het Tijdschrift te doen publiceren. Prof. Rothe deelde ons echter mede dat de stof t.z.t. in enige nummers van „Telefunken-Röhre”, en daarna in boekvorm zal verschijnen, en dat hij daarom liever van publicatie in ons Tijdschrift afzag. Hij was evenwel bereid voor een beperkt aantal belangstellenden exemplaren van „Telefunken-Röhre” ter beschikking te stellen. Het bestuur verzoekt degenen, die hiervoor in aanmerking willen komen, zich bij de secretaris te melden.

### NIEUWE UITGAVE

De redactie ontving de volgende nieuwe uitgave: S. S. Arschinow: *Frequenzkonstanz von Röhrengeneratoren*.

In een der volgende nummers zal dit boek besproken worden.

## Boekbesprekingen

*Vacuum Valves in Pulse Technique*, door P. A. Neeteson. Philips Technische Bibliotheek, deel IX, Eindhoven 1955. Uitgave Meulenhoff en Co. N.V., Amsterdam. 180 pag. 15,5 x 23,5 cm., 147 illustraties, prijs f 14.—.

In dit boek, dat een uitvoerige behandeling geeft van de stof, die de auteur op 6 januari 1956 voor het N.R.G. voordroeg, worden de werking van en de overgangsverschijnselen bij drie veelgebruikte trekkerschakelingen besproken. Deze drie schakelingen, de bistabiele, de monostabiele en de astabiele trekkerschakeling, zijn in de telecommunicatietechniek reeds lang in gebruik, doch juist de laatste jaren heeft de toepassing een geweldige vlucht genomen, met name voor elektronische rekenmachines, elektronische lijntelegrafie en radiotelegrafie. Ook voor

het meten van looptijden van radiosignalen en de frequentieconstantheid van zenders is men op deze schakelingen aangewezen.

Het boek sluit aan op de wiskunde-opleiding, zoals die op Middelbaar Technische Scholen en Middelbaar Technische Radioscholen gegeven wordt. Vanuit deze mathematische ondergrond worden enkele toepassingen van de Operatorenrekening van Heaviside toegelicht, welke voor de behandeling van impulsvormige signalen in circuits met elektronenbuizen nodig zijn.

Deze mathematische voorbereiding van de behandeling van de trekkerschakelingen beslaat de helft van het boek.

Een gedetailleerde beschrijving wordt gegeven van de gebeurtenissen in elk der trekkerschakelingen, met name van de invloed van de parasitaire- en belastingscapaciteiten en de buiseigenschappen. Van elk der drie schakelingen wordt een uitgewerkt voorbeeld gegeven en de berekende resultaten vergeleken met gemeten waarden aan een experimentele schakeling. De enkele details, die de geregelde gebruiker van deze schakelingen wat meer diepgaand belicht zou willen zien, zullen vermoedelijk in het inmiddels aangekondigde deel X van deze serie aan hun trek komen.

De grote verdienste van het boek is, dat een duidelijke en uniforme behandeling wordt gegeven van de drie typen schakelingen, welke behandeling men anders niet dan met veel moeite uit ver verspreid liggende literatuur bij elkaar zou moeten zoeken. Anderzijds maakt dit wel een wat grotere hoeveelheid literatuurverwijzingen gewenst dan in dit boek te vinden zijn. Een enkele onjuistheid in tekst en formules wordt door de aandachtige lezer vanzelf gecorrigeerd.

Het zetwerk en bindwerk van dit boek zijn uitstekend verzorgd, waarbij dan dient te worden afgewacht hoe deze uitvoering bij de volgende delen van de serie „Electronic Valves” zal aansluiten.

P. L. M. v. B.

*75 Jahre Lorenz*, uitgegeven door C. Lorenz Aktiengesellschaft, Stuttgart.

Dit — 272 bladzijden bevattende — werk werd ons toegezonden door de Nederlandse vertegenwoordiger van de Lorenz-fabriek, de Nederlandse Standard Electric Maatschappij te Den Haag. Het bevat o.m. interessante bijdragen over de ontwikkeling van het Duitse telexnet, antennes voor omroepzenders etc., en geeft een uitgebreid overzicht van de activiteiten van Lorenz op het gebied der hoogfrequentie-techniek. Het boek is voorzien van talrijke fraaie illustraties.

*Zo werkt de radio*, door E. Aisberg, 194 pag. 18 x 21,5 cm, 210 fig., uitgave N.V. Uitgevers Mij. AE. E. Kluwer, Deventer. 11de druk, prijs f 5,25.

De 11de druk is geheel opnieuw bewerkt naar de 19de herziene druk van het Franse origineel, en daardoor in overeenstemming gebracht met de huidige stand der radiotechniek. Voor zover dat mogelijk was zijn de technische benamingen gebruikt die voorkomen in het normaalblad N 5026.

In dit boek is op populaire — doch wetenschappelijk verantwoorde wijze — een uiteenzetting gegeven van het principe waarop de werking van een ontvanger berust. Formules komen er practisch niet in voor. Niet alleen voor amateurs, doch ook voor hen die een opleiding volgen voor radiomonteur of radiotechnicus kan de inhoud voor een juiste begripsvorming verhelderend werken.

---

**„METEOROLOGIE UND FUNKORTUNG”  
TE ESSEN, 26 EN 27 JUNI 1956.**

Op 26 en 27 juni j.l. vond te Essen een congres met als onderwerp „Meteorologie und Funkortung” plaats. Het programma was onderverdeeld als volgt:

- a. Het gebruik van de radio bij de meteorologie.

- b. Invloed van de weersomstandigheden op het radioverkeer.
- c. Samenwerking van de meteorologie en plaatsbepalingssystemen door middel van radio met sloop- en luchtvaart.

Zoals gebruikelijk bij „Tagungen“ georganiseerd door de „Ausschuss für Funkortung“ traden tal van binnen- en buitenlandse sprekers op. Wij hopen in een der volgende nummers een kort verslag van hetgeen behandeld werd te geven.

---

### „FUNK UND SCHALLORTUNG IN DER SCHIFFFAHRT UND SEEVERMESSUNG“ TE HAMBURG, 24—27 OKTOBER 1956.

Door de hiervoor genoemde organisatie wordt te Hamburg van 24—27 oktober 1956 een congres over „Funk und Schallortung in der Schiffahrt und Seevermessung“ georganiseerd. Tevens is hieraan verbonden een tentoonstelling van de nieuwste radio-navigatie-apparatuur in gebruik bij de sloopvaart.

Men kan zich opgeven voor deelname vóór 15 juli a.s. bij „Ausschuss für Funkortung“, Am Wehrhahn 94, Dusseldorp.

---

## Uit het Nederlands Radiogenootschap

### PERSONALIA

#### IN MEMORIAM Ir. R. L. BOSCH



Op 3 april 1956 overleed, na een langdurig ziekbed, toch nog vrij onverwachts, Ir. R. L. Bosch.

Rudolf Laurens Bosch werd op 23 december 1926 te Leiden geboren en volgde aldaar het Lager en Middelbaar Onderwijs. Na het behalen van het eindexamen H.B.S. besloot hij in Delft te gaan studeren voor ingenieur. Hij ving zijn studie in 1945 aan, waarbij hij als studie richting de elektrotechniek koos. Bosch had een veelzijdige belangstelling, gepaard aan organisatorische gaven, hetgeen tot uitdrukking kwam in o.a. zijn bestuurslidmaatschap van de studievereniging: de Elektro Technische Vereniging.

In zijn laatste studiejaar was Bosch werkzaam bij de N.V. Philips Telecommunicatie Industrie te Hilversum, alwaar hij een onderzoek deed op het gebied van ruis generatoren. Als leerling van Professor Jhr. Ir. J. L. W. C. von Weiler behaalde hij in april 1953 het diploma voor elektrotechnisch ingenieur. Reeds tijdens zijn studie had hij grote belangstelling voor de problemen, die zich bij de radar-apparatuur voordeden, zodat hij dan ook besloot zijn loopbaan bij de Koninklijke Marine te beginnen, daar hier een unieke kans lag om ervaring met radar op te doen. Kort daarop volgde dan ook zijn benoeming tot Luitenant ter Zee van de elektrotechnische dienst 2e klasse, in welke hoedanigheid hij geplaatst werd aan boord van Hr. Ms. Kruiser „de Ruyter“, alwaar hij werkzaam was bij de afbouw van de radar installatie.

De montage en inregeling van deze installatie heeft hij grotendeels meegemaakt, in de zomer van 1955 echter openbaarden zich bij hem de eerste ziekteverschijnselen, zodat een plaatsing aan de wal gewenst bleek. Na korte tijd op het Marine Elektronisch Bedrijf gewerkt te hebben bleek echter opname in het Marine Hospitaal noodzakelijk.

Nog tijdens de periode, die hijzelf zag als één voor het opdoen van ervaringen om later op voort te kunnen bouwen, kwam het einde aan het leven van een goede vriend voor de velen die hem gekend hebben.

H. H. M. G.

**IR. A. J. EHNLE, RIDDER IN DE ORDE VAN DE NEDERLANDSE LEEUW**

Ir. Ehnle begon zijn loopbaan op telecommunicatiegebied op 5 oktober 1922 als ingenieur bij de toenmalige Gemeentelijke Telefoondienst te 's-Gravenhage. Toen in september 1940 deze dienst aan P.T.T. werd toegevoegd, kwam ook Ir. Ehnle bij dit Staatsbedrijf. In mei 1945, direct na de bevrijding werd hij Directeur van wat toen de Plaatselijke Telefoondienst van 's-Gravenhage heette.

In november 1949 kreeg Ir. Ehnle een functie aan het Hoofdbestuur der P.T.T. en kort daarop (augustus 1951) werd hij benoemd tot Hoofd-directeur, aanvankelijk van de Hoofdafdeling Telegrafie en Telefonie, sinds 1954 van de Hoofdafdeling Algemene Zaken en Radio. Als zodanig geeft hij, behalve aan de Radiodienst van het Staatsbedrijf, leiding aan diensten als de Centrale Afdeling Gebouwen, de Centrale Afdeling Inkoop

en Materieelcontrole, de Rijksautomobielcentrale, de Centrale Werkplaats, etc.

Op een zo verantwoordelijke post wordt iemand slechts benoemd indien hij beschikt over bijzondere karaktereigenschappen, over een gedegen kennis en over een grote belangstelling in kwesties van algemene aard. De vele functies die Ir. Ehnle in de loop der jaren bekleed heeft, en die hij ook thans naast zijn Hoofddirecteurschap nog bekleedt, in allerlei organen zowel in als buiten P.T.T., zijn er wel het bewijs van, hoezeer hij de hierboven genoemde eigenschappen bezit.

Het doet ons bijzonder veel genoegen, dat de grote verdiensten van betrokkene, door het toekennen van een zo hoge onderscheiding, officieel erkenning hebben gevonden.

J. J. V.

**PROF. DR. C. J. GORTER, RIDDER IN DE ORDE VAN DE NEDERLANDSE LEEUW**

Professor Dr. C. J. Gorter ging na zijn studie te Leiden als conservator van het natuurkundig laboratorium van Teyler's Stichting naar Haarlem. Na vervolgens enige tijd als lector aan het natuurkundig laboratorium van de Rijksuniversiteit te Groningen verbonden te zijn geweest, werd hij in Amsterdam benoemd tot opvolger van Prof. Zeeman. Op 1 maart 1946 volgde hij Prof. Keesom op als hoogleraar-directeur van het Kamerlingh Onnes Laboratorium te Leiden. Onder zijn leiding worden hier bij lage temperaturen zeer belangrijke onderzoeken verricht, o.a. op het gebied van het gedrag der materie in constante en wisselende magnetische velden en over de eigenschappen van vloeibaar helium. Hij heeft zeer veel gedaan voor het internationale contact in de physica. In het buitenland werden zijn verdiensten onder meer erkend

door zijn benoeming tot erelid van de American Academy of Sciences en van de Koninklijke Vlaamse Academie van Wetenschappen, Letteren en Schone Kunsten van België, terwijl de Universiteit van Grenoble hem het eredoctoraat verleende.

Prof. Gorter is ondervoorzitter van de afdeling natuurkunde van de Koninklijke Nederlandse Academie van Wetenschappen en voorzitter van de Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie. Hij is lid van de Hollandse Maatschappij der Wetenschappen en voorzitter van de Technische Raad van het Institut International du Froid.

In de zomer van 1955 was hij leider van de Nederlandse delegatie op het Internationale Congres over de vreedzame toepassing van de kernenergie te Genève. Zijn benoeming tot ridder in de Orde van de Nederlandse Leeuw moet voor een belangrijk deel worden gezien als een erkenning van zijn verdiensten in deze zo uitermate belangrijke functie.

---

## VERGADERINGEN

Sinds het verschijnen van het vorige nummer vond de volgende vergadering plaats:

16 mei 1956 in de NCRV-studio te Hilversum (in samenwerking met de Geluidstichting). Onderwerp: Luidsprekers.

Sprekers:

Ir. B. Visser: De ontwikkelingsgang van de luidspreker.

J. J. Schurink: Hoogohmige luidsprekers. In- en uitslingerverschijnselen bij de elektrodynamische luidspreker.

Ir. J. Rodrigues de Miranda: Versterkers met direkt gekoppelde luidsprekers.

F. J. van Leeuwen: De basreflex-straler in de akoestiek.

Ir. D. Kleis: Toepassing en opstelling van luidsprekers in geluidsinstallaties.

---

## NIEUWE LEDEN

E. H. Boeringa, Reestraat 49, Hilversum.

Ir. S. Korthals Altes, 2014 East Genesee Street, Syracuse, NY, U.S.A.

Ir. F. J. Kijlstra, Bankastraat 125, Den Haag.

A. Lenger, Nieuweweg 26, Eemnes buiten.

Ir. J. C. de Munck, Archimedesstraat 47, Den Haag.

Ir. J. A. van der Vorm Lucardie, Berlagelaan 88, Hilversum.

A. L. Steiner, Veenendaalkade 452, Den Haag.

---

## VOORGESTELD LID:

C. J. Benjamin, Onder de Boompjes 36, Gouda. (Politieverbindingsdienst)

---

## NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Ir. A. Cramwinckel, Hooge Naarderweg 93, Hilversum.

Ir. A. Delsman, Surinamestraat 26, Den Haag.

Drs. Ir. A. J. W. Duyvestijn, Beneden Beekloop 47, Geldrop.

Prof. Dr. Ir. L. Kosten, Joh. Bildersstraat 25, Den Haag.

Ir. J. E. Philips, Kastanjelaan 16, Berg en Dal, bij Nijmegen.

Ir. G. B. Postema, p/a Vogelkerslaan 48, Assen.

Ir. G. Prins, Golfbaan 40, Noordwijk aan Zee.

Ir. P. A. Wegelin, Groen van Prinstererlaan 11, Huizen (N.H.).

---