

Filter kristallen met lage zelfinductie

door J. J. Vormer

Mededeeling uit het Radiolaboratorium der P.T.T.

SUMMARY

By exciting an harmonic of the Y' -wave in a $-18,5^\circ$ rotated X -cut, the electrodes of the composing halfwave plates being electrically connected in parallel, and by choosing for one halfwave plate the ratio $\frac{l_z'}{l_y'} > 1$, an appreciable reduction in inductance can be obtained e.g. 10-fold or more. With regard to disturbing frequencies it will be useful to choose the before mentioned ratio in the neighbourhood of 1,8.

Bandfilters bestaande uitsluitend uit kwartskristallen en capaciteiten hebben het voordeel van geringe verliezen en eenvoudige constructie; hiertegenover staat echter het nadeel dat ze steeds relatief smal zijn. De maximale bandbreedte, welke men met een dergelijk filter kan bereiken, is n.l. slechts ongeveer 0,8%.

Voert men derhalve zoo'n filter uit voor een gemiddelde frequentie van 100 kHz, dan is de absolute bandbreedte hoogstens ongeveer 800 Hz, d.w.z. veel te smal voor een telefonie-kanaal. Zou men een bandfilter voor telefonie-doeleinden willen maken, alléén met behulp van kwartskristallen en capaciteiten, dan zou men daartoe een gemiddelde frequentie van omstreeks 500 kHz moeten kiezen. De maximaal bereikbare bandbreedte is dan ongeveer 4 kHz. Uit het oogpunt van de schakeling heeft het veelal bovendien nog voordeelen het filter ongebalanceerd uit te voeren d.w.z. niet als kruisfilter, doch als T -of N -filter.

Men gebruikt voor filterkristallen in het frequentiegebied van 100 kHz bij voorkeur $-18,5^\circ$ om de X -as gedraaide X -smeden, waarin de Y -golf opgewekt wordt. Bij dit type ligt de Y' -afmeting van het kristal, l_y' , vast door de frequentie van het plaatje. De elektrische eigenschappen van het plaatje kunnen nog beïnvloed worden door de X - en de Z' -afmeting resp. l_x en l_z' . Bij kristallen voor filters van omstreeks 100 kHz krijgt niet alleen l_y' een voldoende groote waarde, n.l. ongeveer 25

mm, zoodat men zonder veel bezwaar het plaatje op de juiste frequentie afregelen kan en het op doelmatige wijze kan monteren, maar tevens worden de waarden noodig voor l_x en l_z , zoodanig, dat deze behoorlijk realiseerbaar zijn.

Tracht men soortgelijke kristallen te vervaardigen voor een filter van 500 kHz, dan stuit men op moeilijkheden. Allereerst wordt l_y' in dit geval aanzienlijk kleiner n.l. ongeveer 5 mm, waardoor het op de juiste frequentie afregelen moeilijker wordt, terwijl ook de montage van zoo'n klein plaatje lastiger is. Een verdere moeilijkheid is, dat de grootheden l_x en l_z' veelal zoodanige waarden krijgen, in het bijzonder l_x , dat men deze niet meer kan verwezenlijken.

De verhouding van de zelfinducties van de kristallen, die gebruikt worden in de serie- en in de parallel-tak van een T -of N -filter is n.l. vrij groot, veelal > 10 . Nu is in het algemeen deze zelfinductie bij $-18,5^\circ$ om de X -as gedraaide X -smeden voor te stellen door:

$$L_k = a \frac{l_y' \cdot l_x}{l_z'}$$

waarin a een constante is.

Zooals reeds opgemerkt, kan men l_y' niet vrij meer kiezen, aangezien deze door de frequentie bepaald wordt; voor een in de grondfrequentie trillend plaatje komt l_y' met één halve golflengte overeen. Men kan de waarde van de zelfinductie derhalve nog slechts beïnvloeden door juiste keuze van l_x en l_z' .

In het algemeen geven plaatjes met groote zelfinducties, zooals die voor de serie-tak noodig zijn, de minste moeilijkheden; in dit geval toch moet men l_x groot kiezen en l_z' klein, men verkrijgt dus dikke smalle staafjes. De eenige grens wordt gesteld door het feit dat men L_k niet willekeurig groot kan kiezen, omdat dan de golfweerstand van het filter ongewenscht hoog wordt, terwijl tevens de kans bestaat dat de capaciteit C_p' , welke men parallel aan de zelfinductie wenscht te schakelen, kleiner wordt dan de steeds aanwezige parallelcapaciteit C_p uit het elektrische vervangings-schema van het kristal alléén.

Moeilijker is de zelfinductie van de plaatjes, noodig voor de parallel-tak, voldoende klein te maken. Men dient daartoe immers l_x klein te kiezen en l_z' groot. Beide maatregelen zijn aan grenzen gebonden. Men maakt l_x bij voorkeur niet kleiner van 0,1 à 0,2 mm, afhankelijk van de grootte van het kristal, omdat een dunner plaatje moeilijk bewerkbaar is en te snel

breekt; bovendien wordt van zeer dunne plaatjes het decrement ongunstig. De grootte l_z' daarentegen kan men niet willekeurig groot maken, aangezien dan moeilijkheden met dubbelgolven ontstaan.

In the Bell System Technical Journal van 1934 heeft W. P. Mason*) grafieken gepubliceerd, zoowel voor een niet gedraaide X -snede als voor een $-18,5^\circ$ om de X -as gedraaide X -snede, waarin de eigen frequenties van een plaatje weergegeven zijn als functie van de verhouding $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'}$. De verhoudingen $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'}$ loopen in deze grafieken van nul tot een. Fig. 1 geeft

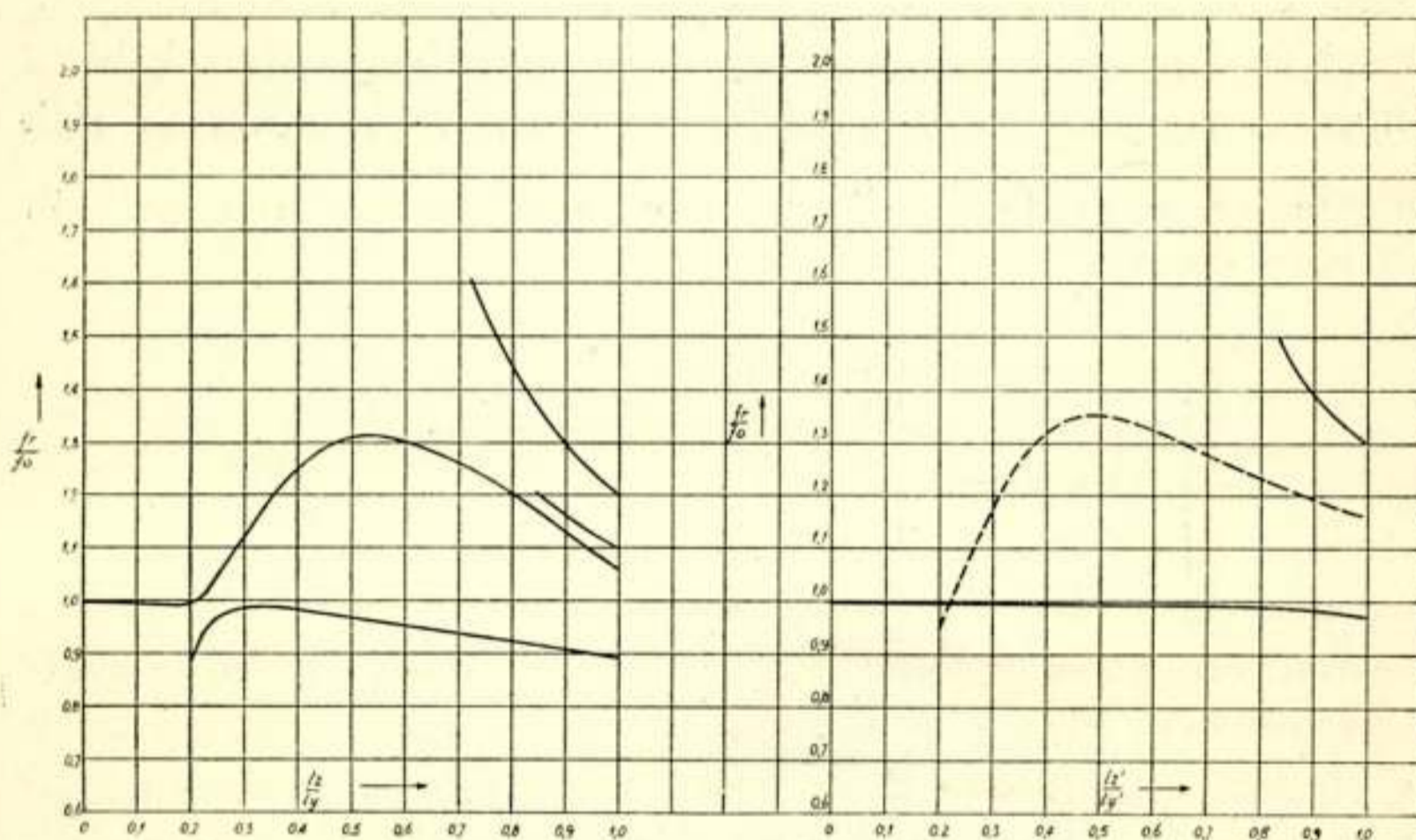


Fig. 1a.

Fig. 1b.

- Nevenfrequenties van een X -snede waarin de Y -golf opgewekt wordt (volgens Mason).
- Nevenfrequenties van een $-18,5'$ gedraaide X -snede waarin de Y' -golf wordt opgewekt (volgens Mason).

de door Mason gepubliceerde grafieken weer, waarbij echter de frequentie in relatieve maat is aangegeven, met als eenheid de frequentie voor $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'} = 0$.

Uit deze opnamen blijkt, dat men bij de ongedraaide X -snede weinig last van nevenfrequenties ondervindt voor $\frac{l_z}{l_y} < 0,2$ en

*) W. P. Mason. Electrical wave Filters Employing Quartz Crystals as Elements B. S. T. J. 1934 Vol. XIII p. 405 e.v.

voor $\frac{l_z}{l_y} \approx 0,5$ à $0,6$. In deze gevallen komen n.l. de nevenresonanties ver van de hoofdresonantie af te liggen, ze zijn bovendien vrij zwak. Tevens blijkt uit de grafieken, dat men voor de $-18,5^\circ$ gedraaide X -snede praktisch het geheele gebied van $\frac{l'_z}{l'_y} = 0$ tot $\frac{l'_z}{l'_y} = 0,9$ kan gebruiken, met uitzondering van een klein gebiedje in de omgeving van $\frac{l'_z}{l'_y} = 0,23$. De reden waarom men voor filters bij voorkeur $-18,5^\circ$ gedraaide X -seden gebruikt, is hierdoor wel verklaard.

Een eerste methode om plaatjes met kleine zelfinductie te verkrijgen, welke toch geen last van nevenfrequenties hebben is nu, dat men een aantal gelijke plaatjes, welke elk voor zich een gunstige waarde van $\frac{l'_z}{l'_y}$ hebben, mechanisch a.h.w. tot één

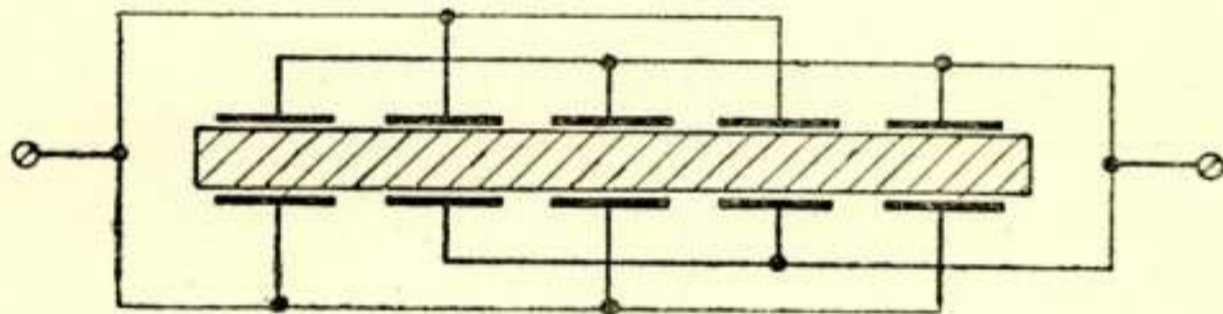


Fig. 2.

Rangschikking van de elektroden voor het aanstooten van een harmonische trilling.

plaat vereenigt, m.a.w. men neemt in dit geval een plaat, waarvan de Y' -afmeting niet correspondeert met één halve golflengte van de trilling, maar met een aantal halve golflengten. Teneinde een dergelijke plaat op de juiste wijze d.w.z. in de gewenschte harmonische van de Y' -afmeting te doen trillen, moet men de elektroden aanbrengen als in fig. 2 aangegeven is. Aangezien in electrisch opzicht de samenstellende plaatjes parallel geschakeld zijn, verkleint men op deze wijze de zelfinductie met een factor gelijk aan het ranggetal van de harmonische trilling; in fig. 2 dus met de factor 5.

Men zou de zelfinductie nog verder kunnen verkleinen, indien het mogelijk was de verhouding $\frac{l'_z}{l'_y}$ groter te maken dan $0,9$ d.i. de waarde welke men in verband met nevenfrequenties liefst niet wil overschrijden. Teneinde deze mogelijkheid te onderzoeken is nagegaan, hoe de door Mason opgegeven grafieken

verloopen voor waarden van $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'} > 1$. Het resultaat van dit onderzoek ziet men in de figuren 3 en 4. In deze figuren zijn, evenals in die van Mason, de eigenfrequenties van het plaatje opgegeven als functie van $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'}$.

Tevens is echter de sterkte van de resonanties aangegeven. Van de dubbel geteekende lijnen geeft n.l. de onderste de frequentie aan in relatieve maat, t.o.v. de frequentie bij $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'} = 0$; de afstand van de dubbele lijnen is een maat

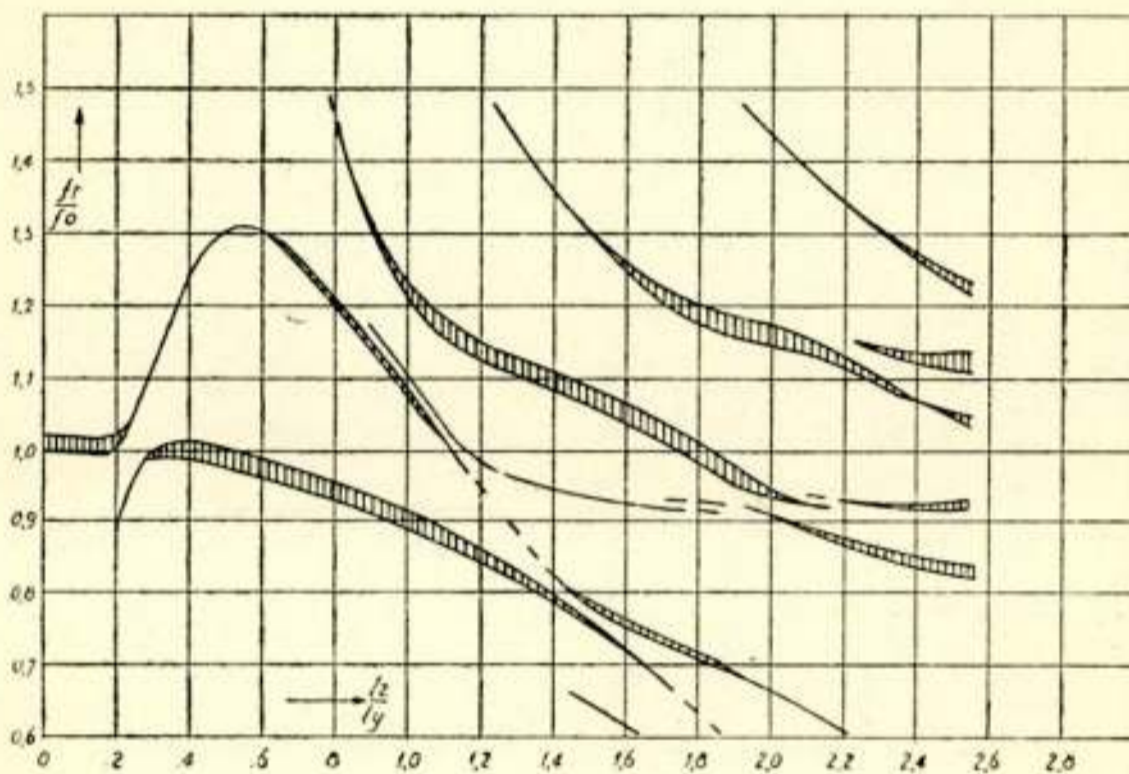


Fig. 3.

Nevenfrequenties van een X -snede waarvan de Y -golf opgewekt wordt.

voor de sterkte van de resonantie. Neemt men de sterkte voor de frequentie corresponderende met $\frac{l_z}{l_y}$ resp. $\frac{l_z'}{l_y'} = 0$ als eenheid, dan is de lijn tot een sterkte van 3% getrokken geteekend, daar beneden is ze gestippeld.

Men ziet, dat de ongedraaide X -snede, figuur 3, niet veel nieuws oplevert: voor $\frac{l_z}{l_y} > 1$ treden steeds gelijktijdig een aantal vrij sterke resonanties op. De toestand bij de $-18,5^\circ$ gedraaide X -snede is gunstiger, zooals uit fig. 4 blijkt. In het gebied van $\frac{l_z'}{l_y'} = 1,6$ à $1,8$ heeft men slechts zwakke nevenfrequenties, welke

bovendien vrij ver van de hoofdresonantie verwijderd zijn. Dit gebied is dan ook uitstekend bruikbaar. Op deze wijze verlaagt men de zelfinductie nogmaals met ongeveer een factor 2, zoodat, in samenwerking met den hiervoor genoemden maatregel een zelfinductie-verlaging van ongeveer 10 resulteert.

Tenslotte volgen hieronder de gegevens van een uitgevoerd kristal.

kristal nr. 1252

frequentie = 500 kHz

– 18,5° gedraaide X-snede

$l_x = 0,648$ mm

$l'_y = 26,10$ mm ($5 \times 5,22$ mm)

$l'_z = 9,44$ mm

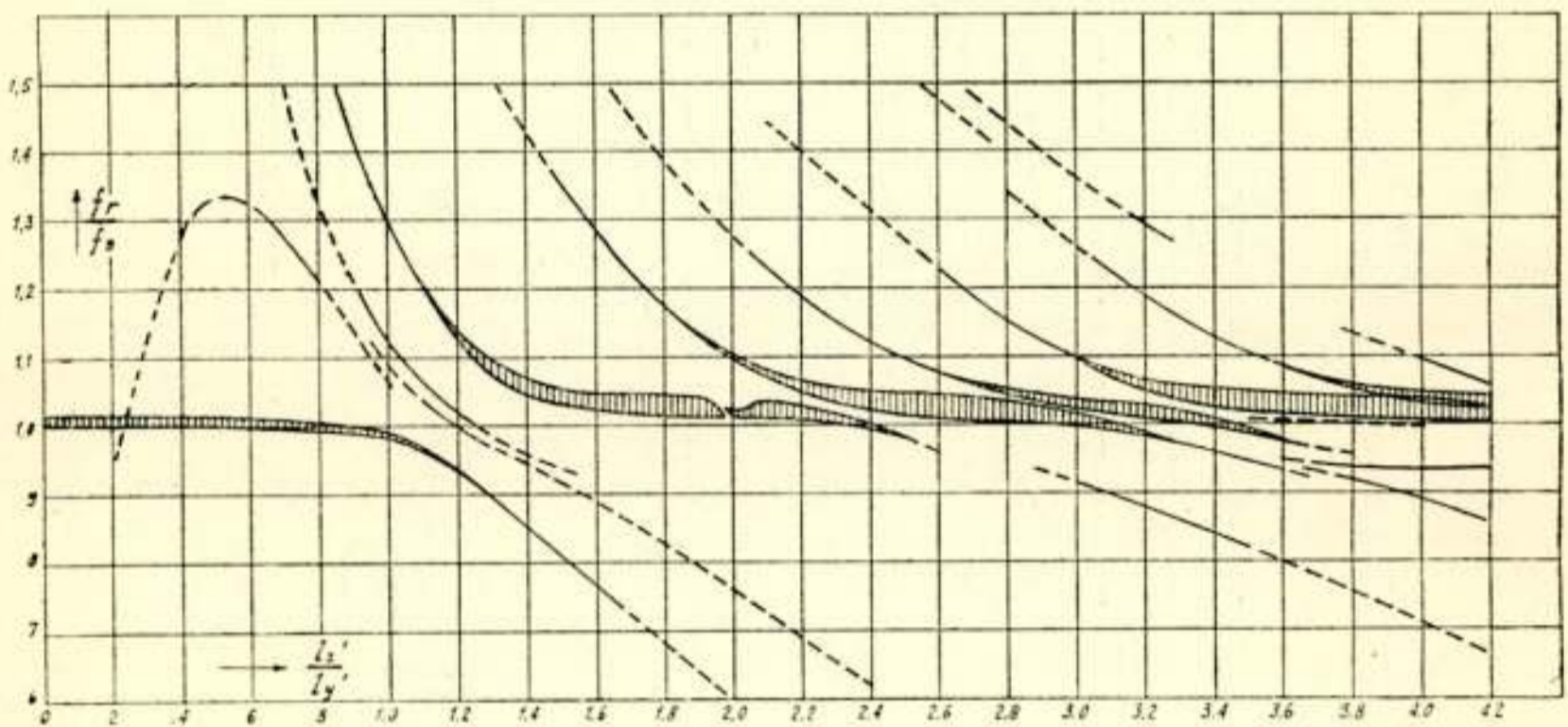


Fig. 4.

Nevenfrequenties van een – 18,5° gedraaide X-snede
waarin de Y'golf opgewekt wordt.

Hier is dus $\frac{l'_z}{l'_y} = 1,8$ genomen. Voor de elektrische grootheden uit het vervangingsschema werd gemeten.

$$L_k = 1,25 H$$

$$C_p = 16,55 \mu\mu F$$

$$C_k = 0,0815 \mu\mu F$$

zoodat men voor de verhouding $\frac{C_p}{C_k} = 190$ à 200 vindt, wat voor filterkristallen een redelijk gunstige waarde is.

De temperatuurcoëfficiënt bedraagt ongeveer $25 \cdot 10^{-6/100}$.

Rectificatie

voor het artikel van J. J. Vormer, over:
Filterkristallen met lage zelfinductie.

Het betreft:

Op blz. 1 regel 9 van onder staat N -filter i.p.v. π -filter.

„ „ 2 „ 15 idem

„ „ 2 „ 9 „ „ staat: de zelfinductie, dit moet
zijn: het kristal.

„ „ 6 laatste regel moet staan $25 \cdot 10^{-6/^\circ C}$



De uitbreiding van radiogolven in verband met de inhomogeniteit van de aardatmosfeer

door H. Bremmer

Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap op 11 Oct. 1946

SUMMARY

This paper deals with the theory of propagation of radio waves around the spherical earth. The subject is treated according to the laws of geometrical optics, which yield the paths of transmission as well as the intensity of the field. Due consideration is given to the effect of the inhomogeneity of the atmosphere in vertical direction.

As an example the condition is derived for „super refraction”, occasionally found in Radar practice. It is shown how the intensity can be computed for the individual rays arriving at a receiver after any number of reflections in the ionosphere.

In conclusion the typical contrasting behaviour of short versus long wave propagation is put forward.

Inleiding.

Het electromagnetische veld van een radiozender kan men samengesteld denken uit een deel, dat ook zou bestaan bij afwezigheid van de aardatmosfeer (de „grondgolf”) en een tweede aandeel, dat, afkomstig van omhooggestuurde straling, door reflectie in de atmosfeer naar de aarde teruggebogen wordt (de „ruimtegolf”). Een benaderende berekening van de veldsterkten is het eenvoudigst voor de ruimtegolf, omdat men voor deze geometrische optische beschouwingen als basis kan nemen. Deze laatste komen daarop neer, dat de uitgestraalde energie dezelfde banen volgt als denkbeeldige lichtstralen, die van de zender uitgaan, wanneer deze een lichtbron zou zijn. De geometrisch optische berekeningen worden echter onbruikbaar voor de grondgolf, wanneer men deze wil bestudeeren in het gebied onder de horizon van de zender. Voor de bepaling van de aldaar bestaande „buigingsgolf”, is het 't meest voor de hand liggend, om de volledige golfvergelijking als uitgangspunt te nemen. We willen ons in dit artikel evenwel alleen bezighouden met resultaten, die volgens de geometrisch optische methoden afge-

leid kunnen worden voor de ruimtegolf. Omdat deze rekenwijze des te nauwkeuriger is naarmate de golflengte kleiner is, is zij vooral van toepassing voor de steeds kortere golven waar de techniek zich tegenwoordig mee bezighoudt. Overigens zij hier uitdrukkelijk vermeld, dat alle geometrisch optisch afgeleide resultaten ook met behulp van bepaalde benaderingsmethoden verkregen kunnen worden uit de strenge oplossing, die het zenderveld beschrijft volgens de vergelijkingen van Maxwell.

De theoretische behandeling van de ruimtegolf volgens de geometrische optica valt uiteen in drie gedeelten, namelijk de bepaling van de brekingsindex μ voor de verschillende gebieden van de atmosfeer (P. 1), de bepaling van de geometrisch optische stralengang, die behoort bij een eenmaal aangenomen keuze voor μ als functie van de plaats in de ruimte (P. 2), en tenslotte de berekening van het veld bij bekend verloop der stralen (P. 3). Ook indien de golven onderweg door absorptie verzwakt worden, is een kwantitatieve berekening van de zendervelden mogelijk (P. 4).

P. 1. *De brekingsindex van de atmosfeer.*

De mogelijkheid, dat omhooggestuurde lichtstralen en radiogolven in de atmosfeer teruggekaatst worden, berust op de inhomogeniteit van deze. Omdat de elektrische eigenschappen van de atmosfeer zeer geleidelijk van punt tot punt veranderen, zullen geen scherpe reflecties optreden, doch in plaats daarvan komen gelijkmatig naar beneden gekromde banen van lichtstralen en radiogolven voor. Deze reflecties in de atmosfeer komen dan in hoofdzaak tot stand in bepaalde gebieden, namelijk in de onmiddellijk boven het aardoppervlak gelegen *troposfeer*, en in de op groote hoogten gelegen geleidende lagen, die men tesaamen vat onder de naam *ionosfeer*. De aard van de inhomogeniteit is in de troposfeer geheel verschillend van die in de ionosfeer, en wel voornamelijk doordat in de troposfeer nagenoeg geen dispersie optreedt, terwijl deze daarentegen in de ionosfeer zeer sterk is. Wat de troposfeer betreft, maakt het waterdampgehalte van deze, dat er alleen voor de allerkortste golven van de techniek (λ orde van 1 cm.) een geringe frequentieafhankelijkheid bestaat.

Voor een onderzoek naar de invloed van de inhomogene troposfeer en ionosfeer op de uitbreiding van radiogolven, behoeft slechts de brekingsindex μ voor deze beide gebieden bekend te zijn. Voor de troposfeer wijkt μ heel weinig af van de eenheid,

en wordt in ieder punt bepaald door de aldaar heerschende chemische samenstelling van de lucht, de temperatuur en de druk; men kan μ dan berekenen uit de bekende wet, dat voor een gasmengsel $(\mu^2 - 1)/\mu^2 + 2)$ een additieve grootte is. Minder eenvoudig wordt de berekening van μ in een punt van de ionosfeer. Gewoonlijk schrijft men de geleidende eigenschappen van deze toe aan geheel vrije electronen, zoodat het electricch gedrag van de ionosfeer bepaald wordt door de dichtheid van deze electronen (N per cm^3) en door de frequentie van hun botsingen met de neutrale atomen (ν_c botsingen per sec.). Een door de ionosfeer voortgaande monochromatische electromagnetische golf (frequentie $\omega/2\pi$) zal in de eerste plaats een trillende beweging geven aan de vrije electronen, waardoor een eveneens oscillerende stroomdichtheid ontstaat. De van elk trillend electron afkomstige bijdrage tot deze stroomdichtheid heeft dezelfde phase als de snelheid van het electron, welke phase 90° verschilt met die van de versnelling. Omdat deze laatste echter evenredig is aan de electriche veldvector E van de invallende electromagnetische golf, veroorzaakt E een stroom, waarmee zij in phase 90° verschilt. We kunnen dit aandeel tot de stroom daarom interpreteren als een verplaatsingsstroom, zoodat het door de vrije electronen gevormde gas werkt als een dielectricum. Hierbij is dan echter nog niet in aanmerking genomen, dat de versnelde electronen in hun bewegingen geremd worden door de botsingen met de neutrale atomen; de hierbij verbruikte energie moet geleverd worden door de invallende golf, die als gevolg daarvan verzwakt wordt. Formeel kunnen we de invloed van deze botsingen, waardoor een eenmaal bereikte snelheid plotseling geheel of gedeeltelijk teniet gedaan wordt, beschrijven door een negatieve schijnkracht, die evenredig is aan de toename van de snelheid tusschen twee botsingen. Door deze schijnkracht gelijk te stellen aan de veldvector E , vinden we een evenwichtstoestand, waaraan een beweging van de electronen beantwoordt, waarvoor E thans *in* phase is met de snelheid en dus ook met de daarbij behoorende stroomdichtheid; deze laatste stroomdichtheid kunnen we dan opvatten als een geleidingsstroom. Aldus is de ionosfeer bij verwaarlozing van de botsingen werkzaam als een zuiver dielectricum, bij een niet verwaarlozing tevens als een geleider. De theorie van Maxwell verschaft ons daarbij de volgende waarden voor de dielectriciteitsconstante ϵ en het geleidingsvermogen σ in electrostatische

eenheden, wanneer de frequentie ω en de beide parameters N en ν_c gegeven zijn:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_m^2}{\omega^2 + \nu_c^2}; \quad \sigma = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\omega_m^2}{(\omega^2 + \nu_c^2)} \cdot \nu_c. \quad (1)$$

$$\left(\omega_m^2 = \frac{4\pi N e^2}{m} \right)$$

Zooals hier aangegeven, is men gewoon om naast de electronendichtheid de met de vierkantswortel van deze evenredige grootte ω_m in te voeren, die de dimensie heeft van een frequentie en die aan de formules een zeer eenvoudige structuur geeft. In een gegeven ionosfeerschil zullen N , ω_m en ν_c afhankelijk zijn van de plaats, en hetzelfde geldt dus ook voor de elektrische constanten ε en σ .

De volgende vraag is welke brekingsindex μ men aan deze combinatie van dielectricum en geleider moet toekennen. Wederom volgens de theorie van Maxwell vindt men hiervoor de complexe grootte:

$$\mu = \sqrt{\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega}}, \quad (2)$$

welks beteekenis we als volgt toelichten. In een homogeen medium met brekingsindex μ zal zich een vlakke golf kunnen voortplanten, waarvan de golffunctie gegeven wordt door:

$$e^{i\omega \left(\frac{\mu}{c} x - t \right)} = e^{i\omega \left(\frac{Re \mu}{c} x - t \right)} \cdot e^{-\frac{\omega}{c} \cdot Im \mu \cdot x},$$

en waarbij dus het imaginaire gedeelte van μ de absorptie onderweg vastlegt voor de golf. Voorts toont (2) duidelijk aan hoe combinaties van dielectricum en geleider, zooals men die bijv. ook kent bij zeewater, vochtige grond, etc., voor hoge frequenties een nagenoeg reële brekingsindex $\sqrt{\varepsilon}$ hebben, en zich dan dus vrijwel als een zuiver dielectricum gedragen. Daarentegen zal voor zeer lage frequenties μ benaderd worden door het complexe getal $\sqrt{i \frac{\sigma}{\omega}}$, hetgeen beteekent, dat dan de absorbeerende eigenschappen van de geleider overwegen.

P. 2. Geometrisch optische stralengang in de atmosfeer.

Bij onze verdere beschouwingen zullen we veronderstellen, dat de brekingsindex μ in de atmosfeer uitsluitend een functie

is van de hoogte h boven het aardoppervlak, zoodat we afzien van de invloed van inhomogeniteiten in horizontale richting (zooals plaatselijke electronenwolken in de ionosfeer). We hebben dan een radiale symmetrie ten opzichte van het aardmiddelpunt O , zoodat het voor de hand ligt, om poolcoördinaten in te voeren en μ op te vatten als een functie van de afstand $r = a + h$ tot het aardmiddelpunt. De aardatmosfeer vormt dan verder een medium met continu veranderende brekingsindex; volgens de wet van Snellius geldt daarom voor de baan van elke lichtstraal of radiogolf in dat medium:

$$r \cdot \mu \cdot \sin \tau = \text{constant}, \quad (5)$$

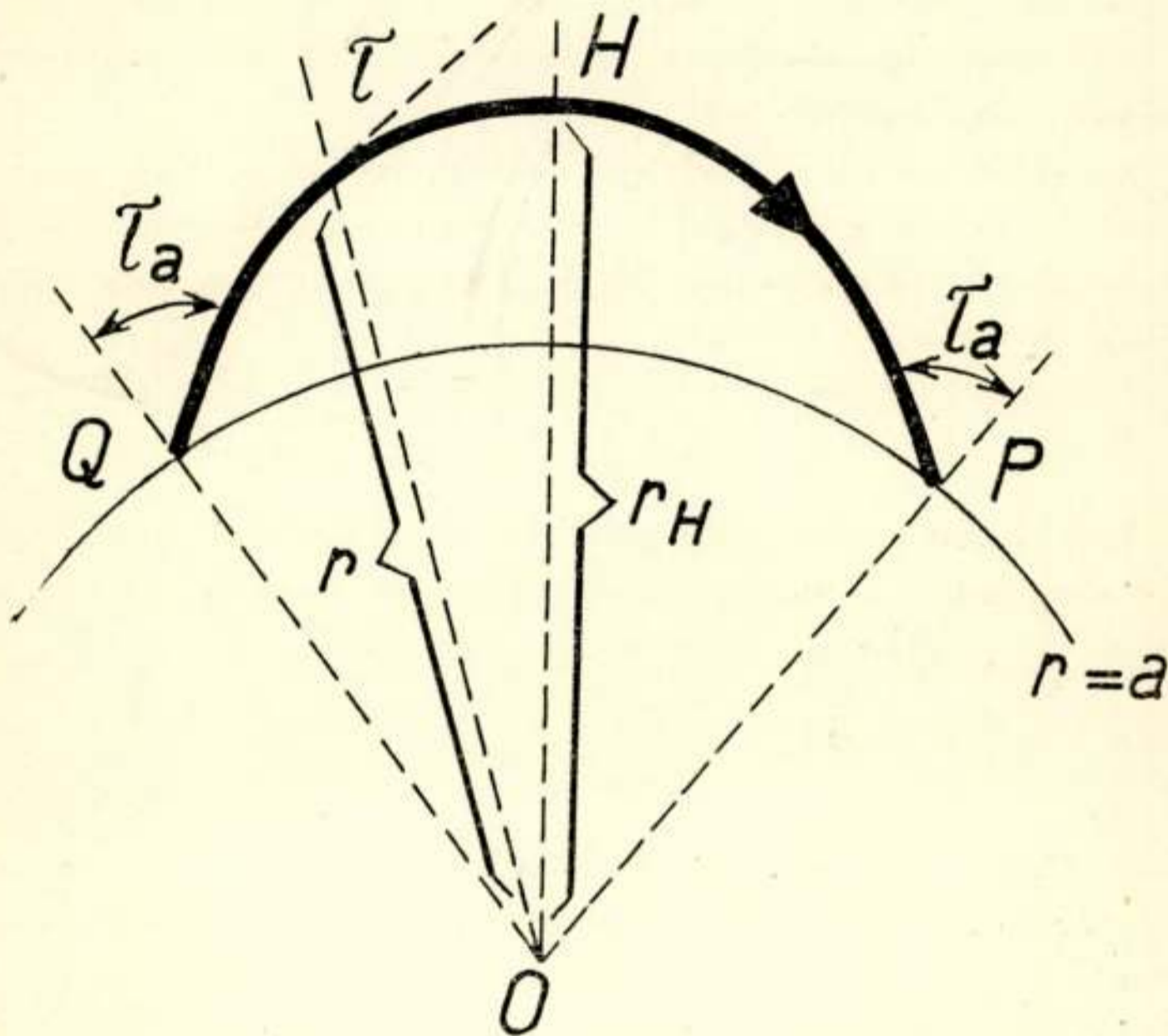


Fig. 1.

waarbij we voorloopig onderstellen, dat μ reëel is. Hierbij is τ de hoek, die de raaklijn in een bepaald baanpunt maakt met de vertikaal ter plaatse (zie fig. 1). Tengevolge van de spherische symmetrie is dus het product $r \cdot \mu$ van meer belang dan de functie μ zelf. Duidelijk blijkt dit ook, wanneer we vragen onder welke voorwaarde een straal, die met een elevatiehoek τ_a het punt Q op aarde verlaat, in een bepaald punt H een grootste hoogte zal bereiken, zóó, dat zij daarna opnieuw naar de aarde toegebogen wordt, waarbij de geheele baan dan de

lijn OH tot symmetrie-as heeft. We zullen in een dergelijk geval spreken van een gereflecteerde straal, hoewel hier natuurlijk geen sprake is van een scherpe reflectie tegen een discontinuïteitsoppervlak. Voor de mogelijkheid van een dergelijke reflectie is noodzakelijk, dat μ in de buurt van H afneemt met de hoogte ($\mu' < 0$) en bovendien, dat de kromtestraal $HM = \rho_H$ in het hoogste punt kleiner is dan de afstand $HO = r_H$ van dit punt tot het aardmiddelpunt (zie fig. 2). Omdat deze kromte-

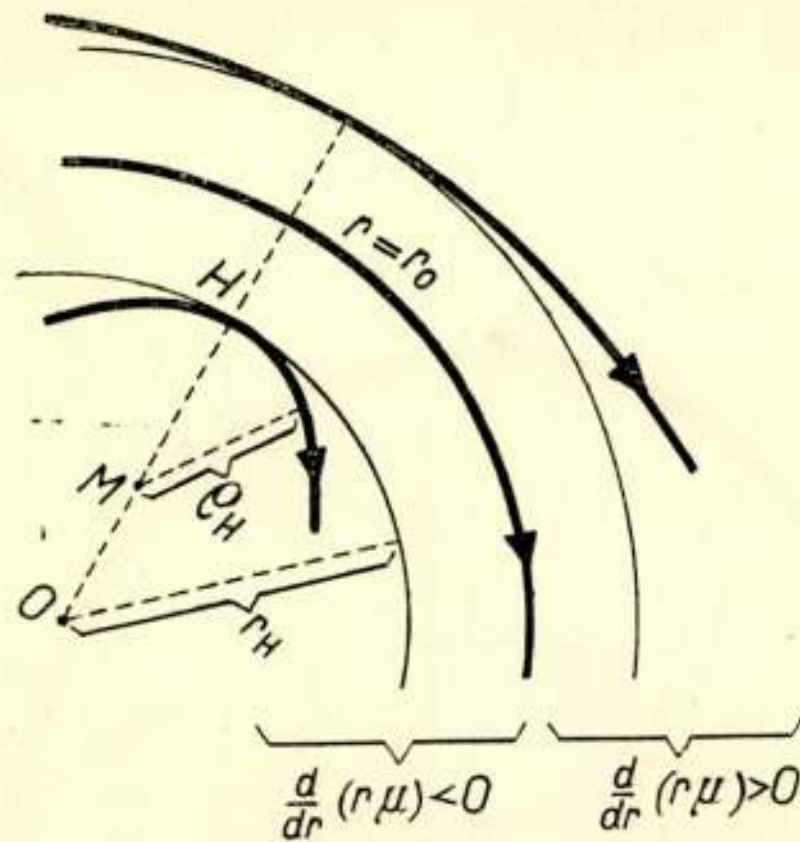


Fig. 2.

straal volgens de differentiaalrekening gegeven wordt door het getal:

$$-\frac{\mu(r_H)}{\mu'(r_H)},$$

vinden we voor de bedoelde conditie:

$$-\frac{\mu(r_H)}{\mu'(r_H)} < r_H,$$

of wel:

$$\left\{ \frac{d}{dr}(r\mu) \right\}_{r=r_H} < 0. \quad (4)$$

Om na te gaan op welke hoogten in de atmosfeer lichtstralen of radiogolven terug naar de aarde gereflecteerd kunnen worden, zullen we dus moeten onderzoeken in welke gebieden de grootte $r \cdot \mu$ afneemt voor toenemende hoogte. Hiervoor hebben we in fig. 3 schematisch het verloop van deze functie weergegeven. In de leegte ruimte (aether met $\mu = 1$) zou $r \mu$ als functie van r voorgesteld worden door een rechte lijn onder

een hoek van 45° door de oorsprong. In plaats hiervan wijkt de kromme voor $r\mu$ in de troposfeer eenigszins van deze lijn af, omdat μ van 1 verschilt; de kromme zal dus aan het aardoppervlak ($r = a$) beginnen met de ordinaat $a \cdot \mu(a)$ in plaats van a . Wanneer we dan omhooggaan, zal μ meestal door de kleiner wordende luchtdichtheid afnemen, doch in bijzondere omstandigheden (die zich optisch kenbaar maken door het optreden van luchtspiegelingen) aanvankelijk iets toenemen. Voor

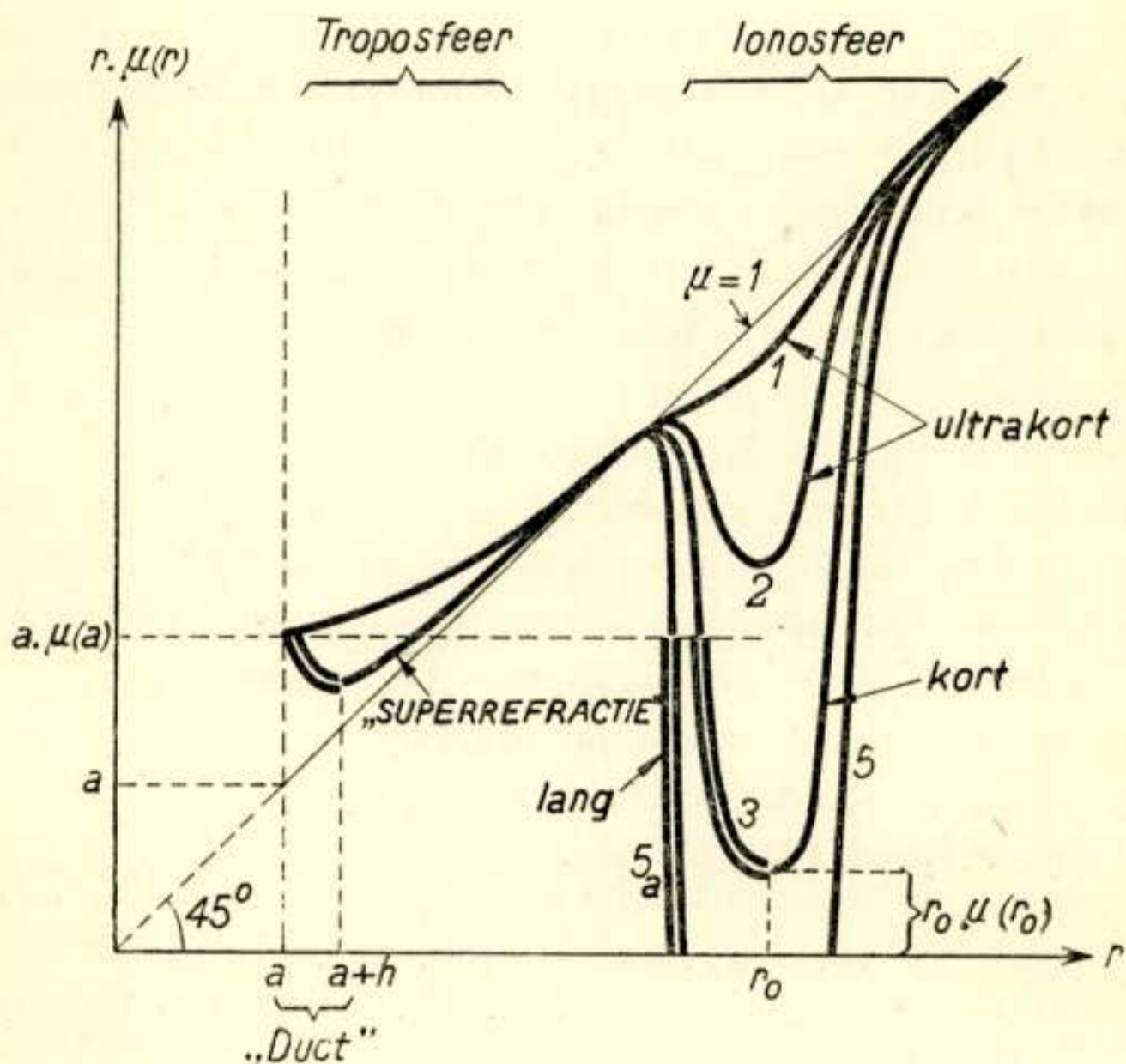


Fig. 3.

ons is echter het meest van belang, dat zelfs wanneer μ voor toenemende hoogte afneemt, de invloed van μ op het product $r\mu$ gewoonlijk zoo gering is, dat deze laatste grootte toch toeneemt met de hoogte. Een uitzondering heeft men alleen wanneer ten gevolge van een sterke temperatuurinversie μ voor geringe hoogten zoo sterk afneemt, dat dit ook het geval is voor het product $r\mu$. Deze toestand, die bijzonder gunstig is voor het naar beneden ombuigen van stralen, wordt door de Engelschen „superrefractie” genoemd, en werd gedurende de tweede wereldoorlog waargenomen tijdens vele radarexperimenten. Voor grootere hoogten wordt echter de invloed van μ op het product $r\mu$ steeds zoo gering, dat $r\mu$ een toenemende functie is, die weinig af-

wijkt van de door een rechte lijn voorgestelde functie r . Een belangrijke afwijking van deze lijn treedt eerst dan op wanneer voor het eerst een schil van de ionosfeer bereikt wordt. Volgens (1) zal een dergelijke schil des te meer invloed hebben op μ en dus ook op $r \mu$, naarmate de frequentie lager is, zoodat de in fig. 3 door 1, 2 en 3 aangegeven krommen op steeds lagere frequenties betrekking hebben. Voor nog lagere frequenties (waarbij ω van de orde van de midden in de schil heerschende botsingsfrequentie ν_c wordt) moet ook het imaginaire gedeelte van μ in rekening gebracht worden. Bij de dan niet meer te verwaarloozen absorptie blijkt (3) nog bij benadering te gelden wanneer μ vervangen wordt door $\sqrt{Re(\mu^2)}$, zoolang deze wortel reëel is. We denken ons in dat geval in fig. 3 in plaats van $r \cdot \mu$ uitgezet $r \cdot \sqrt{Re(\mu^2)} = r \cdot \sqrt{\varepsilon}$ en vinden dan een verloop zooals dat van kromme 5, die onderbroken is in het gebied alwaar $Re(\mu^2)$ negatief is.

Wanneer we aldus aan een grafiek het verloop van $r \mu$ kunnen overzien, leert (4) ons, dat slechts op die hoogten stralen naar beneden gereflecteerd kunnen worden, alwaar $r \mu$ een afnemende functie is. Dit afnemen is echter nog geen *voldoende* voorwaarde voor de eisch dat de op de betreffende hoogte $r = r_H$ omkeerende straal ook werkelijk de aarde bereikt. Immers, wanneer de elevatiehoek bij vertrek en terugkomst op aarde τ_a bedraagt, zal volgens (3) gelden:

$$a \cdot \mu(a) \cdot \sin \tau_a = r_H \cdot \mu(r_H),$$

zoodat:

$$\sin \tau_a = \frac{r_H \cdot \mu(r_H)}{a \cdot \mu(a)}, \quad (5)$$

en dus slechts dan een reële waarde voor τ_a bestaat, indien $r_H \cdot \mu(r_H) < a \cdot \mu(a)$ is. Daarom zullen alleen op die hoogten stralen naar beneden omgebogen kunnen worden en de aarde weer bereiken, waarvoor $r \cdot \mu$ afnemend is en tegelijkertijd kleiner dan $a \cdot \mu(a)$. In fig. 3 is de $r \mu$ -kromme voor de betreffende hoogten als een dubbele lijn geteekend. Wat de troposfeer betreft, is de reflectie van stralen naar de aarde toe alleen mogelijk bij superrefractie en wel in de dunne laag $a < r < a + h$, waarbinnen $r \mu$ afneemt en die in de Engelsche literatuur „duct” genoemd wordt. Een ionosfeershil zal voorts geen stralen kunnen reflecteeren, waarvoor de frequentie zoo hoog is, dat $r \cdot \mu$ in de geheele schil boven $a \cdot \mu(a)$ gelegen is; dit geval, weerge-

geven in de krommen 1 en 2, doet zich voor bij de ultrakorte golven (ongeveer $\lambda < 10$ m). Voor lagere frequenties (korte golven; ongeveer $10 \text{ m} < \lambda < 150$ m) zal, overeenkomstig het verloop van de kromme 3, $r \mu$ een minimale waarde doorlopen voor een bepaalde hoogte $r = r_0$, welke dicht gelegen zal zijn bij het niveau, alwaar de electronendichtheid in de schil het grootst is. Voor de laagste frequenties (lange golven; ongeveer $\lambda > 500$ m) is slechts het onderste gedeelte van de schil tot reflectie in staat (zie kromme 5a), doordat op grotere diepte in de schil door de sterke absorptie in het geheel geen stralengang meer mogelijk is. In werkelijkheid heeft men met verschillende ionosfeerschillen te maken (E laag, F_1 en F_2 laag), die elk afwijkingen van de besproken gedaante in de $r \mu$ kromme te voorschijn roepen. Voorts zal bij te sterke absorptie zelfs niet meer een dunne onderrand van de ionosfeerschil gereflecteerde stralen van een merkbare intensiteit kunnen opleveren. Dit geldt in het bijzonder voor de voortplanting overdag voor de midden-golven (ongeveer $150 \text{ m} < \lambda < 500$ m).

De hier geschetste theorie maakt tevens duidelijk, dat in bepaalde gevallen, waarin wel is waar reflectie mogelijk is, niet alle elevatiehoeken τ_a kunnen voorkomen. Immers, wanneer we nog eens de kromme 3 van fig. 3 (korte golven) beschouwen, dan volgt uit het optreden van een minimumwaarde $r_0 \cdot \mu(r_0)$ van $r \mu$ met behulp van (5) dat:

$$\sin \tau_a > \sin \tau_l = \frac{r_0 \cdot \mu(r_0)}{a \cdot \mu(a)}.$$

Voor de korte golven zullen dus slechts stralen met een elevatiehoek $\tau_a > \tau_l$ de ionosfeer kunnen bereiken, alwaar zij dan steeds naar beneden omgebogen worden. De stralen waarvoor $\tau_r < \tau_l$ dringen door tot in het boven $r = r_0$ gelegen gebied alweer ($r \mu$ een toenemende functie is) en zullen tenslotte verdwijnen in de wereldruimte (zie fig. 4). Het grensgeval vormt de „randstraal” $\tau_a = \tau_l$, welke op groote afstanden asymptotisch nadert tot de cirkel $r = r_0$, doch met deze geen eindig punt gemeen kan hebben. Voor deze randstraal wordt de betrekking (3) namelijk:

$$r \cdot \mu \sin \tau = a \cdot \mu(a) \cdot \sin \tau_l = r_0 \cdot \mu(r_0),$$

waaruit volgt, dat r alleen gelijk kan zijn aan r_0 , indien $\tau = \frac{\pi}{2}$,

d. w. z. de randstraal moet in een eventueel punt van $r = r_0$ horizontaal verlopen. In een dergelijk punt zou dan echter,

omdat $\frac{d}{dr}(r\mu) = 0$ voor $r = r_0$, het kromtemiddelpunt van de straal moeten samenvallen met het middelpunt van de aarde, waardoor deze straal dan overal de cirkel $r = r_0$ zou doorlopen en dus niet ergens van het aardoppervlak afkomstig kan zijn. Intusschen leert men hieruit het interessante geometrische verschijnsel, dat op iedere hoogte alweer het product $r\mu$ een extreme waarde heeft, een cirkelvormige lichtstraal mogelijk is. Omdat de randstraal $\tau_a = \tau_l$ het aardoppervlak in het geheel niet bereikt, is het voorts duidelijk, dat stralen met een hoek τ_a , die slechts weinig grooter is dan τ_l , eerst op zeer groote af-

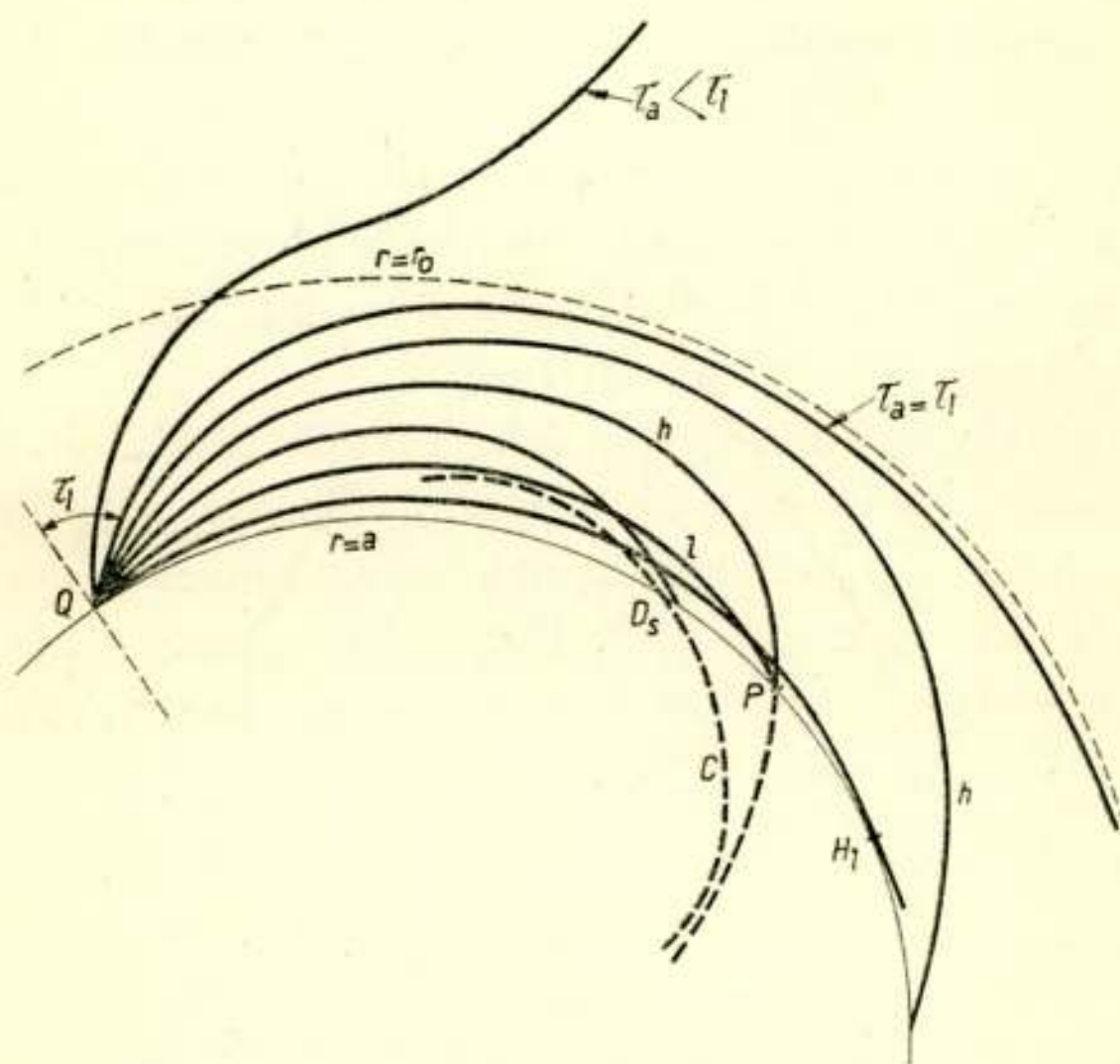


Fig. 4.

standen het aardoppervlak zullen treffen. Naarmate de hoek τ_a verder toeneemt, zal daarom de door de straal overbrugde afstand QP op aarde (zie fig. 4) aanvankelijk afnemen, doch later weer toenemen; in dit laatste geval zal er een bepaalde straal bestaan die aankomt in een punt D_s , dat op een minimale afstand van het vertrekpunt Q gelegen is. De van het punt Q uitgaande stralen kunnen dan dus niet doordringen tot het tusschen Q en D_s gelegen gedeelte van het aardoppervlak (de „doode” zone), m.a.w. D_s beantwoordt aan de „skip distance”. Een ander gevolg van de hier bestaande situatie is, dat een voorbij D_s gelegen punt P van uit Q bereikt kan worden door twee verschillende stralen (aangegeven door h en l in fig. 4),

welke aanleiding kunnen geven tot interferentieverschijnselen. De laagste van deze beide stralen (l) zal echter niet verder reiken dan het punt H_l , alwaar de horizontaal van Q vertrekende straal aankomt. Voorbij H_l kan de aarde dus nog slechts bereikt worden door de hoge straal, indien men afziet van stralen die meerdere malen tusschen aarde en ionosfeer heen en weergaan (zie volgende Paragraaf). We willen in dit verband nog wijzen op de veel gemaakte fout, als zou de randstraal zelf in het „skip distance” punt D_S aankomen; volgens de wetten van de geometrische optica is dit onmogelijk.

De hier beschreven randstraal bestaat, wat de ionosfeer betreft, niet voor de lange golven, omdat voor deze $r\mu$ geen minimumwaarde doorloopt (zie kromme 5 van fig. 3). Daaren-

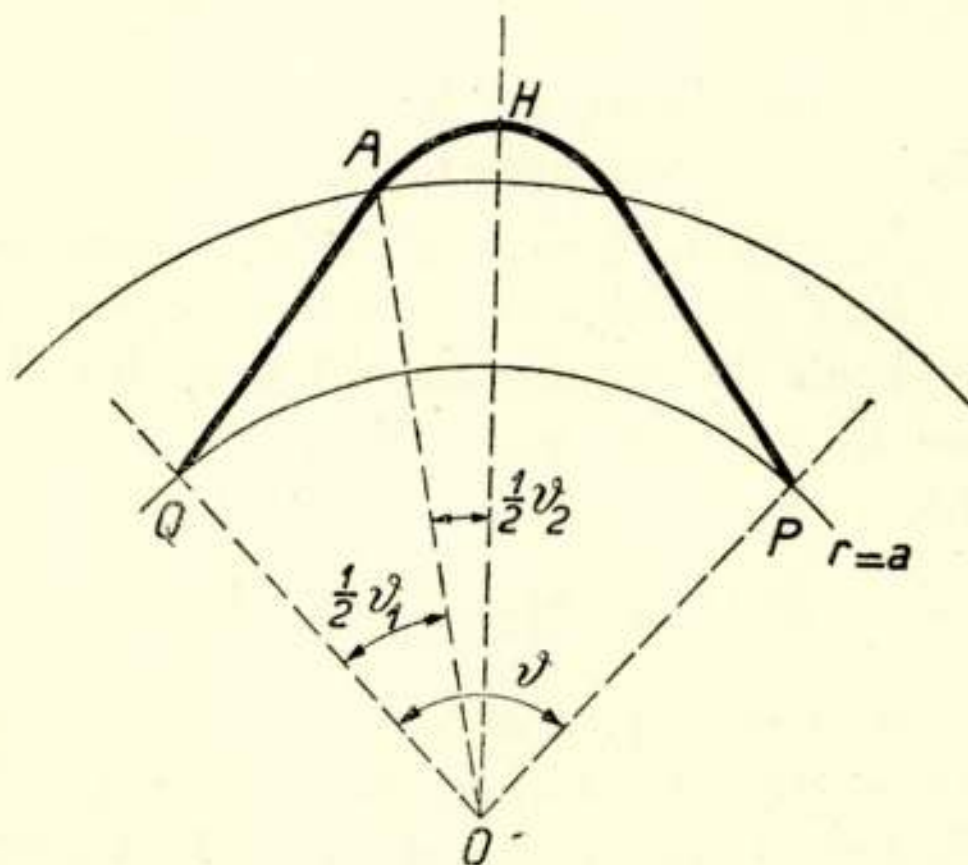


Fig. 5.

tegen komt hij weer wel voor bij de superrefractie in de troposfeer, hoewel daar geen „skip distance” zal optreden. Het voorkomen van deze laatste bij een ionosfeerschil kan men als volgt begrijpelijk maken. De hoekafstand $\frac{\vartheta}{2}$ tusschen het punt van vertrek Q en het hoogste punt H van de straal (zie fig. 5) bestaat uit de bijdragen $\frac{\vartheta_1}{2}$ en $\frac{\vartheta_2}{2}$, die afkomstig zijn van de weggedeelten die de straal resp. aflegt in de vrijwel homogene ruimte tusschen aarde en onderrand van de ionosfeer, en in de ionosfeer zelf. Voor de lange golven, die slechts zeer weinig in de ionosfeer doordringen, zal ϑ_1 steeds overwegen over ϑ_2 , waardoor ϑ evenals

ϑ_1 een toenemende functie is van τ_a . Voor de dieper indringende korte golven daarentegen zal ook ϑ_2 belangrijk zijn, waarbij ϑ_2 een afnemende functie van τ_a is (immers ϑ_2 is oneindig voor de minimale waarde τ_l van τ_a). De functie ϑ zal daarom voor de korte golven als som van een toenemende en een afnemende functie een minimale waarde $\vartheta_s = \frac{D_s}{a}$ kunnen doorlopen, welke

beantwoordt aan de „skip distance”. Evenwel zal men in het geval van superrefractie in de troposfeer, welke zich onmiddellijk boven het aardoppervlak afspeelt, uitsluitend met de afnemende functie ϑ_2 te maken hebben, waardoor dan geen doode zone zal optreden.

P. 3. *Veldberekening bij verwaarlozing van absorptie.*

We komen nu tot de vraag, hoe men de veldsterkte in een punt P kan berekenen, wanneer bekend is langs welke gekromde banen de van de zender in Q uitgaande stralen zich uitbreiden in de ruimte. Een zeer algemeene uitkomst verkrijgt men hier door uitsluitend uit te gaan van het feit, dat bij electromagnetische golven de door de vector van *Poynting* gegeven energiestroom dezelfde richting heeft als de straal en voorts de waarde $\frac{1}{c} \cdot E \cdot H = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot E^2$ bezit. Men maakt dan onder meer gebruik van de isotropie van de ruimte, want bij anisotropie (zooals bij de dubbele breking in kristallen) heeft de vector van *Poynting* niet meer dezelfde richting als de straal. Voor de ionosfeer beteekent een verwaarlozing van de anisotropie, dat men de invloed van het aardmagneetveld niet in rekening brengt; dit laatste veroorzaakt namelijk een dubbele breking van zeer bijzondere aard.

Om een zeer eenvoudige situatie te hebben, waaraan we de hier bedoelde geometrisch optische berekening van de veldsterkte kunnen toelichten, onderstellen we een op de aarde in Q geplaatste verticale dipoolzender, waarvan we het veld in het eveneens op de aarde gelegen ontvangpunt P willen bepalen, voor zoover dit veld afkomstig is van stralen die onderweg slechts één enkele maal gereflecteerd zijn geweest in de atmosfeer (zie fig. 6). Daarbij kan elk van de van Q uitgaande stralen gekenmerkt worden door zijn elevatiehoek τ_a , die we ook weer bij het ontvangpunt P aantreffen. We beschouwen nu een klein bundeltje van die stralen, waarvoor τ_a binnen een oneindig

klein interval $d\tau_a$, en het azimuth φ (de hoek, die de straal maakt met het vlak van teekening) binnen een interval $d\varphi$ gelegen is. Omdat we onderstellen, dat de energiestroom overal de richting van de straal heeft, zal de energie, die bij Q in genoemd bundeltje weggestuurd wordt, ook verderop in dit bundeltje „opgesloten” blijven, zoodat dus de totale energiestroom die door een dwarse doorsnede $d\sigma$ van het bundeltje gaat, in alle punten L even groot zal zijn. Deze energiestroom is gelijk aan $\frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon} E^2 \cdot d\sigma$. We vinden derhalve, dat wanneer bij het voortgaan langs een straal de doorsnee $d\sigma$ van het bundeltje ten gevolge van de divergentie van de stralen toeneemt, de veldvector E dienovereenkomstig op zoodanige wijze moet afnemen, dat zal gelden:

$$\sqrt{\varepsilon} \cdot E^2 \cdot d\sigma = \text{constant} . \quad (6)$$

Bijzonder aanschouwelijk wordt de beteekenis van deze betrekking, wanneer we de werkelijke doorsnee dO in P vergelijken met de doorsnee dO' , die het bundeltje zou hebben in een punt P' , indien zijn stralen zich vanuit Q door een homogene ruimte rechtlijnig zouden voortplanten over een afstand QP' , die even groot is als de afstand D van Q tot P . Immers, omdat voor het werkelijke en fictieve bundeltje de energiestroom dezelfde is, geldt volgens (6), omdat we ε in P en in P' even groot moeten nemen:

$$E_p^2 \cdot dO = E_{p'}^2 \cdot dO' .$$

We hebben derhalve:

$$E_p = \sqrt{\frac{dO'}{dO}} \cdot E_{p'} = a \cdot E_{p'} , \quad (7)$$

waarin a dus een maat is voor de veldsterkte-verkleining, veroorzaakt doordat de divergentie van de stralen in de inhomogene ruimte grooter is dan in de homogene ruimte. De geheel en al geometrische grootheid a , die we *divergentiecoëfficiënt* zullen noemen, kan in ons geval als volgt gemakkelijk bepaald worden. Voor de doorsnee dO' vinden we bij de gemaakte onderstellingen omtrent de spelingen $d\tau_a$ en $d\varphi$:

$$dO' = D^2 \cdot \sin \tau_a \cdot d\tau_a \cdot d\varphi . \quad (8)$$

Anderzijds geldt klaarblijkelijk:

$$dO = (dO)_r \cdot \cos \tau_a, \quad (9)$$

waarin:

$$(dO)_r = a^2 \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi, \quad (10)$$

de doorsnee bij P is, zooals deze waargenomen wordt van uit het middelpunt O van de aarde (zie fig. 6). Uit (8), (9) en (10) volgt dan:

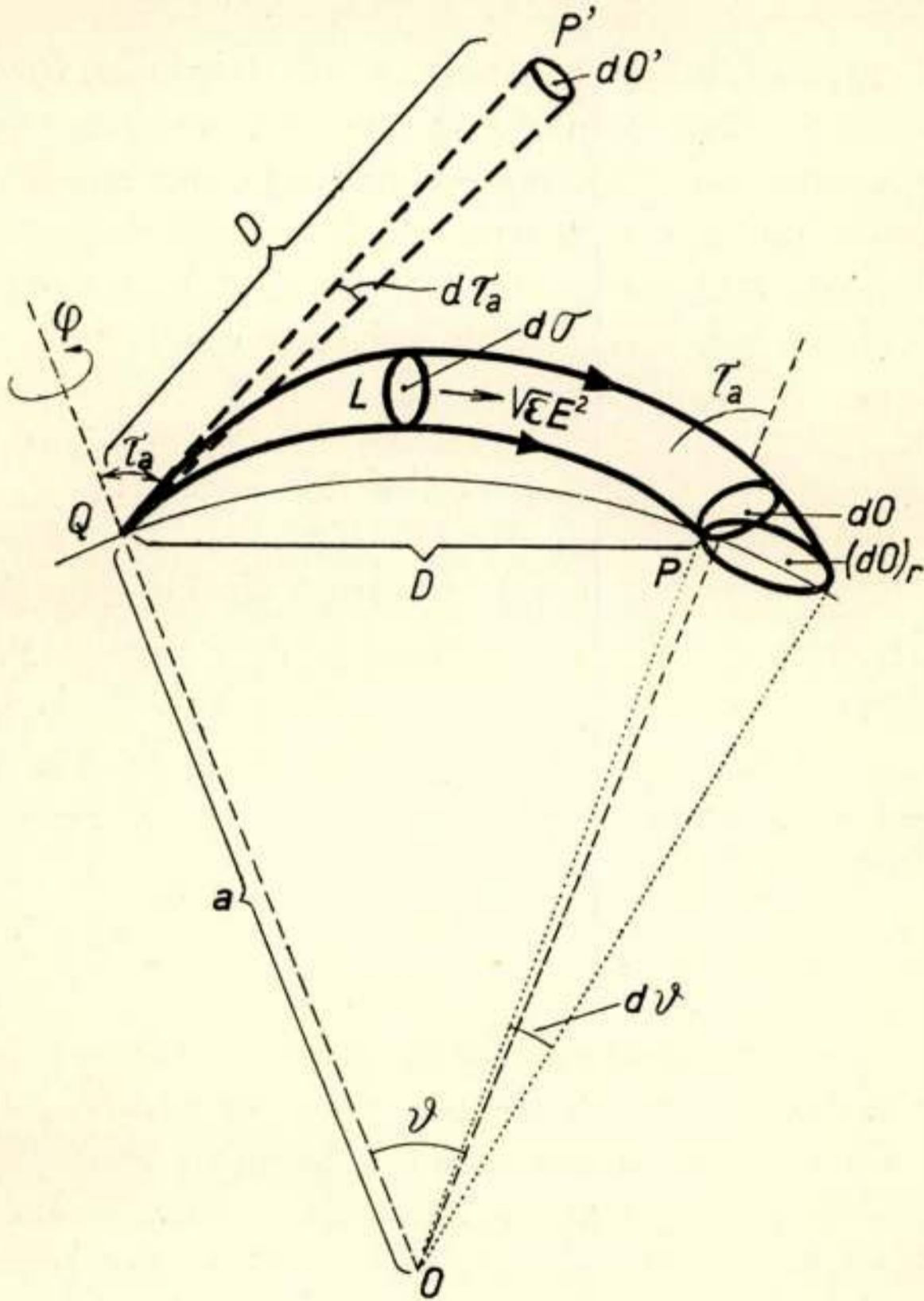


Fig. 6.

$$a = \sqrt{\frac{dO'}{dO}} = \frac{D}{a} \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \tau_a \cdot d\tau_a}{\sin \vartheta \cdot d\vartheta}},$$

hetgeen we, omdat voor niet te groote afstanden $\sin \vartheta = \vartheta = D/a$ gesteld mag worden, nog kunnen vereenvoudigen tot:

$$\alpha = \sqrt{D \cdot \operatorname{tg} \cdot \frac{d\tau_a}{dD}}. \quad (11)$$

De divergentiecoëfficiënt is dus geheel en al bekend, wanneer we weten hoe de afstand D , die overbrugd wordt door één bepaalde straal, afhangt van de elevatiehoek τ_a . Voor de bepaling van de veldsterkte moet het veld E_p , dat zou bestaan voor een homogene ruimte en dat evenredig is met $\frac{1}{D}$ (hetgeen opnieuw met behulp van de energiestroomconditie afgeleid kan worden), vermenigvuldigd worden met deze divergentiecoëfficiënt α . Hierbij is er dan echter nog geen rekening mee gehouden, dat bij Q zoowel rechtstreeksche straling, alsmede straling afkomstig van reflectie ter plaatse tegen het aardoppervlak, uitgestuurd wordt; de intensiteit van de laatstgenoemde straling wordt gevonden uit die van de eerstgenoemde door vermenigvuldiging met de reflectiecoëfficiënt van Fresnel $R(\tau_a)$ voor de betreffende elevatiehoek. Ook bij het ontvangpunt wordt de intensiteit gewijzigd, doordat bij de rechtstreeks aankomende straling opgeteld moet worden de straling, verkregen door reflectie ter plaatse tegen het aardoppervlak. Aldus verkrijgt men tenslotte de volgende eindformule voor het veld van een verticale dipoolzender van 1 k.w., voor zoover dit veld afkomstig is van straling, die éénmaal in de atmosfeer gereflecteerd is geweest:

$$E = \frac{150}{D_{km}} \cdot |1 + R(\tau_a)|^2 \cdot \alpha \cdot \frac{mV}{m}.$$

De hier gevolgde gedachtengang is nu evenzoo van toepassing voor de berekening van de velden voor die stralen, die onderweg een willekeurig aantal malen j heen en weer zijn gegaan tusschen een reflecteerende laag en het aardoppervlak (zie fig. 7, waar het geval $j = 3$ geteekend is). Ook dan blijft formule (11) voor de divergentiecoëfficiënt van kracht, doch zal natuurlijk een uitkomst α_j geven, die afhangt van j , omdat de hoek τ_a voor elke „ j -straal” een verschillende waarde $\tau_{a,j}$ heeft. Bovendien ondergaat de j de straal onderweg nog $j - 1$ reflecties tegen het aardoppervlak, bij elk waarvan de intensiteit met een factor $|R(\tau_{a,j})|$ gereduceerd wordt. Het resultaat van een en ander wordt de volgende formule voor de bijdrage tot het veld van de stralen, die j malen heen en weer zijn gegaan tusschen aarde en atmosfeer:

$$E_j = \frac{150}{D_{km}} \cdot |1 + R(\tau_{a,j})|^2 \cdot |R(\tau_{a,j})|^{j-1} \cdot \alpha_j \quad \frac{mV}{m} \quad (12)$$

Met deze formule is men in staat de velden te berekenen voor al de afzonderlijke stralen, die van een dipoolzender uitgaan, indien, zooals hier ondersteld, de absorptie verwaarloosd kan worden (korte golven). De methode faalt alleen in de buurt van een eventuele „skip distance”; immers, aldaar doorloopt D als functie van τ_a een minimale waarde, zoodat $\frac{dD}{d\tau_a}$ gelijk aan nul en de divergentiecoëfficiënt oneindig groot wordt. Dit oneindig groot worden van aldus geometrisch optisch berekende intensiteiten doet zich steeds voor in punten van een caustica, dit is een omhullende van het beschouwde stralenstelsel. In het radiogeval vormt het punt van „skip distance” D_S het doorsnijdingspunt van het aardoppervlak met de caustica C , die

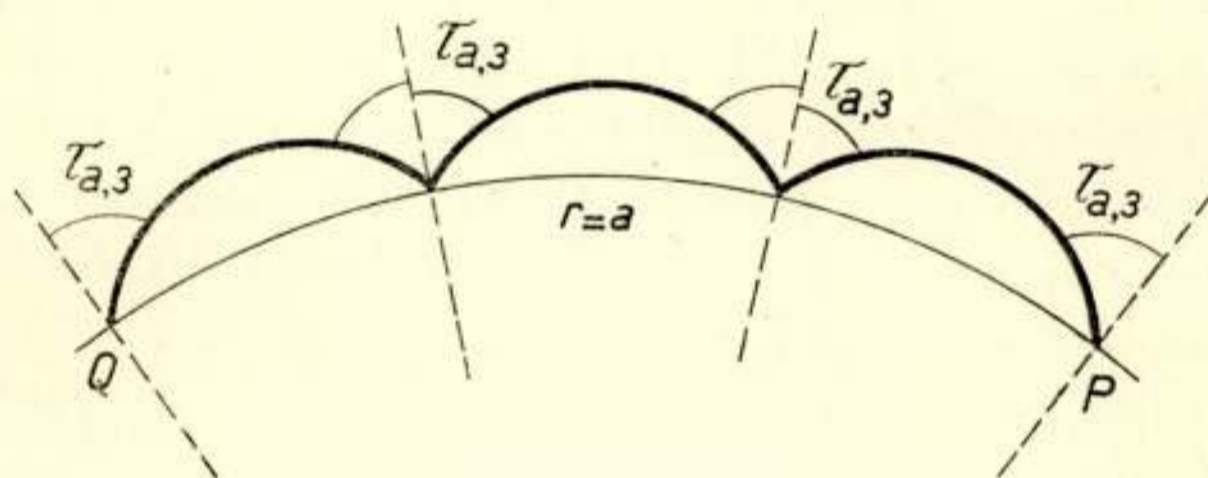


Fig. 7.

behoort bij de door de zender uitgestuurde stralen (zie fig. 4). In de omgeving van een dergelijke caustica wordt deze geometrisch optische benadering dus te grof, en moet men zijn toevlucht nemen tot een hogere benadering, iets waarop we hier niet nader zullen ingaan. Als een voorbeeld van de besproken rekenmethode geven we in fig. 8 de velden van de afzonderlijke stralen als functie van de afstand voor een zender van 1 k.w. en een golflengte van 40 m. De gegevens voor de ionosfeer zijn hierbij zoodanig gekozen, dat deze ongeveer beantwoorden aan reflectie gedurende de nacht tegen de F laag; daarbij is aangenomen, dat de electronendichtheid N binnen de zich van 200 tot 400 k.m. hoogte uitstreckende laag een kwadratische functie is van $\frac{1}{r}$ met een maximale waarde van $3,1 \cdot 10^5$. Met het oog op de bepaling van $R(\tau_a)$ werden voorts voor de aarde als elektrische constanten aangenomen $\epsilon = 4$ en $\sigma = 10^{-13}$ electromagneti-

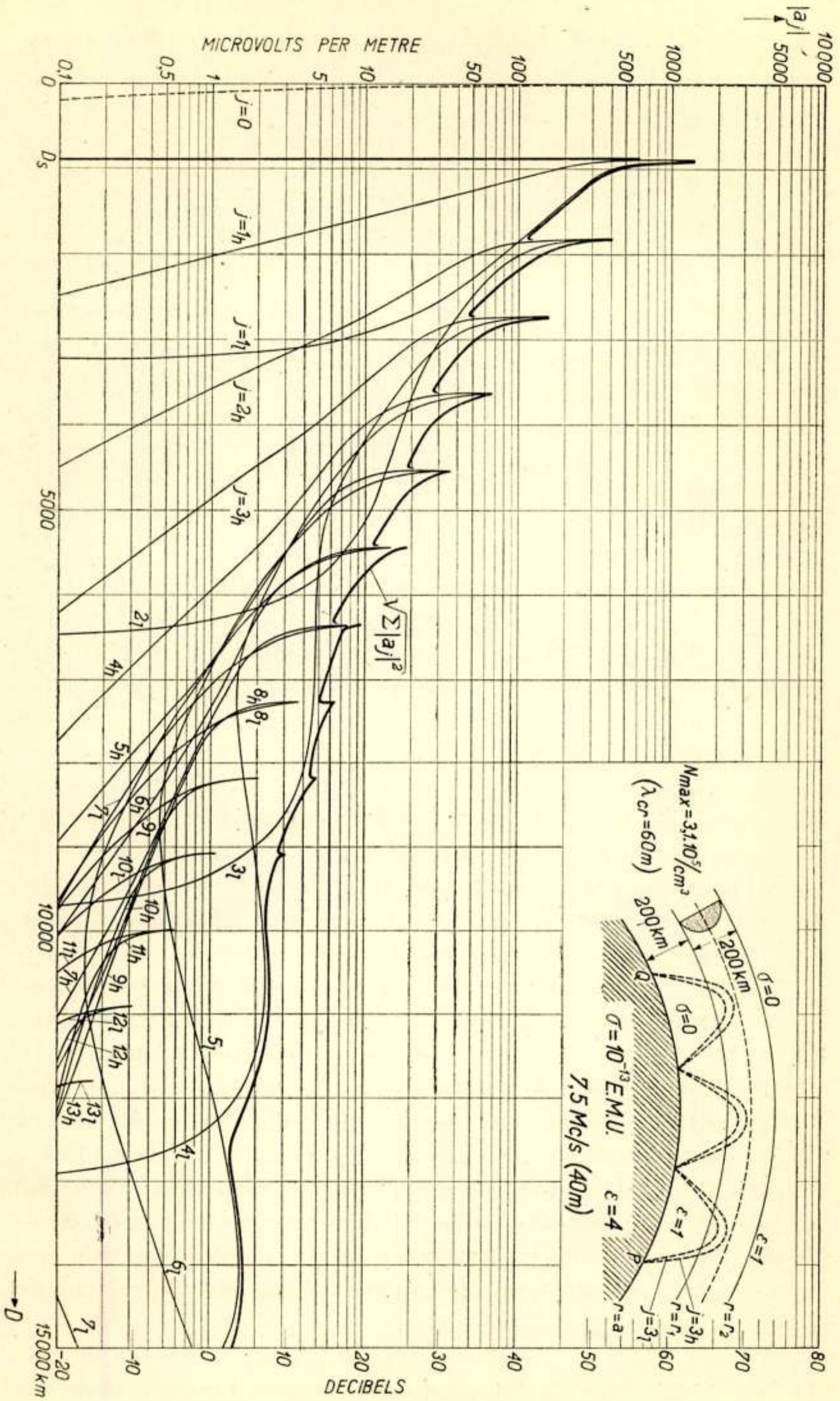


Fig. 8.

sche eenheden (grond van gering vochtigheidsgehalte). Bij deze gegevens blijkt een „skip distance” $D_S = 908$ km. te bestaan. Voorbij D_S komt eerst een gebied, dat slechts toegankelijk is voor stralen, die eenmaal door de ionosfeer gereflecteerd zijn geweest ($j = 1$), maar waarvan er in elk punt twee kunnen aankomen; we hebben de bij deze stralen behorende krommen aangeduid met $j = 1_h$ en $j = 1_l$, omdat de eerste straal het hoogst en de tweede lager in de ionosfeer doordringt. Wanneer men nu de afstand $2 D_S$ passeert, kunnen in het ontvangpunt bovendien de beide stralen $j = 2_h$ en $j = 2_l$ aankomen, die onderweg tweemaal gereflecteerd zijn in de ionosfeer en éénmaal tegen het aardoppervlak, en waarvan de eerste onderweg wederom het hoogst in de ionosfeer doordringt. Aldus zal met toenemende afstand het ontvangpunt door steeds meer stralen bereikt kunnen worden. Het opvallende is hierbij, dat bij de afstanden $n \cdot D_S$ (n geheel) de hoge en lage straal $j = n_h$ en $j = n_l$ met gelijke intensiteit beginnen, maar dat verderop spoedig de hoge straal veel zwakker wordt dan de bijbehorende lage straal. Tenslotte verdwijnt iedere lage straal bij een horizonpunt, dat in het voorbeeld van fig. 8 voor $j = 1_l$ bij ongeveer 3200 km gelegen is. Men bedenke echter, dat de eerste hoge straal $j = 1_h$, hoewel in het algemeen een zeer zwak veld gevend, theoretisch in één enkele sprong, zonder reflecties onderweg tegen het aardoppervlak, ieder punt van de aarde kan bereiken. Het geringe veld van deze straal vindt zijn oorzaak in de groote divergentie, die bij de lange weg door de ionosfeer ondergaan wordt. Men kan dus ook zeggen, dat de lage stralen groter velden geven, doordat de intensiteitsverliezen bij de reflecties tegen het aardoppervlak gecompenseerd worden door de voor deze stralen geringere divergentie in de ionosfeer. In de grafiek is voorts nog het veld van de grondgolf aangegeven door de kromme $j = 0$.

Men bedenke, dat de hier beschouwde veldberekeningen voor de afzonderlijke j -stralen slechts zin hebben, wanneer deze stralen min of meer incohaerente bijdragen tot het veld in P opleveren. Dit is in het bijzonder voor korte golven het geval, omdat daar de wegverschillen, waarmee de verschillende stralen in P aankomen, vele golflengten omvatten en bovendien door de voortdurende verandering van de toestand van de ionosfeer sterk variëren (oorzaak voor fading). Voor de practijk is daarom vooral van belang het veld A , dat overeenkomt met de gemiddelde energie bij volmaakte incohaerentie der afzonderlijke stralen. Dit veld wordt gevonden uit:

$$A = \sqrt{\sum |E_j|^2},$$

en is in figuur 8 door een zwaarder geteekende kromme aangegeven. Wil men nu echter ook in het geval van superrefractie in de troposfeer de velden geometrisch optisch berekenen, dan zal de cohaerentie der verschillende stralen een groote rol spelen. De zoo geringe inhomogeniteit van de atmosfeer heeft daar namelijk tot gevolg, dat de hoek τ_i voor de randstraal zeer weinig van 90° verschilt, zoodat alle j -stralen een zeer geringe hoek met het aardoppervlak maken en met een zeer gering wegverschil in een punt P aankomen. Toch is de fase in P voor elk van deze stralen verschillend, omdat bij iedere reflectie tegen de inhomogene troposfeer een phasesprong $\frac{\pi}{2}$ en bij iedere reflectie tegen het aardoppervlak een

phasesprong van ongeveer π wordt ondergaan. De verschillende stralen, die alle ongeveer dezelfde intensiteit hebben, zullen als gevolg van deze phasesprongen door een sterke interferentie elkaar uitdooven. Slechts dan zal er een veld van beteekenis kunnen ontstaan, wanneer de golflengte zoo kort is, dat voor groote afstanden het wegverschil tusschen twee opeenvolgende stralen van de orde van de golflengte wordt en de stralen elkaar dus onderling kunnen versterken. Op deze wijze kan men afleiden, dat de in geval van superrefractie aanwezige „duct” van de dikte h ongeveer werkt als een „wave guide”, die slechts die golven goed voortgeleidt, waarvoor de grootte orde van λ gelegen is beneden een grenswaarde λ_0 . Voor deze laatste vindt men dan, wanneer $r^2 \mu^2$ in de „duct” een zoodanige kwadratische functie is van r , dat $\mu = 1$ voor $r \rightarrow \infty$:

$$\lambda_0 = \frac{4h_0^2}{3a}. \quad (13)$$

Hierdoor wordt kwalitatief verklaard dat superrefractie slechts merkbaar is voor zeer korte golven. Voor de in de practijk voorkomende waarde van 500 m. voor h_0 zou men bijv. vinden: $\lambda_0 = 5$ cm.

P. 4. *Invloed van de absorptie.*

Indien de ionosfeer zijn eigenschappen als geleider doet gelden

naast die van dielectricum, zullen de door de zender omhooggestuurde golven tijdens hun weg door de ionosfeer door absorptie verzwakt worden. In plaats van *totale* reflectie heeft men dan *partieele* reflectie. We kunnen daarbij drie gevallen onderscheiden:

1°) de *langere korte golven* (ongeveer $50 \text{ m} < \lambda < 150 \text{ m}$). Doordat de frequentie ω hooger is dan de botsingsfrequenties ν_c , zal de ionosfeer zich nog wel is waar hoofdzakelijk als dielectricum gedragen, doch zijn absorbeerende werking kan (wanneer het bijv. de *E* laag overdag betreft) niet meer verwaarloosd worden. Men vindt dan een eerste benadering voor de veldsterkten door eerst de stralengang te berekenen zonder absorptie, en vervolgens de bij deze behorende veldsterkte te vermenigvuldigen met een factor, die de intensiteitsvermindering door absorptie langs deze baan aangeeft. Deze factor wordt:

$$e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \int_Q^P \text{Im } \mu \cdot dl},$$

waarin dl een lijnelement is van de Q en P verbindende straal. Men kan deze uitdrukking verder uitwerken, wanneer de frequentie niet te dicht gelegen is bij de frequentie ω_m , die volgens (1) correspondeert met de hoogste electronendichtheid in de beschouwde laag van de ionosfeer. In het bijzonder vindt men dan voor de verzwakking als gevolg van het gaan door een absorbeerende laag, die op een gemiddelde hoogte h_1 boven de aarde gelegen is tusschen $r = r_1$ en $r = r_2$:

$$e^{-\beta \cdot \lambda^2 \cdot D}, \quad (14)$$

waarin

$$\beta = \frac{e^2}{2\pi c^3 m} \cdot \frac{1}{h_1} \cdot \int_{r_1}^{r_2} N(r) \cdot \nu_c(r) \cdot dr.$$

Men kan deze formule bijv. toepassen op golven, die door de slechts zeer weinig absorbeerende *F* laag gereflecteerd worden, maar onderweg absorptie ondergaan tijdens hun passage door de *E* laag. De in β voorkomende integraal stelt dan het totale aantal botsingen voor, dat per seconde plaats heeft in een verticaal cilindertje van 1 cm^2 doorsnee, dat de geheele *E* laag doorboort. Uit talrijke waarnemingen werd door *Eckersley* een afname van het veld op groote afstanden overeenkomstig (14) afgeleid, zoodat men dus uit de empirische waarde van β

een schatting kan maken omtrent het genoemde aantal botsingen. Uit de waarde van β , die geldig is voor midden op den dag, vindt men dan als grootteorde voor dit aantal 10^{16} ;

2°) de *middelegolven* (ongeveer $150 \text{ m} < \lambda < 500 \text{ m}$).

Bij dezen is de absorptie door de D of E laag midden op de dag zoo sterk, dat geen reflectie van beteekenis mogelijk is. Men moet zich hierbij voorstellen, dat ω van de grootteorde is van de in de laag voorkomende botsingsfrequenties ν_c ;

3°) de *lange golven* (ongeveer $\lambda > 500 \text{ m}$).

De frequentie is hier zooveel lager dan de botsingsfrequenties, dat de ionosfeer vrijwel alleen werkt als geleider. Bij een omhooggaan in een ionosfeerschil neemt volgens (1)

$$\varepsilon = \sqrt{Re(\mu^2)}$$

zoo snel af, dat spoedig de hoogte bereikt wordt waarvoor $\varepsilon = 0$ is en waarboven een verdere geometrisch optische stralengang door de zeer sterke absorptie onmogelijk is (vergelijk kromme 5 van fig. 3). Voor zoover er reflectie plaats heeft, speelt deze zich dus af in een dunne laag aan de onderkant van de schil, zoodat deze wat haar werking betreft benaderd kan worden door een scherp begrensd reflecteerend oppervlak. De divergentiefactor α kan daarbij grooter worden dan 1, omdat de inwendige reflectie van de stralen tegen de scherp begrensde ionosfeerbol een geringe convergentie kan veroorzaken. We kunnen de ionosfeer onder deze omstandigheden dus vervangen denken door een homogene geleider, waarvan het geleidingsvermogen in electrostatische eenheden volgens (1) voor voldoende lage frequenties gegeven wordt door:

$$\sigma_i = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\omega_m^2}{\nu_c} \quad (15)$$

De verzwakking door absorptie kan bij dit model bepaald worden uit de reflectiecoëfficiënt van Fresnel, die behoort bij de richting waaronder de golven op de scherp begrensde laag invallen. Op deze wijze vindt men de volgende benadering voor de verzwakkingsfactor voor stralen met een zoodanige richting, dat zij tenslotte aankomen in een ontvangpunt op de afstand D :

$$T \sim e^{-\sqrt{\frac{\omega}{8\pi\sigma_i}} \cdot \frac{D}{h_1}} \quad (16)$$

Het merkwaardige is dat deze verzwakking even groot is voor

alle „ j -stralen” die dit ontvangpunt bereiken; dit wordt begrijpelijk, doordat bij groote waarden van j zoodanige richtingen $\tau_{a,j}$ passen, dat voor deze de exponent van (16) per reflectie evenredig met j^{-1} afneemt. Ook het veld zelf zal op groote afstanden voor lange golven in hoofdzaak door deze formule bepaald worden, vooral wanneer de bodemreflecties van geringe invloed zijn. Dit laatste zal het meest het geval zijn voor voortplanting boven zeewater. Door Austin werd dan ook een experimenteële formule voor de veldafname gevonden, waarvoor de exponent evenals bij (16) evenredig is aan $\frac{D}{\sqrt{\lambda}}$. Omgekeerd

kan men uit zijn empirische waarde een schatting maken van het geleidingsvermogen, dat volgens (15) toegekend moet worden aan dat gedeelte van de ionosfeer, dat de lange golven reflecteert; men vindt dan een getal van de grootte orde $4 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, d.w.z. een geleidingsvermogen dat tienduizend maal slechter is dan van zeewater en dat ongeveer overeenkomt met dat van gedistilleerd water. Ook voor de lange golven kan men dan, voor een bepaalde waarde van σ_i , de velden voor de afzonderlijke j -stralen berekenen, hoewel men moet bedenken, dat hier de cohaerentie van de stralen veel belangrijker is dan voor korte golven. Het blijkt dan verder, dat de lange golven op groote afstanden in het algemeen velden van dezelfde grootteorde opleveren als de korte golven, iets wat ook uit metingen gebleken is. De voorkeur voor korte golven voor het overbruggen van groote afstanden berust dus niet op een betere voortgeleiding van deze golven door de ionosfeer, maar op technische gronden, zooals beter antennerendement. Dat de ionosfeer voor alle radiogolven gunstige condities voor uitbreiding kan geven, wordt vooral duidelijk wanneer men de ruimte tusschen aarde en ionosfeer opvat als een „wave guide”; deze zal dan *alle* golven voortgeleiden, waarvan de golflengte korter is dan haar dwarsafmeting, dit is de hoogte van de ionosfeer boven de aarde, welke steeds van de grootteorde van 100 km. is. Dat de eveneens als „wave guide” werkzame „duct” in het geval van superrefractie slechts de „zeer korte golven” behoorlijk voortgeleidt, wordt veroorzaakt door de kleine waarde van de effectieve dikte λ_0 van de „duct”.

Wat de ionosfeer betreft, hebben we dus groote verschillen leeren kennen in haar gedrag ten opzichte van korte en lange golven. Hieraan kunnen we nog toevoegen, dat een plotseling sterk toenemende electronendichtheid als gevolg van verhoogde

zonneactiviteit voor lange golven het geleidingsvermogen σ_i vergroot en daardoor eveneens de veldsterkten, omdat de factor T van (16) dan verkleind wordt. Daarentegen zal onder deze zelfde omstandigheden voor korte golven het veld kleiner worden, omdat de absorptie volgens (14) toeneemt. Deze gelijktijdige verbetering voor de lange golven en verslechtering voor de korte golven is wat men waarneemt bij het optreden van zonnevlekken (Dellinger-effect). De typische tegenstellingen tusschen voortplanting van korte en lange golven willen we daarom nog eens als volgt accentueeren:

a) korte golven.

De ionosfeer werkt voornamelijk als doorzichtig diëlectricum, waarin de golven diep kunnen doordringen, en alwaar zij niet door absorptie, doch door divergentie sterk verzwakt worden. Een sterke toename van de electronendichtheid zal het veld door de dan belangrijk wordende absorptie verkleinen. Geringe cohaerentie van de stralen;

b) lange golven.

De ionosfeer werkt voornamelijk als geleider, waarin de golven slechts weinig doordringen, doch door absorptie verzwakt worden, welke verzwakking ten deele opgeheven kan worden door een geringe convergentie van de stralen. Een sterke toename van de electronendichtheid vergroot het veld, doordat het effectieve geleidingsvermogen toeneemt. Vooral voor groote afstanden cohaerentie van de stralen.

Discussie

Ir van Soest: Bij geluidsvoortplanting in de atmosfeer treden soortgelijke verschijnselen op als bij radiogolven, o.a. komt ook daar een skip distance voor. Bij eigen berekeningen kwam ik daarbij ook tot de beschouwing van stralen, die op een bepaald niveau kunnen blijven hangen. Naar mijn meening blijft aldaar echter geen energie achter, doch keert deze tenslotte weer naar de aarde terug op dezelfde wijze als ze eerst omhooggestuurd werd. Moeten we de verschijnselen op het bewuste niveau niet bestudeeren als golfverschijnsel, omdat we niet meer kunnen rekenen met stralen?

Dr B.: Inderdaad zal men niet kunnen spreken van een achterblijven van energie op een niveau $r = r_0$, alwaar $r \mu$ een minimale waarde doorloopt. Doordat er namelijk slechts één straal (de randstraal) bestaat, die dit niveau asymptotisch benadert, en de divergentie van de naburige stralen zeer groot is, zal in de richting van dit niveau geen van nul verschillende energiestroom bestaan en alle in de richtingen $\tau_a > \tau_l$ omhooggestraalde energie weer naar de aarde terugkeeren. De wiskundige behandeling, die tot de geometrisch optische methoden voert als benadering voor de strenge oplossing van de golfvergelijking, toont voorts aan, dat niet alleen voor de randstraal in de buurt van het niveau $r = r_0$, doch voor iedere straal in de nabijheid van zijn ombuigingspunt de straalvoorstelling niet meer opgaat. Evenwel laten de reflectie verschijnselen zich, zoals deze waargenomen worden in een punt *buiten* dit uitzonderingsgebied (en dus ook aan het aardoppervlak), zoodanig interpreteren alsof er stralen bestaan, die ook bij hun omkeeringspunt continu doorloopen overeenkomstig *de wet van Snellius*.

Ir van Soest: Naar mijn meening waren de reflecties in de troposfeer reeds vóór den oorlog voor iets langere golven bekend. Door mij in 1938 aan de meteorologen voorgestelde plannen om meteorologische gegevens te verkrijgen met behulp van bijna horizontaal uitgezonden ultrakorte golven, konden door de naderende oorlog niet uitgevoerd worden.

Dr B.: Reflecties in de troposfeer zijn ook bekend voor langere golven. Dikwijls zal het echter moeilijk zijn een onderscheid te maken tusschen de eigenlijke superrefractie, waarbij de reikwijdte voor de korte golven eenige malen de normale horizonafstand bedraagt, en de onder deze omstandigheden eveneens, doch in veel mindere mate, verhoogde reikwijdte voor de iets langere golven. Bovendien zal in veel gevallen reflectie in de troposfeer voor langere golven in de eerste plaats toegeschreven moeten worden aan locale inhomogeniteiten in horizontale richting, terwijl de

superrefractie voor de zeer korte golven ook bestaat bij volmaakte homogeniteit in de horizontale oppervlakken.

Ir Alexander: Zal er, na het passeeren van de doode zône, eerst een gebied optreden met interferentie, welke verderop niet meer bestaat?

Dr B.: In werkelijkheid is het onmiddellijk achter de skip distance gelegen interferentiegebied klein, doordat reeds spoedig de „hooge straal” een zoo geringe intensiteit heeft, dat zij niet meer van invloed is. Verderop zullen deze interferentieverschijnselen zich echter herhalen bij afstanden, die veelvouden vormen van de skip distance, doch zullen dan minder geprononceerd optreden.

Ir van Ganswijk: Kan men iets zeggen over de waarde van τ_a , die behoort bij de straal, die eindigt in het skip distance punt? Ligt deze waarde halverwege tusschen τ_l en 90° , of juist dicht bij τ_l ?

Dr B.: In het algemeen (namelijk wanneer het skip distance punt niet dicht gelegen is bij het horizonpunt, alwaar een horizontaal van de zender vertrekkende straal aankomt), zal τ voor de skip distance straal dicht bij τ_l gelegen zijn.

Ir van Ganswijk: Welke factoren bepalen de waarde van μ behalve bijv. de temperatuur voor de troposfeer, en de ionisatiegraad voor de ionosfeer?

Dr B.: Omdat voor radiogolven de waarde van ϵ voor water zeer groot is, zal voor de troposfeer in het bijzonder nog het waterdampgehalte van groot belang zijn. Wat de stralengang betreft, zal deze daardoor vooral sterk afhangen van de verandering van de vochtigheidstoestand met de hoogte. In de ionosfeer wordt bij de gewoonlijk gemaakte onderstelling van geheel vrije electronen, μ behalve door de electronendichtheid alleen bepaald door de botsingsconstante ν_c , d.w.z. indirect door de dichtheid van de neutrale gasmoleculen.

Ir Stieltjes: Is in de practijk bevestigd dat, overeenkomstig het oneindig worden van de divergentiefactor bij de skip distance, in de omgeving van deze het veld zeer groot wordt?

Dr B.: Waargenomen wordt, dat het veld kort na de skip distance een maximum doorloopt. Volgens de verbeterde theorie, die ook in de skip distance een eindige waarde voor het veld oplevert, behoeft het maximum niet zeer hoog te zijn (vergelijk fig. 8).

Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Augustus 1946:

- O. A. 98015, kl. 95d2g2, N.V. Philips'. Inrichting voor het versterken van metergolven met een buis met twee stuurroosters, waarbij tusschen tweede stuurrooster en kathode een negatieve weerstand optreedt en van de anodeketen een tweemaal versterkte spanning wordt afgenomen, hierdoor wordt een groote versterking per trap bereikt.
- O. A. 105830, kl. 21g13c1c, Soc. franç. radio-electrique. Ontladingsbuis met indirect verhitte kathode waarbij, indien tijdens de fabricage de kathode defect raakt, deze gemakkelijk vervangen kan worden.
- O. A. 110307, kl. 21g12a1b1, N.V. Philips'. Spanningsstabiliseerbuis, voorzien van één anodisch gepolijste kathode, waardoor het oppervlak van de kathode zeer schoon wordt en een stabiel blijvende werking verkregen wordt.
- O. A. 98785, kl. 95a3c, N.V. Philips'. Schakeling voor het omzetten van een zaagtandvormige verloopende spanning in een zaagtandvormig verloopende stroom voor de deflectiespoelen van een electronenstraalbuis onder gebruikmaking van een versterkerbuis met vangrooster.
- O. A. 102405, kl. 21a⁴75, N.V. Philips'. Versterker van beknopte en lichte bouw waarbij de staafvormige schakelementen tot een bundel samengevoegd worden, die met de in het verlengde hiervan liggende buis een constructief geheel vormt.
- O. A. 99985, kl. 21a⁴15, Radio Corporation. Inrichting bestaande uit wisselstroombron en daarop aangesloten netwerk dat een constante belasting vormt, niettegenstaande sommige impedanties daarvan met den tijd veranderen, b.v. door modulatie.
- O. A. 107820, kl. 21a²41c1, N.V. Philips'. Versterker bevattende een buis met tegenkoppeling die een gebalanceerde spanning levert en waarmee twee in balans geschakelde buizen zijn gekoppeld, die eveneens in het tegenkoppelcircuit zijn opgenomen.

Openbaar gemaakt 16 September 1946:

- O. A. 100544, kl. 21a⁴6a, Radio Corporation. In frequentie vermenigvuldigen

van elektrische trillingen van behulp van een buis met tenminste twee achter elkaar aangebrachte stuurroosters.

- O. A. 91714. kl. 21a⁴14i. Radio Corporation. Schakeling voor het zeer klein maken van de ingangsimpedantie van een reciprook netwerk dat een modulator koppelt met een oscillator.
- O. A. 107431. kl. 21a⁴35. Fides. Gelijkrichtschakeling voor het opwekken van de anodespanning van een versterker voor groot vermogen, waarbij voor de voorversterker een geringere spanning wordt afgenomen.
- O. A. 103058. kl. 95c2. Radio Corporation. Superheterodyne ontvanger met frequentietegenkoppeling, waardoor de bandbreedte van het middelfrequente signaal wordt verkleind, voorzien van versterkingsgraadcompensatie in het laagfrequente deel.
- O. A. 108707. kl. 95g2. N.V. Philips'. Elektrische verzwakker voor hoogfrequente spanningen.

Ontvangen boeken en tijdschriften

Bulletin mensuel U.S.R.I. Januari 1947.

Proceedings Cambridge Philos. Soc. 43, 1 (1947).

Report Radio Research Japan. IX, 1 (1939).

Radio Research Board (Australia), Bull. 127.

K. R a w e r, *Zur Frage der partiellen Reflexion und zur Berechnung der scheinbaren Höhe von Ionosphärenschichten; mit Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik.* 53 (1939).

T h. N e t z e r, *Ueber den Einfluss der erdmagnetischen Tätigkeit auf Höhe und Konzentration der F-Schicht und über einen Zusammenhang von abnormaler E-Ionisierung mit Störungen der F-Schicht; mit Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik.* 55 (1940).

B. B e c k m a n n, W. M e n z e l u. F. V i b b i g, *Veränderungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht.* (Mitt. Forschungsanst. D. Reichspost).

_____, _____, _____, *Ueber streuende Reflexionen der Ionosphäre.* (id.).

_____, _____, _____, *Das zeitliche Auftreten des Dellinger-Effectes und seine Intensitätsverteilung auf verschiedene Funklinien.* (id.).

_____, _____, _____, *Einige Bemerkungen zur Trage der Grenzwellen.* (id.).

_____, _____, _____, *Ueber die Ausbreitung der Nordlichtstörung in der Ionosphäre und den hierdurch entstehenden Breiteneffekt.* (id.).

_____, _____, _____, *Ueber die praktische Bedeutung der Ionosphärenforschung für den Funkdienst.* (id.).

B. Beckmann, *Störungen Funkausbreitung und das Auftreten von Ionen-eruptionen*; uit: Die Elektrotechnische Zeitschrift 60 (1939).

Journal of the Franklin Institute, November 1946.

Wireless Engineer, Januari 1947.

Radio Revue, Januari 1947.

De Ingenieur, Jaargang 59, Nr. 1-4.

Radio Expres, No. 1. Januari 1947.

Tijdschrift voor Radiotechniek, No. 1. Januari 1947.

Vergaderingen

Nederlandsch Radiogenootschap.

78e Zitting op Vrijdag 28 Februari 1947 in het gebouw van het Kon. Instituut van Ingenieurs, Prinsessegracht 23, 's Gravenhage.

10 uur: Jaarlijksche Algemeene Vergadering.

± 11 uur: Voordracht te houden door Ir J. L. van Soest over het onderwerp: Grensgevoeligheid.

Des namiddags 2 uur.

Voordracht te houden door Ir H. J. L. Lindenhovius.

Onderwerp: Recente ontwikkeling van meetapparatuur voor zeer hoge frequenties.

Nederlandsch Radiogenootschap

Secretariaat Examencommissie: Sweelinckplein 71,
Den Haag.

Verslag van het examen Radio-technicus en monteur, gehouden in October, November en December 1946

Het schriftelijk examen Radio-technicus en Radio-monteur werd gehouden op 15 October 1946. Aangemeld hadden zich 93 kandidaten voor technicus en 115 voor monteur. Wegens onvoldoend schriftelijk examen werden afgewezen 42 kandidaten technicus en 26 kandidaten monteur, zoodat voor het mondeling gedeelte werden opgeroepen 51 kandidaten technicus en 89 kandidaten monteur, welk mondeling examen werd gehouden op 19, 20, 21 November en 3, 9 en 10 December 1946. Afgewezen werden 22 kandidaten technicus (1 candidaat is niet opgekomen en 1 candidaat is ziek naar huis gegaan) en 41 kandidaten monteur, terwijl 8 kandidaten monteur voor een herexamen in aanmerking werden gebracht.

Geslaagd zijn in totaal 27 kandidaten technicus en 40 kandidaten monteur. Het resultaat van de examens was dus niet schitterend.

Geslaagd voor technicus:

Th. A. M. Janssen	Den Haag	N. Kee	Zaandam
D. Smit	Valkenswaard	M. K. Wierstra	Amsterdam
H. J. Heyn	Zaandam	P. den Toonder	Rotterdam
W. Landzaat	Utrecht	Th. W. L. Koch	Utrecht
D. J. Schram Jr	Vianen	J. G. W. Bom	Dordrecht
J. F. Gatel	Hilversum	A. v. Kollenburg	Eindhoven
J. Y. Jonkman	Hilversum	J. C. Pennings	Eindhoven
W. L. H. M. Essen- berg	Amsterdam	A. J. A. v. Stratum	Geldrop
S. Hollander	Goes	B. P. J. Wakker	Hoofddorp
J. Pelser	Dordrecht	M. Uriot	Amsterdam
W. H. v. Kesteren	Amsterdam	P. J. Ufkes	Eindhoven
C. v. Driel	Rotterdam	J. Melis	Eindhoven
A. H. J. Nieveen		C. de Vos	Utrecht
van Dijkum	Heemstede	Y. Scheeres	Haarlem

Geslaagd voor monteur:

C. J. v. Willigen	Rotterdam	M. H. Speeks	Eindhoven
P. de Vries	Tjalleberd	G. Vreeman	Apeldoorn
J. R. v. d. Bosch	Eindhoven	W. J. M. ten Have	Terborg
J. P. J. Philippart	Eindhoven	F. M. G. Spee	Haarlem
G. Zijlstra	Eindhoven	C. v. d. Heuvel	Eindhoven

S. C. Th. Paridaens	Eindhoven	M. J. Ameling	Eindhoven
H. T. over de Linden	Eindhoven	W. Kreutzelman	Eindhoven
J. W. Smalenburg	Hilversum	J. C. L. Lagarde	Utrecht
H. P. Kox	St. Anthonis	J. Poot	Utrecht
P. W. Kuipers	Haarlem	C. J. H. Heijnen	Eindhoven
J. Leeninga	Rotterdam	J. C. v. Wijk	Groningen
P. Cuperus	Groningen	J. F. Siebert	Den Haag
F. Boerema	Groningen	H. Tabor	Deurne
M. v. d. Meer	Haarlem	A. J. H. Verberkt	Bakel
H. A. Bruijn	Eindhoven	F. B. Luining	Eindhoven
A. G. Geurts	Aalst	J. Q. Vink	Utrecht
N. L. Smalibroek	Groningen	F. J. Sipel	Eindhoven
J. A. Sannen	Boxtel	H. W. Swanink	Driebergen
N. v. Eijk	Eindhoven	M. Slof	Meppel
P. W. Verdult	Eindhoven	A. J. Vugts	Eindhoven

De Examen-commissie bestond uit de Heeren:

Ir Th. J. Weijers, Ing. Lab. N.V. Philips Gloeilampenfabr. Eindhoven, Voorzitter.
 B. Slikkerveer, Leeraar Wis-Zeevaartkunde, Den Haag, Secretaris.
 Ir J. J. Vormer, Hoofdingenieur der T. & T., Den Haag.
 Ir B. v. Dijl, Ingenieur der T. & T., Den Haag.
 Ir P. H. Boukema, Ingenieur T. & T., Den Haag.
 Ir H. de Lange, Ingenieur Ned. Seintoestellenfabriek, Hilversum.
 Ir J. de Mey, Ingenieur N.V. Thermion Lent.
 Ir H. F. Hylkema, Ingenieur N.V. Ned. Telegr. Inr. „Radio-Holland”, Amsterdam.
 Ir F. H. Bicknese, Ingenieur der T. & T., Den Haag.
 Ir J. A. Verhoef, Ingenieur der T. & T., Den Haag.
 Dr J. J. Zaalberg v. Zelst, Lab. N.V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.
 Ir C. J. v. Loon, Ingenieur N.V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.
 Ir H. J. L. Lindenhovius, Ingenieur N.V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.
 Ir J. Piket, Ingenieur Fysisch Lab. Min. v. Oorlog, Den Haag.
 E. C. Mulders, Phys. Drs, Fysisch Lab. Min. v. Oorlog, Den Haag.
 Ltz 1e kl. v. Doorninck, Departement van Marine, Den Haag.
 Ltz 2e kl. Ir A. Slikkerveer, Departement van Marine, Den Haag.
 H. Chr. Jacobs, Werkmeester N.V. Philips Gloeilampenfabr., Eindhoven.

De Commissie van Toezicht op de examens bestaat uit de Heeren:

Ir J. A. J. Bouman, Ingenieur N.V. Philips Gloeilampenfabr., Eindhoven.
 J. Houtsmuller, Kapt. ter Zee, Den Haag.
 Prof. Ir L. H. M. Huydts, Technische Hoogeschool, Delft.
 A. J. W. v. Anrooy, Inspecteur Kust- en Scheepsradio, Den Haag.