

anten umieszczonych na powierzchni ziemi. Są one odniesione do wartości pola nie tłumionego, wynoszącej (w $\mu\text{V/m}$)

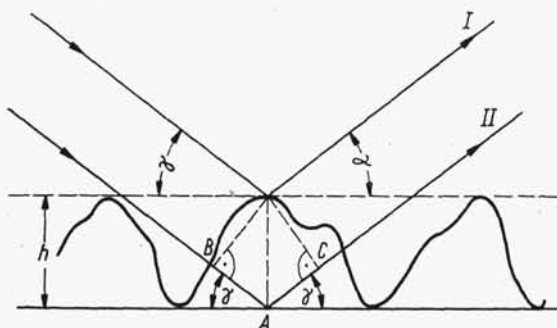
$$E_0 = \frac{3 \cdot 10^5}{R}$$

przy czym R jest odległością (w km) między punktami nadawania i odbioru. Wartość ta odpowiada natężeniu pola wytwarzanemu przez krótką pionową antenę umieszczoną na powierzchni ziemi doskonale przewodzącej i promieniującą moc 1 kW. Dwa przykłady krzywych propagacji CCIR przedstawiono na rys. 12-19.

12.7. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH NAD NIERÓWNĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI

12.7.1. KRYTERIUM RAYLEIGHA

Nierówność powierzchni ziemi w odniesieniu do rozchodzących się nad nią fal radiowych ma charakter względny. Decyduje tutaj stosunek długości fali do wysokości nierówności. Podczas gdy okolica pagórkowata ze wzniesieniami rzędu kilkuset



Rys. 12-20. Odbicie fali od nierównej powierzchni

metrów przedstawia dla fal bardzo długich powierzchnię gładką, to równe pole pokryte trawą o wysokości 10 cm jest dla fal centymetrowych powierzchnią nierówną.

Do oceny stopnia nierówności powierzchni stosujemy zapożyczone z optyki kryterium Rayleigha. Wyobraźmy sobie, że na nierówną powierzchnię pada pod kątem wzniesienia γ fala płaska i postarajmy się odpowiedzieć na pytanie: przy jakiej wysokości nierówności zaczyna znikać lustrzany charakter odbicia i pojawia się rozproszenie? Dla ułatwienia założmy, że wszystkie nierówności mają jednakową wysokość. Na rys. 12-20 linia ciągła przedstawia płaszczyznę będącą dolną granicą nierówności, a linia przerywana — płaszczyznę stanowiącą górną granicę nierówności.

W powstawaniu fali odbitej bierze udział zarówno górna jak i dolna płaszczyzna. Fala odbita od dolnej płaszczyzny przechodzi dodatkową drogę $BAC = 2h \sin \gamma$,

przy czym h jest wysokością nierówności. Wskutek tej różnicy dróg fale odbite od górnej i dolnej płaszczyzny różnią się w fazie o kąt

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

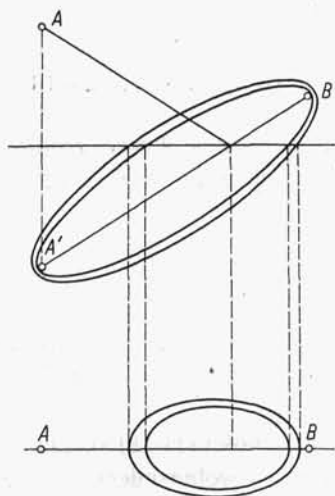
Umówmy się (w pewnej mierze dowolnie), że jeżeli różnica faz $\Delta\varphi$ przewyższa $\pi/2$, to mamy do czynienia z *rozpraszaniem fali*, natomiast jeśli $\Delta\varphi < \pi/2$, to zachodzi odbicie fali. Z powyższego wynika, że maksymalna wysokość nierówności, przy której powierzchnię odbijającą można uważać za gładką, zależy od długości fali i kąta padania

$$h < \frac{\lambda}{8 \sin\gamma} \quad (12-72)$$

Nierówność (12-72) nosi nazwę kryterium Rayleigha.

12.7.2. WPŁYW NIERÓWNOŚCI ZIEMI NA PROPAGACJĘ FAL W OBSZARZE INTERFERENCYJNYM

W obszarze interferencyjnym natężenie pola w miejscu odbioru jest sumą fali bezpośredniej i fali odbitej od ziemi. Nierówności ziemi mają wpływ na wartość współczynnika odbicia, a więc i na natężenie pola fali odbitej. Pojawienie się rozproszenia jest równoznaczne ze zmniejszeniem się modułu współczynnika odbicia.



Rys. 12-21. Strefy Fresnela przy odbiciu

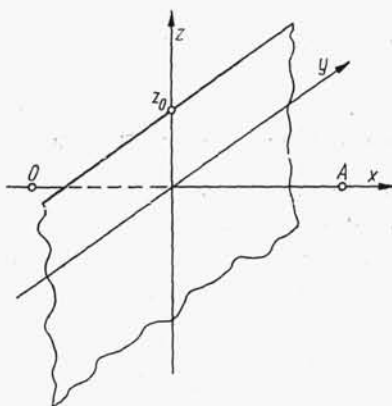
Na ogół nierówności powierzchni ziemi zmieniają się od punktu do punktu i dlatego konieczna jest znajomość tej części powierzchni, która efektywnie uczestniczy w formowaniu fali odbitej. W tym celu zbudujemy przestrzenne strefy Fresnela między punktem odbioru B a lustrzanym odbiciem punktu nadawania A' . Przecięcie się

tych stref z płaszczyzną odbijającą wyznacza obszar mający istotne znaczenie dla odbicia (rys. 12-21).

Dotychczas nie opracowano jeszcze skutecznych sposobów obliczania współczynników odbicia od nierównej powierzchni. Pomiary wykazują, że fale krótsze od 1 m, przy kątach wzniesienia większych od dwóch-trzech stopni, ulegają w zasadzie rozproszeniu.

12.7.3. PROPAGACJA FAL RADIOWYCH W OBECNOŚCI PRZESZKÓD NA TRASIE

Wpływ przeszkody na trasie propagacji fal radiowych można w przybliżeniu oszacować analizując zjawisko dyfrakcji na krawędzi nieprzezroczystego ekranu.



Rys. 12-22. Dyfrakcja fali na krawędzi ekranu

Określimy pole wytwarzane w punkcie A przez źródło znajdujące się w punkcie O w obecności ekranu w kształcie półpłaszczyzny (rys. 12-22). Możemy w tym przypadku posłużyć się wzorem (11-18)

$$E(A) = \frac{-j}{\lambda} \int_{S_0} E_0 \frac{e^{-jk(\varrho+r)}}{\varrho r} (I_n \cdot I_r) dS$$

Przyjmujemy przy tym, że pole na zacienionej części ekranu jest równe zero, natomiast na pozostałej części płaszczyzny, w której leży ekran, jest takie samo jak przy braku ekranu.

Wyrażenie podcałkowe w zależności (11-18) składa się z szybko zmieniającej się funkcji eksponencjalnej i czynników wolnozmiennych. Jak to wykazaliśmy w p. 1.5, istotny wkład do pola w punkcie obserwacji wnoszą źródła wtórne leżące w obszarze kilku pierwszych stref Fresnela. Wprowadzając prostokątny układ współrzędnych z płaszczyzną yz pokrywającą się z S_0 i osią x pokrywającą się z prostą OA , możemy więc dla tej części płaszczyzny S_0 zapisać

$$\varrho + r = \varrho_0 \sqrt{1 + \frac{y^2 + z^2}{\varrho_0^2}} + r_0 \sqrt{1 + \frac{y^2 + z^2}{r_0^2}} \approx \varrho_0 + r_0 + \frac{y^2 + z^2}{2} \left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{r_0} \right) \quad (12-73)$$

Korzystając z zależności (12-73) i zastępując w wyrażeniu podcałkowym (11-18) wolnozmiennne funkcje ich wartościami w punkcie stacjonarnej fazy otrzymujemy

$$E(A) = \frac{j}{\lambda} E_0 \frac{e^{-jk(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0 r_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} e^{-j\frac{k}{2}\left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{r_0}\right)(y^2+z^2)} dy dz \quad (12-74)$$

Wprowadzając następnie nowe zmienne całkowania:

$$\begin{aligned} u &= z \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \\ v &= y \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \end{aligned} \quad (12-75)$$

wyrażenie (12-74) możemy sprowadzić do postaci

$$E(A) = \frac{j}{2} \frac{e^{-jk(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0} E_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv \int_{u_0}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}u^2} du \quad (12-76)$$

przy czym

$$u_0 = z_0 \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \quad (12-77)$$

Pierwsza całka w wyrażeniu (12-76) jest równa

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv = \sqrt{\frac{2}{j}} \quad (12-78)$$

Gdyby ekranu nie było, tzn. $u_0 = -\infty$, druga całka przyjąłaby również wartość $\sqrt{2/j}$ i pole w punkcie A byłoby określone zależnością

$$E(A) = E_0 \frac{e^{-jk(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0}$$

Jest to wyrażenie na pole w swobodnej przestrzeni; druga całka w wyrażeniu (12-76) ujmuje więc wpływ ekranu na pole w punkcie obserwacji. Wprowadzając pojęcie współczynnika osłabienia $W(u_0)$ pole w punkcie A możemy przedstawić w postaci

$$E(A) = E_0 \frac{e^{-jk(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0} W(u_0) \quad (12-79)$$

przy czym

$$W(u_0) = \sqrt{\frac{j}{2}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}u^2} du \quad (12-80)$$

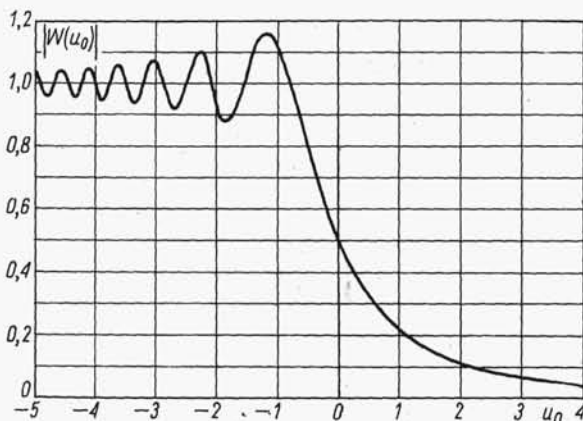
Całkę w wyrażeniu (12-80) można wyrazić przez całki Fresnela $C(u_0)$ i $S(u_0)$

$$W(u_0) = \sqrt{\frac{j}{2}} \left\{ \left[\frac{1}{2} - C(u_0) \right] - j \left[\frac{1}{2} - S(u_0) \right] \right\} \quad (12-81)$$

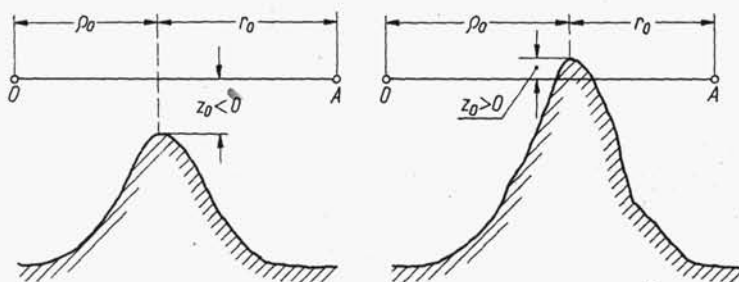
przy czym:

$$\left. \begin{aligned} C(u_0) &= \int_0^{u_0} \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) du \\ S(u_0) &= \int_0^{u_0} \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) du \end{aligned} \right\} \quad (12-82)$$

Zależność modułu współczynnika osłabienia od u_0 przedstawiono na rys. 12-23.



Rys. 12-23. Moduł współczynnika osłabienia dla pola za ekranem



Rys. 12-24. Wpływ przeszkody na propagację fal radiowych

Uzyskane rezultaty można stosować do oceny wpływu przeszkód na trasie propagacji fal radiowych (rys. 12-24). Natężenie pola za przeszkodą wyraża się zależnością (12-79), przy czym jeśli przeszkoda leży poniżej prostej łączącej źródło i punkt obserwacji, to z_0 jest ujemne, w przeciwnym przypadku $z_0 > 0$. Warto zauważyć, że przy pewnych wartościach u_0 natężenie pola za przeszkodą przyjmuje wartości większe od natężenia pola w swobodnej przestrzeni [51].