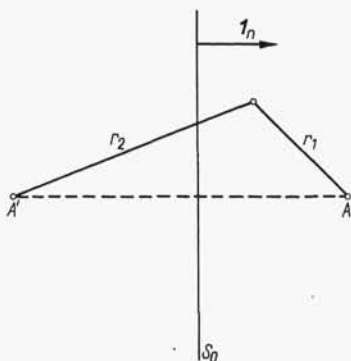


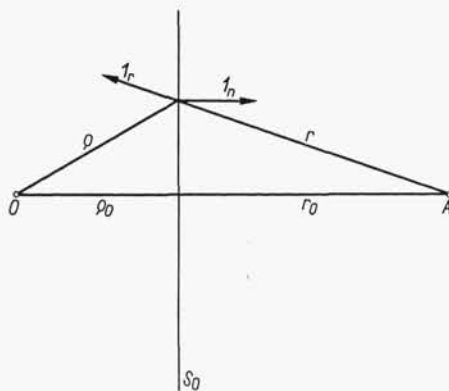
Wielkość $20\lg(\lambda/4\pi R)$, określająca rozpraszanie energii elektromagnetycznej przy propagacji fali w swobodnej przestrzeni między izotropowymi antenami, nosi nazwę *tłumienia swobodnej przestrzeni*. Zależność tłumienia swobodnej przestrzeni od odległości i długości fali przedstawiono na rys. 11-3.

11.5. OBSZAR ISTOTNY DLA PROPAGACJI FAL; STREFY FRESNELA

Rozpatrzmy dwa punkty O i A leżące w swobodnej przestrzeni. Chcemy określić, jaka część przestrzeni bierze istotny udział w propagacji fali między tymi punktami. Niech punkt O będzie punktem źródłowym; otoczmy go powierzchnią Σ utworzoną



Rys. 11-4. Rysunek pomocniczy objaśniający wybór funkcji Greena



Rys. 11-5. Rysunek pomocniczy do analizy całki we wzorze (11-18)

przez płaszczyznę S_0 prostopadłą do prostej OA i półkulę o nieskończenie dużym promieniu. Zgodnie z zasadą Huygensa-Fresnela (p. 2.2.1) pole w punkcie A jest określone przez rozkład pola na powierzchni Σ . Ponieważ jednak pole źródła O musi spełniać warunki wypromieniowania, więc całkowanie po powierzchni półkuli daje rezultat równy zero i dla pola w punkcie A otrzymujemy następującą zależność:

$$E(A) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \left(\Psi \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right) dS \quad (11-12)$$

Funkcja Greena dla naszego problemu ma postać [11]

$$\Psi = \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} - \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \quad (11-13)$$

przy czym r_1 i r_2 są odległościami od dowolnego punktu na zewnątrz powierzchni Σ odpowiednio do punktu obserwacji A oraz jego zwierciadlanego odbicia A' (rys. 11-4).

Zauważmy, że na powierzchni S_0 funkcja Ψ jest równa zero [$r_1 = r_2 = r$ (rys. 11-5)], a jej normalna pochodna wyraża się zależnością

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) (I_n \cdot I_r) \quad (11-14)$$

W praktycznych zagadnieniach propagacyjnych odległość między punktem źródłowym a punktem obserwacji jest zawsze duża w porównaniu z długością fali, możemy więc tak wybrać położenie płaszczyzny S_0 , aby jej odległość od punktów O i A była duża względem λ

$$\varrho_0 \gg \lambda \quad \text{oraz} \quad r_0 \gg \lambda \quad (11-15)$$

Przy tych założeniach pochodna funkcji Greena na powierzchni S_0 wyraża się następującą zależnością przybliżoną:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} \approx -jk \frac{e^{-jkr}}{r} (I_n \cdot I_r) \quad (11-16)$$

Jeśli ponadto ϱ_0 jest duże w stosunku do rozmiarów źródła, to pole na powierzchni S_0 ma postać

$$E = E_0 \frac{e^{-jk\varrho}}{\varrho} \quad (11-17)$$

przy czym wektor E_0 określa właściwości kierunkowe i polaryzację źródła.

Wstawiając zależności (11-16) i (11-17) do wyrażenia (11-12) możemy wyrazić pole w punkcie obserwacji za pomocą wzoru

$$E(A) = \frac{-j}{\lambda} \int_{S_0} E_0 \frac{e^{-jk(\varrho+r)}}{\varrho r} (I_n \cdot I_r) dS \quad (11-18)$$

Analiza całki we wzorze (11-18) umożliwia określenie obszaru istotnego dla propagacji fal radiowych. Każdy element powierzchni S_0 wytwarza w punkcie obserwacji A elementarne pole o amplitudzie równej

$$\frac{E_0}{\lambda} \frac{(I_n \cdot I_r)}{\varrho r} dS$$

i fazy (mnożnik $-j$ pomijamy) równej

$$k(\varrho+r)$$

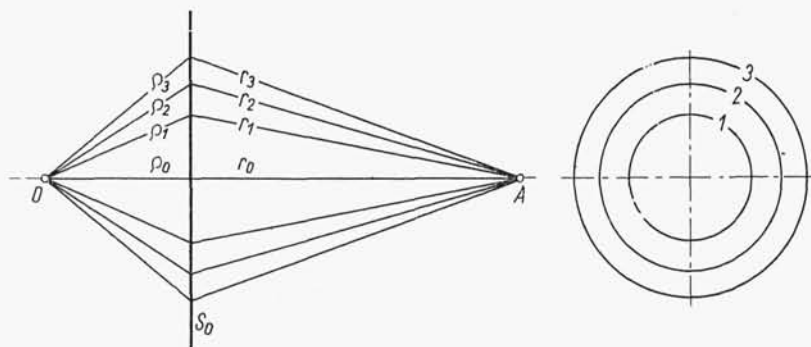
Podzielmy płaszczyznę S_0 na współśrodkowe pierścienie tak, aby fazy pól pochodzących od elementów powierzchni leżących w granicach jednego pierścienia nie różniły się więcej niż o 180° . Pierścienie te, zwane *strefami Fresnela* (rys. 11-6), są wyznaczone przez promienie ϱ_n i r_n spełniające równanie

$$\varrho_n + r_n - \varrho_0 - r_0 = n \frac{\lambda}{2} \quad (11-19)$$

Każda strefa wytwarza w punkcie obserwacji składową pola różniącą się w fazie o 180° względem składowej wytwarzanej przez sąsiednią strefę. Pole wypadkowe możemy więc przedstawić w postaci następującego szeregu:

$$E(A) = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (11-20)$$

przy czym wyrazy tego szeregu tym mniej różnią się między sobą, z im krótszą falą mamy do czynienia. Możemy więc założyć, że każdy człon szeregu jest w przybliżeniu



Rys. 11-6. Strefy Fresnela

równy średniej arytmetycznej z sąsiednich członów. Przepisując szereg (11-20) w postaci

$$E(A) = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \quad (11-21)$$

oraz biorąc pod uwagę, że $\lim_{n \rightarrow \infty} E_n = 0$ dochodzimy do wniosku, iż pole w punkcie obserwacji jest w przybliżeniu równe sumie pól źródeł elementarnych rozmieszczonych na połowie pierwszej strefy Fresnela

$$E(A) \approx \frac{E_1}{2} \quad (11-22)$$

Przybliżenie to jest tym lepsze, im silniejsza jest nierówność $\varrho_0 + r_0 \gg \lambda$. Łatwo wykazać, że w każdym przypadku pole w punkcie A jest mniejsze od sumy pól źródeł elementarnych rozmieszczonych na pierwszej strefie Fresnela; mamy więc

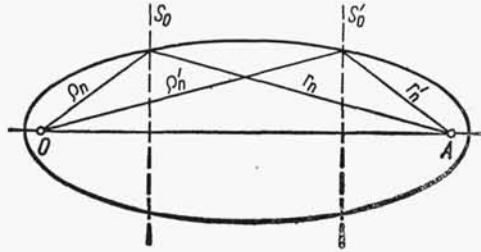
$$\frac{E_1}{2} < E(A) < E_1 \quad (11-23)$$

Przesuwajmy teraz płaszczyznę S_0 wzdłuż prostej OA . Granice stref Fresnela będą opisywać powierzchnie elipsoid obrotowych z ogniskami w punktach O i A (rys. 11-7), jako że warunek

$$\varrho_m + r_n = \varrho_0 + r_0 + n \frac{\lambda}{2} = \text{const} \quad (11-24)$$

jest równaniem elipsoidy.

Z przeprowadzonego rozumowania wynika ważny wniosek: przy propagacji fali między punktami O i A istotną rolę odgrywa obszar leżący wewnątrz przestrzennej strefy Fresnela o niezbyt wysokim numerze. Obszar ten jest tym wyraźniej ograniczony, im silniej są spełnione nierówności (11-15). Przy $\lambda \rightarrow 0$ wszystkie



Rys. 11-7. Przestrzenne strefy Fresnela

elipsoidy przechodzą w odcinek prostej łączący punkty O i A , odpowiada to rozchodzeniu się fali wzdłuż promienia.

Określmy teraz rozmiary stref Fresnela. Oznaczmy promień n -tej strefy Fresnela przez R_n . Z prostych zależności geometrycznych oraz warunku (11-13) wynika, że:

$$\varrho_n = \sqrt{\varrho_0^2 + R_n^2} \approx \varrho_0 + \frac{R_n^2}{2\varrho_0} \quad (11-25a)$$

$$r_n = \sqrt{r_0^2 + R_n^2} \approx r_0 + \frac{R_n^2}{2r_0} \quad (11-25b)$$

Korzystając ze wzorów (11-25) i równania (11-19) możemy wyznaczyć promienie stref Fresnela

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda\varrho_0 r_0}{\varrho_0 + r_0}} \quad (11-26)$$

Warto jeszcze zauważyć, że powierzchnie wszystkich stref są jednakowe i równe

$$\frac{\pi\lambda\varrho_0 r_0}{\varrho_0 + r_0}$$