12.2. ROZCHODZENIE SIĘ FALI PŁASKIEJ W JEDNORODNYM OŚRODKU PÓŁPRZEWODZĄCYM

Korzystając z pojęcia zespolonej przenikalności elektrycznej możemy wyrazić pole fali płaskiej w jednorodnym ośrodku półprzewodzącym takimi samymi wzorami jak dla ośrodka dielektrycznego. Dla fali rozchodzącej się wzdłuż osi x mamy wówczas:

$$E_z = E_m e^{-jkx} \tag{12-1a}$$

$$H_y = -\frac{1}{\zeta} E_m e^{-jkx} \tag{12-1b}$$

przy czym:

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \tag{12-2}$$

$$k = k_0 \sqrt{\varepsilon_r'} \tag{12-3}$$

$$\varepsilon_r' = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} = \varepsilon_r - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} = \varepsilon_r - j60\lambda_0\sigma \tag{12-4}$$

ε_r, σ — względna przenikalność elektryczna oraz konduktywność ośrodka.

Wprowadzając oznaczenia:

$$\sqrt{\varepsilon_r'} = n - jp \tag{12-5}$$

$$k_0 p = \alpha \tag{12-6}$$

$$k_0 n = \frac{\omega}{v} \tag{12-7}$$

możemy przepisać wzory (12-1) w następującej postaci:

$$E_z = E_m e^{-\alpha x} e^{-j\frac{\omega}{v}x} \tag{12-8a}$$

$$H_y = -\frac{\sqrt{n^2+p^2}}{120\pi} E_m e^{-\alpha x} e^{-j\left(\frac{\omega}{v}x + \operatorname{arctg}\frac{p}{n}\right)} \tag{12-8b}$$

Analiza wzorów (12-8) pozwala na sformułowanie właściwości fali płaskiej rozchodzącej się w jednorodnym ośrodku półprzewodzącym:

1. Fala w ośrodku półprzewodzącym jest *falą poprzeczną*; wektor pola elektrycznego, wektor pola magnetycznego i kierunek ruchu fali są do siebie prostopadłe.

2. W trakcie rozchodzenia fala ulega tłumieniu, przy czym *współczynnik tłumienia* α wyraża się wzorem (12-6).

3. Pole elektryczne i magnetyczne rozchodzi się z jednakową prędkością $v = c/n$.

4. W każdym punkcie przestrzeni pole magnetyczne jest przesunięte w fazie względem pola elektrycznego o kąt $\varphi = \operatorname{arctg}(p/n)$.

5. Amplituda pola magnetycznego jest związana z amplitudą pola elektrycznego zależnością

$$H_m = \sqrt{\frac{n^2+p^2}{120\pi}} E_m$$

Aby określić współczynniki n i p, wchodzące w skład wyrażeń na współczynnik tłumienia, prędkość rozchodzenia się fali oraz amplitudę pola magnetycznego, podniesiemy do kwadratu obie strony równania (12-5)

$$\varepsilon_r - j60\lambda_0\sigma = n^2 - p^2 - j2np$$

Otrzymane równanie zespolone jest równoważne następującym dwom równaniom rzeczywistym:

$$\left.\begin{aligned} n^2 - p^2 &= \varepsilon_r \\ 2np &= 60\lambda_0\sigma \end{aligned}\right\} \tag{12-9}$$

Rozwiązując układ równań (12-9) względem n i p otrzymamy:

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2}\right]} \tag{12-10}$$

$$p = \sqrt{\frac{1}{2}\left[-\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2}\right]} \tag{12-11}$$

Wpływ ośrodka półprzewodzącego na propagację fal zależy od stosunku przenikalności elektrycznej do parametru $60\lambda_0\sigma$. Jeśli stosunek ten jest dużo większy od jedności

$$\frac{\varepsilon_r}{60\lambda_0\sigma} \gg 1$$

to wzory (12-10) i (12-11) można uprościć do postaci:

$$n \approx \sqrt{\varepsilon_r} \tag{12-12}$$

$$p \approx \frac{30\lambda_0\sigma}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{12-13}$$

Ośrodek ma więc właściwości zbliżone do dielektryka; fala rozchodzi się z prędkością $v \approx c/\sqrt{\varepsilon_r}$, a współczynnik tłumienia jest równy $\alpha = 60\pi\sigma/\sqrt{\varepsilon_r}$.

W przeciwnym przypadku, tzn. gdy

$$\frac{\varepsilon_r}{60\lambda_0\sigma} \ll 1$$

ośrodek ma właściwości zbliżone do przewodnika. Ze wzorów (12-10) i (12-11) otrzymujemy wówczas:

$$n \approx \sqrt{30\lambda_0\sigma} \tag{12-14}$$

$$p \approx \sqrt{30\lambda_0\sigma} \tag{12-15}$$

Prędkość rozchodzenia się fali

$$v = \frac{c}{\sqrt{30\lambda_0\sigma}} \tag{12-16}$$

różni się znacznie od prędkości światła w próżni. Długość fali w ośrodku półprzewodzącym λ ulega więc istotnemu skróceniu w stosunku do długości fali w swobodnej przestrzeni

$$\lambda = \sqrt{\frac{\lambda_0}{30\sigma}} \tag{12-17}$$

Na przykład przy częstotliwości 150 kHz ($\lambda_0 = 2000$ m) długość fali w suchej glebie ($\sigma = 0,001$ S/m) wynosi 258 m, a w wodzie morskiej ($\sigma = 4$ S/m) — tylko 4,1 m.

Jednocześnie fala ulega silnemu tłumieniu. O stopniu tłumienia świadczy *głębokość wnikania fali*, tj. głębokość, na której amplituda fali maleje e-krotnie w stosunku do amplitudy na powierzchni ośrodka półprzewodzącego. Głębokość wnikania jest oczywiście równa odwrotności współczynnika tłumienia

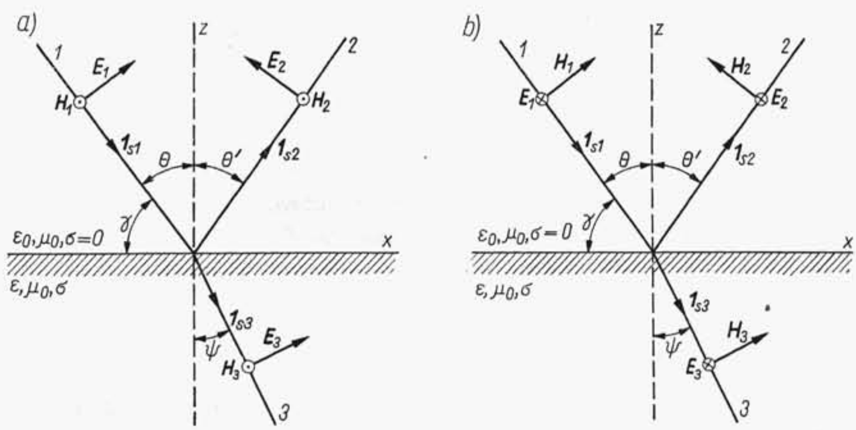
$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda_0}{30\sigma}} \tag{12-18}$$

W podanym wyżej przykładzie głębokości wnikania są równe odpowiednio: 41,2 m oraz 0,65 m.

12.3. ODBICIE FAL RADIOWYCH OD POWIERZCHNI ZIEMI

Przy studiach nad rozchodzeniem się fal krótkich i ultrakrótkich często spotykamy się ze zjawiskiem odbicia się fal od powierzchni ziemi. Interesujący nas problem można sformułować w następujący sposób: na płaską granicę między powietrzem a półprzewodnikiem pada pod kątem Θ jednorodna fala płaska o polaryzacji pionowej lub poziomej.

Przez pojęcie fali spolaryzowanej pionowo będziemy w tym przypadku rozumieli falę, której wektor pola elektrycznego leży w płaszczyźnie padania (tj. w płaszczyźnie pionowej, rys. 12-2a); natomiast wektor pola elektrycznego fali spolaryzowanej



Rys. 12-2. Odbicie i załamanie fali na granicy dwóch ośrodków: a) fala spolaryzowana pionowo; b) fala spolaryzowana poziomo