

W ośrodku dyspersyjnym natomiast prędkość grupowa nie jest równa prędkości fazowej:  $v_{gr} \neq v_f$ .

W przypadku pionowego rozchodzenia się impulsu radiowego w jonosferze

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{d}{d\omega}(k_0 n) = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{c} n \right) = \frac{d}{d\omega} \left[ \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \right] = \frac{1}{cn}$$

więc

$$v_{gr} = cn = c \sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} = c \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}} \quad (14-68)$$

przy czym przez  $f$  należy rozumieć częstotliwość nośną sygnału.

Zauważmy, że prędkość fazowa

$$v_f = \frac{c}{n}$$

więc

$$v_{gr} v_f = c^2 \quad (14-69)$$

Ponieważ w jonosferze  $n < 1$ , więc prędkość grupowa jest zawsze mniejsza od prędkości światła<sup>1)</sup>.

#### 14.6. ABSORPCJA JONOSFERYCZNA

Fala radiowa przechodząc przez jonosferę ulega tłumieniu wskutek strat spowodowanych przez zderzenia elektronów z jonami i neutralnymi cząstkami gazu. Proces tłumienia energii w jonosferze nosi nazwę *absorpcji jonosferycznej*.

Rozróżniamy dwa zasadnicze rodzaje absorpcji, mianowicie absorpcję niedewiacyjną i absorpcję dewiacyjną.

*Absorpcja niedewiacyjna* zachodzi wówczas, gdy fala przechodzi przez warstwę jonosferyczną, nie ulegając w niej znaczniejszej refrakcji. Z absorpcją niedewiacyjną mamy, na przykład, do czynienia w warstwie  $D$ , jeśli fala odbija się od warstwy  $E$ .

*Absorpcja dewiacyjna* występuje w przypadku, gdy współczynnik refrakcji jest znacznie mniejszy od jedności i fala ulega silnemu załamaniu. Z absorpcją dewiacyjną mamy do czynienia wówczas, gdy fala ulega odbiciu od danej warstwy lub też warunki są zbliżone do warunków, w których zachodzi pełna refrakcja.

<sup>1)</sup> Zgodnie z teorią względności prędkość rozchodzenia się sygnału nigdy nie może być większa od prędkości światła w próżni. Dlatego też prędkość grupową można identyfikować z prędkością przenoszenia sygnału tylko wówczas, gdy jest ona mniejsza od prędkości światła. Wzór (14-66) daje prędkość grupową mniejszą od  $c$  w przypadku dyspersji normalnej. W przypadku anormalnej dyspersji, prędkość grupowa jest większa od prędkości światła w próżni i w tych przypadkach traci sens jako prędkość przenoszenia sygnału.

Jak wynika z rozważań przeprowadzonych w p. 14.2 w zakresie częstotliwości, w którym  $\omega^2 \gg \nu^2$  i przy pominięciu ziemskiego pola magnetycznego, jonosferę możemy traktować jako ośrodek półprzewodzący o parametrach:

$$\varepsilon_{rj} = 1 - \left( \frac{f_0}{f} \right)^2 \quad (14-70)$$

$$\sigma_j = \nu \varepsilon_0 \left( \frac{f_0}{f} \right)^2 \quad (14-71)$$

przy czym  $f_0$  — częstotliwość plazmowa.

Współczynnik tłumienia fali w jonosferze, przy absorpcji niedewiacyjnej, jest więc równy (p. 12.2)

$$\alpha = \frac{60\pi\sigma_j}{\sqrt{\varepsilon_{rj}}} = \frac{\nu}{2cn} \left( \frac{f_0}{f} \right)^2 \quad (14-72)$$

Uwzględnienie wpływu pola geomagnetycznego na absorpcję prowadzi do zawiłych rozważań matematycznych. W szczególnym przypadku, gdy częstotliwość fali jest równa częstotliwości rezonansu żyromagnetycznego, pod wpływem pola elektrycznego fali radiowej i ziemskiego pola magnetycznego elektrony poruszają się po spirali. Średnia prędkość elektronów jest przy tym większa niż w nieobecności stałego pola magnetycznego. Zwiększa się więc prawdopodobieństwo zderzeń elektronów z neutralnymi cząstkami, a więc następuje wzrost strat energii fali. Fale o częstotliwości zbliżonej do częstotliwości rezonansu żyromagnetycznego (ok. 1,4 MHz) przy rozchodzeniu się w jonosferze ulegają więc szczególnie silnemu tłumieniu.

W ogólnym przypadku współczynnik absorpcji niedewiacyjnej z uwzględnieniem pola geomagnetycznego wyraża się następującym wzorem:

$$\alpha = \frac{\alpha_1}{f^2} \left[ p + \frac{2(p-1)^2 p}{(p^2-1) - p^2 \left( \frac{f_z}{f} \right)^2} \right] \quad (14-73)$$

przy czym:

$\alpha_1$  — współczynnik absorpcji niedewiacyjnej przy częstotliwości 1 MHz, bez uwzględnienia wpływu pola geomagnetycznego (14-72);

$f$  — częstotliwość [MHz];

$f_z$  — częstotliwość rezonansu żyromagnetycznego [MHz];

$p$  — parametr, będący pierwiastkiem równania

$$p^2 \left[ 1 - \left( \frac{f_z}{f} \right)^2 \right] - p \left[ 2 - \left( \frac{f_z}{f} \right)^2 \sin^2 \theta \right] + 1 = 0$$

$\theta$  — kąt między kierunkiem rozchodzenia się fali a liniami pola geomagnetycznego.

Analizując wzór (14-72) dochodzimy do wniosku, że współczynnik absorpcji osiąga dużą wartość wówczas, gdy  $\nu$  jest duże, zaś  $n$  małe. Największa liczba zderzeń  $\nu$

rzędu  $10^7$ , występuje w warstwie  $D$ . Z drugiej strony wartość współczynnika refrakcji jest tu bliższa 1 niż w warstwach wyższych, ponieważ gęstość elektronowa warstwy  $D$  jest względnie mała. Śledząc przebieg  $\nu$  i  $n$  w funkcji wysokości dochodzimy jednakże do wniosku, że wartość stosunku  $\nu/n$  będzie największa w warstwie  $D$  i to u dolnego jej krańca. Na tej podstawie możemy wyprowadzić wniosek, że fala jonosferyczna doznaje największego tłumienia na dolnym krańcu jonosfery, zarówno przy wejściu do niej jak i przy wyjściu.

Ze wzoru (14-72) wynika jeszcze drugi ważny wniosek, że absorpcja niedewiacyjna maleje w przybliżeniu proporcjonalnie do kwadratu częstotliwości.

Absorpcja dewiacyjna ma na ogół mniejsze znaczenie w propagacji jonosferycznej, ponieważ zachodzi na stosunkowo krótkiej drodze w porównaniu z absorpcją niedewiacyjną. Jeśli fala pada prostopadle na warstwę jonosferyczną, to absorpcja dewiacyjna jest bardzo wielka w pobliżu częstotliwości krytycznej. Ponieważ współczynnik refrakcji dąży wówczas do zera, współczynnik absorpcji dąży do nieskończoności.

Oprócz normalnej absorpcji dewiacyjnej i niedewiacyjnej, jaka ma miejsce w normalnych warunkach jonosferycznych, występuje jeszcze niekiedy absorpcja anormalna związana z nadmierną aktywnością słoneczną.