УДК 533.951

К ВОПРОСУ О ПОГЛОЩЕНИИ ВОЛН ВО ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

А. И. Гвелесиани, Г. В. Джандиери

Исследование процесса затухания среднего поля волны является одним из актуальных вопросов физики ионосферы и распространения радиоволн [1, 2].

В настоящей работе находятся выражения для эффективной диэлектрической проницаемости и соответствующего дисперсионного соотношения при наличии флуктуаций диэлектрической проницаемости ε и проводимости σ, являющихся случайными функциями координат и времени с нулевыми средними значениями малых добавок: $\varepsilon(\boldsymbol{r}, t) = \langle\varepsilon\rangle + \varepsilon_1(\boldsymbol{r}, t)$, $\sigma(\boldsymbol{r}, t) = \langle\sigma\rangle + \sigma_1(\boldsymbol{r}, t)$ $(\zeta = \varepsilon_1/\langle\varepsilon\rangle \ll 1,\ \eta = \sigma_1/\langle\sigma\rangle \ll 1)$.

Исходным при решении задачи является уравнение для напряженности электрического поля

$$\Delta \boldsymbol{E} - \frac{1}{c_*^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[(1+\zeta(\boldsymbol{r},t))\boldsymbol{E}\right] + \mathrm{grad}\,(\mathrm{grad}\,\zeta\boldsymbol{E}) = \frac{4\pi}{c^2}\langle\sigma\rangle\frac{\partial}{\partial t}\left[(1+\eta(\boldsymbol{r},t))\boldsymbol{E}\right]. \qquad (1)$$

Применяя метод малых возмущений, положив $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = \langle \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)\rangle + \boldsymbol{E}_1(\boldsymbol{r}, t)$, для среднего поля в фурье-представлении получим

$$L(\omega, \boldsymbol{k})\langle \boldsymbol{E}\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}} = k_0^2[\langle\zeta \boldsymbol{E}_1\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}} + i\delta(\langle\eta \boldsymbol{E}_1\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}})] - i\boldsymbol{k}\langle(\mathrm{grad}\,\zeta \boldsymbol{E}_1)\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}}, \qquad (2)$$

где

$$\langle\zeta \boldsymbol{E}_1\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}} = \int\langle\zeta(\omega-\omega_1, \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\boldsymbol{E}_1(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)\rangle\, d\boldsymbol{k}_1\, d\omega_1 \quad (\zeta \longleftrightarrow \eta),$$

$$\langle(\mathrm{grad}\,\zeta \boldsymbol{E}_1)\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}} = -i\int(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\langle\zeta(\omega-\omega_1, \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\boldsymbol{E}_1(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)\rangle\, d\boldsymbol{k}_1\, d\omega_1$$

выполняют роль стохастического источника, $L(\omega, k) = k^2 - k_{0_*}^2$, $k_{0_*}^2 = k_0^2(1 - i\delta)$, $\delta = (4\pi/\omega)(\langle\sigma\rangle/\langle\varepsilon\rangle)$, $k_0 = \omega/c_*$, $c_* = c/\sqrt{\langle\varepsilon\rangle}$ — скорость света в однородной среде, а для рассеянного поля имеем

$$\boldsymbol{E}_1(\omega, \boldsymbol{k}) = \frac{\omega^2}{c_*^2 L(\omega, \boldsymbol{k})}\Bigg[\int_{-\infty}^{\infty}\zeta(\omega-\omega_1, \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\langle \boldsymbol{E}(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)\rangle\, d\boldsymbol{k}_1\, d\omega_1 +$$
$$+ i\delta\int_{-\infty}^{\infty}\eta(\omega-\omega_1, \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\langle \boldsymbol{E}(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)\rangle\, d\boldsymbol{k}_1\, d\omega_1\Bigg] - \qquad (3)$$
$$-\frac{\boldsymbol{k}}{L(\omega, \boldsymbol{k})}\int_{-\infty}^{\infty}\zeta(\omega-\omega_1, \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)((\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1)\langle \boldsymbol{E}(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)\rangle)\, d\boldsymbol{k}_1\, d\omega_1.$$

В случае однородных и стационарных случайных процессов из (2) и (3) для поперечных волн, когда $(\boldsymbol{k}\langle \boldsymbol{E}\rangle_{\omega,\boldsymbol{k}}) = 0$, получим дисперсионное соотношение

$$\left(\frac{k}{k_0}\right)^2 = \varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{tr}}(\omega, \boldsymbol{k}) = 1 + \frac{4\pi i}{\omega}\frac{\langle\sigma\rangle}{\langle\varepsilon\rangle} + 8\pi i\frac{\langle\sigma\rangle}{c^2}\int_0^{\infty}\frac{k_1^2\, dk_1}{L(\omega_1, k_1)}\int_{-1}^{1}dx\int_{-\infty}^{\infty}\omega_1(B_{\eta\zeta} + i\delta B_{\eta\eta})d\omega_1 +$$
$$+ \pi\int_0^{\infty}\frac{k_1^2\, dk_1}{L(\omega_1, k_1)}\int_{-1}^{1}dx\int_{-\infty}^{\infty}(B_{\zeta\zeta} + i\delta B_{\eta\zeta})\left[\left(2\frac{\omega_1^2}{c_*^2} - k_1^2\right) + k_1^2 x^2\right]d\omega_1, \qquad (4)$$

где $x = \cos\alpha$, $\boldsymbol{k} = (0, 0, k_{0*})$, $B_{\zeta\zeta} = \langle\zeta^2\rangle B\left(\sqrt{k_{0_*}^2 + k_1^2 - 2k_{0*}k_1 x},\ \omega - \omega_1\right)$, $B_{\eta\eta}$, $B_{\zeta\eta}$ — произвольные спектральные плотности флуктуаций диэлектрической проницаемости, проводимости и взаимный спектр соответственно. В отсутствие флуктуаций, как и следовало ожидать, для однородной среды $\varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{tr}}(\omega, \boldsymbol{k}) = \langle\varepsilon\rangle + i(4\pi\langle\sigma\rangle/\omega)$.

Исходя из (4), для мнимой части $\varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{tr}}$, ответственной за затухание среднего поля волны в квазистатическом приближении, для гауссова спектра $B(k) \simeq \pi^{3/2} l^3 \times \exp(-k^2 l^2/4)$, где l — пространственный масштаб корреляции, полагая средние потери в среде малыми, $\delta < 1$, для мелкомасштабных $(k_0 l \lesssim 1)$ и крупномасштабных $(k_0 l \gg 1)$ неоднородностей соответственно получим

$$\operatorname{Im} \varepsilon^{tr}_{\text{эфф}}(\omega) = \langle\varepsilon\rangle\, \delta \left[1 + \frac{1}{3}\left(\langle\eta\zeta\rangle - \langle\zeta^2\rangle\right)(k_0 l)^2\right] + \frac{\sqrt{\pi}}{6} \langle\varepsilon\rangle \langle\zeta^2\rangle (k_0 l)^3; \quad (5)$$

$$\operatorname{Im} \varepsilon^{tr}_{\text{эфф}}(\omega) = \langle\varepsilon\rangle\, \delta + \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \langle\varepsilon\rangle \langle\zeta^2\rangle (k_0 l)\left(1 - \frac{\delta}{k_0 l}\right). \quad (6)$$

При $\sigma \to 0$ (5) и (6) переходят в известные выражения [1, 3]. Отметим, что влияние флуктуаций ε_1, σ_1 на затухание среднего поля является малым на фоне затухания из-за $\langle\sigma\rangle$.

Анализ показывает, что в слабоионизованной плазме, когда $\varepsilon = 1 - s$, $\sigma = s\nu/4\pi$ [4], где $s = \omega_p^2/(\omega^2+\nu^2)$, ν — частота столкновений электронов с нейтральными частицами, а ленгмюровская частота ω_p является случайной функцией координат. Мелкомасштабные флуктуации электронной концентрации приводят к тому, что затухание среднего поля происходит не только за счет диссипации, но и в результате перехода его энергии в энергию флуктуационного поля $E_1(\mathbf{r})$, а поглощение $L = 4{,}3\,\alpha z$ (дБ), где z — длина трассы, равно

$$L = L_0 - L_1 + L_2 = 4{,}3\,\frac{\omega z}{c}\,\frac{s\nu}{\omega}\left\{1 - \frac{1}{3}\,\frac{\langle N_1^2\rangle}{\langle N\rangle^2}\, s \left(\frac{\omega l}{c}\right)^2 \left[1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{\omega}{\nu}\left(\frac{\omega l}{c}\right)(1-s)^{1/2}\right]\right\}. \quad (7)$$

Отсюда явствует, что в неоднородной поглощающей среде затухание когерентной составляющей волны может происходить медленнее, чем в плазме без флуктуаций концентрации.

Последнее соотношение позволяет ввести безразмерную величину

$$\Gamma = \frac{\omega^2}{c\nu}(1 - s^2)\, l, \quad (8)$$

содержащую параметры неоднородной плазменной среды и волны, и определить критическое значение размера неоднородностей $l_{\text{кр}}$ (когда $\Gamma = 1$). Наличие случайных неоднородностей меньших размеров, ослабляя затухание, благоприятствует распространению когерентной волны.

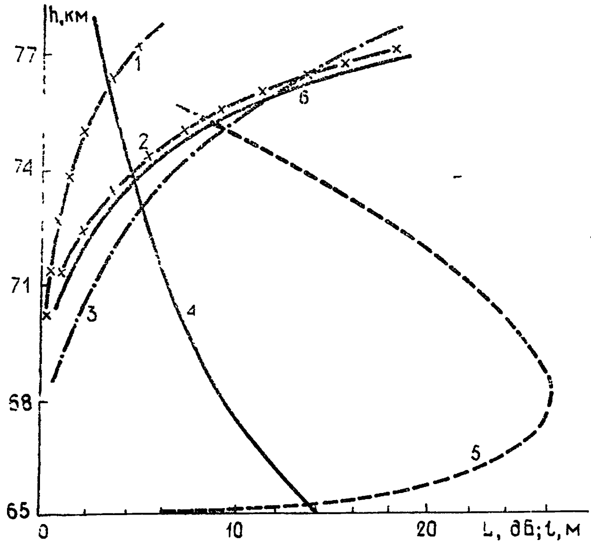

Рис. 1

Кривые зависимости поглощения L от высоты h: — × — крупномасштабный случай (кривая 1 — $L = 30$ км, 2 — $L = 100$ км); —·— — мелкомасштабный случай; 3 — $L_2\chi^{-1}$; — — — $l_{\text{кр}}$ и $L_{\text{кр}} \cdot 10^3 \chi^{-1}$ соответствуют мелкомасштабному случаю, кривые 4, 5; $\chi = \langle N_1^2\rangle / \langle N\rangle$; 6 — $L_1\chi^{-1}$.

На основе полученных формул и соотношений с использованием моделей ионосферы [5] были проведены численные расчеты, результаты которых представлены на рис. 1. В частности, критический размер мелкомасштабных неоднородностей $l_{\text{кр}}(h)$ убывает с высотой плавно от значения 14 до 4 м в интервале высот между 60 и 80 км ($\omega \simeq 20$ МГц). Кривая поглощения для среды с неоднородностями критических размеров $L_{\text{кр}}(h) = L_1(h)_{l = l_{\text{кр}}}$ имеет максимум на высоте $h \approx 68$ км. В случае мелкомасштабных неоднородностей поглощение $L_1(h)$ меняется в пределах $(0{,}23 \div 16) \times \langle N_1^2\rangle / \langle N\rangle^2$ (дБ) из-за флуктуаций диэлектрической проницаемости и проводимости среды, а при наличии лишь флуктуаций диэлектрической проницаемости поглощение $L_2(h) = (0{,}1 \div 22)\, \langle N_1^2\rangle / \langle N\rangle^2$ (дБ) в интервале высот $65 \div 77$ км ($\omega \simeq 6$ МГц, $l = 40$ м).

Расчеты показывают, что в случае крупномасштабных неоднородностей, $k_0 l \gg 1$, $\delta < 1$, влияние флуктуаций проводимости мало, затухание среднего поля целиком определяется флуктуациями диэлектрической проницаемости и коэффициент поглощения, равный

$$L = 4{,}3\,\frac{3\sqrt{\pi}}{8}\,\frac{\langle N_1^2\rangle}{\langle N\rangle^2}\,\frac{s^2}{(1-s)^{1/2}}\left(\frac{\omega l}{c}\right)\left(\frac{\omega z}{c}\right),$$

при $l=30$ км меняется в пределах $(247\div 6\cdot 10^4)$ $\langle N_1^2\rangle/\langle N\rangle^2$ (дБ), а при $l=100$ км — $(820\div 2\cdot 10^5)$ $\langle N_1^2\rangle/\langle N\rangle^2$ (дБ). Независимо от размеров неоднородностей, ход кривых $L(h)$ одинаков (соответствующие масштабы указаны на рисунке).

Таким образом, согласно предлагаемой модели эффект флуктуаций проводимости в средах с мелкомасштабными неоднородностями оказывается более существенным, чем в средах с крупномасштабными неоднородностями на уровнях области D ионосферы (порядка 60—80 км).

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыжов Ю. А., Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 3, с. 356.
2. Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. — Новосибирск: Наука, 1986. — 192 с.
3. Бегиашвили Г. А., Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 6, с. 948.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М: Наука, 1967. — 683 с.
5. Справочная модель ионосферы-83 / Отв. редактор Ю К Часовитин. — Обнинск, 1983. — 132 с.

Грузинский политехнический институт

Поступила в редакцию 16 января 1987 г.

УДК 535 31

ИСКАЖЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ С УГЛОВОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Г. В. Гринченко, А. П. Ярыгин

В [1] были численно исследованы искажения радиоимпульсов при отражении от плазменного образования, неоднородного по радиусу, но однородного по углу.

В данном сообщении в приближении геометрической оптики (ГО) рассматриваются дисперсионные искажения прямоугольных и ЛЧМ радиоимпульсов при обратном рассеянии от плазменного образования с угловой и радиальной неоднородностью:

$$\varepsilon = 1 - (\omega_0^2/\omega^2)\,(R_0^2/r^2)\,f^2(\theta)\,r^2. \qquad (1)$$

Отметим, что при $N_e \sim 1/r^2$ (N_e — концентрация электронов) дифракция на закритическом ядре вообще не влияет на разрушение импульса в отличие, например, от дифракции импульса на металлическом теле (это подтверждается также результатами [2]). Действительно, для такой плазмы $b(\omega)/\lambda = \mathrm{const}$ ($b(\omega)$ — размер закритического ядра для данной гармоники), и поэтому все гармоники одинаково дифрагируют на ядре. Это говорит о том, что приближение ГО, которое не учитывает дифракции, должно достаточно хорошо описывать искажения радиоимпульсов на данном плазменном образовании.

Пусть под углом γ к оси неоднородности, заданной уравнением (1), падает произвольный импульс. В [3] было показано, что ЭПР данного образования $\sigma(\gamma, \omega)$ в приближении ГО равна

$$\sigma(\gamma, \omega) = (\omega_0^2/\omega^2)\,R_0^2\,\sigma_0(\gamma). \qquad (2)$$

Методом ГО легко найти, что разность фаз в точке наблюдения между падающей плоской волной и отраженной волной равна

$$\Delta\varphi = 2kR - \varphi_0, \qquad (3)$$

где R — расстояние от точки наблюдения до центра плазменного сгустка; φ_0 не зависит от частоты, а зависит от угла облучения γ и от угловой функции распределения электронов в неоднородности.