ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVII, № 8 РАДИОФИЗИКА 1984

УДК 621 371 25

ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Е. А. Мареев, Б. Е. Немцов

Исследуется эффект изменения поляризации волны, отраженной от слоя магнитоактивной плазмы, занятого периодическими неоднородностями. Обсуждается возможность проявления этого эффекта применительно к ионосферным условиям.

Эксперименты по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферную плазму показали, что периодические неоднородности электронной концентрации, образующиеся ниже точки отражения нагревной волны, могут эффективно рассеивать пробные радиоволны [1, 2]. Это явление в настоящее время уже используется для диагностики ионосферной плазмы [3, 4]. Между тем теория рассеяния волн на искусственных периодических неоднородностях ионосферы требует дальнейшей разработки, связанной, в частности, с учетом геомагнитного поля (см. также [5]). Известно, например, что наличие неоднородности может приводить к линейному взаимодействию нормальных волн в магнитоактивной плазме. На возможность такого эффекта применительно к ионосфере в случае, когда неоднородность носит периодический характер, мы и хотели бы обратить внимание в данной работе.

Мы ограничимся рассмотрением плоскослоистой магнитоактивной плазмы при условии нормального падения волны на слой. В этом случае поле волны подчиняется известным уравнениям [6]

$$\frac{d^2E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(AE_x - iCE_y) = 0, \qquad \frac{d^2E_y}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(iCE_x + BE_y) = 0. \tag{1}$$

Здесь

$$A = \frac{u-(1-v)^2 - uv\cos^2\vartheta}{u-(1-v)-uv\cos^2\vartheta}, \qquad B = \frac{u(1-v)-(1-v)^2}{u-(1-v)-uv\cos^2\vartheta},$$

$$C = \frac{v(1-v)\sqrt{u}\cos\vartheta}{u-(1-v)-uv\cos^2\vartheta}, \qquad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}, \qquad v = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \tag{2}$$

ω — частота волны, ω_0 и ω_H — ленгмюровская и гирочастота электронов.

Уравнения (1) записаны в системе координат с осью z вдоль градиента неоднородности и с магнитным полем в плоскости yz, причем магнитное поле образует угол ϑ с осью z При рассмотрении линейного взаимодействия нормальных волн удобно перейти к системе уравнений для величин $F_+ = E_x + \alpha E_y$, $F_- = \alpha E_x + E_y$, где

$$\alpha = \left(A - B - \sqrt{(A-B)^2 + 4C^2}\right)/\,2iC.$$

Эта система имеет вид

$$F_+'' + k_1^2(z) F_+ = \gamma\,[2\alpha'(F_-' - \alpha F_+') + \alpha''(F_- - \alpha F_+)],$$
$$F_-'' + k_2^2(z) F_- = \gamma\,[2\alpha'(F_+' - \alpha F_-') + \alpha''(F_+ - \alpha F_-)]. \qquad (3)$$

Здесь

$$\gamma = (1 - \alpha^2)^{-1}, \quad k_{1,2}^2(z) = (\omega^2/c^2)\, n_{1,2}^2(z),$$
$$n_{1,2}^2 = (1/2)(A + B) \pm (1/2)\sqrt{(A - B)^2 + 4C^2}. \qquad (4)$$

Таким образом, $n_{1,2}$ представляют собой показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно, а функции F_+ и F_- описывают поля этих волн. Легко видеть, что в случаях $\vartheta = 0$, $\vartheta = \pi/2$ уравнения (3) расщепляются, т. е. при продольном и поперечном распространении линейное взаимодействие между нормальными волнами не имеет места. Поэтому принципиальным для дальнейшего является предположение, что магнитное поле образует с осью z угол, не равный 0 или $\pi/2$.

В дальнейшем будем считать также, что на первоначально однородном фоне магнитоактивной плазмы задано малое периодическое возмущение электронной концентрации, занимающее область $0 \leqslant z \leqslant L$:

$$N = N_0 + \Delta N \sin(kz + \varphi), \qquad \Delta N/N \ll 1. \qquad (5)$$

Применительно к ионосфере распределение (5) моделирует возмущение электронной концентрации, образующееся в поле мощной стоячей волны. Величина φ представляет собой фазу периодической структуры в точке отражения пробной волны $z = 0$.

Так как показатели преломления $n_{1,2}$, а также коэффициент поляризации α являются алгебраическими функциями электронной концентрации, то их зависимость от z имеет вид

$$k_{1,2}^2(z) = (\omega^2/c^2)\, n_{1,2}^2 = k_{1,2}^2 + \Delta k_{1,2}^2 = k_{1,2}^2 + \gamma b_{1,2} \sin(kz + \varphi),$$
$$\alpha = i\alpha_0 + ia \sin(kz + \varphi). \qquad (6)$$

Будем искать решение уравнений (3) в виде

$$F_+ = C_1(z) e^{ik_1 z} + C_2(z) e^{-ik_1 z}, \qquad F_- = C_3(z) e^{ik_2 z} + C_4(z) e^{-ik_2 z}. \qquad (7)$$

Здесь C_1 и C_2 (C_3 и C_4) представляют собой комплексные амплитуды обыкновенной (необыкновенной) волны, распространяющейся против и по оси z соответственно. Уравнения для комплексных амплитуд записываются следующим образом:

$$C_{1,2}' = \mp i(\gamma/2k_1)(C_1 A_1 e^{k_1 z} + C_2 A_1^* e^{-ik_1 z} + C_3 B_2 e^{ik_2 z} - C_4 B_2^* e^{-ik_2 z})\, e^{\mp ik_1 z},$$
$$C_{3,4}' = (\mp i\gamma/2k_2)(C_1 B_1 e^{k_1 z} - C_2 B_1^* e^{-ik_1 z} + C_3 A_2 e^{ik_2 z} + C_4 A_2^* e^{-ik_2 z})\, e^{\mp ik_2 z}, \qquad (8)$$

где $A_{1,2} = -2i\alpha\alpha' k_{1,2} - \alpha''\alpha - \Delta k_{1,2}^2/\gamma$, $B_{1,2} = 2i\alpha' k_{1,2} + \alpha''$ и использовано то обстоятельство, что α — чисто мнимая величина. С учетом (6) можно представить A и B в виде

$$A_{1,2} = 2i\alpha_0\, akk_{1,2} \cos(kz + \varphi) - (ak^2\alpha_0 + b_{1,2}) \sin(kz + \varphi),$$
$$B_{1,2} = -2akk_{1,2} \cos(kz + \varphi) - iak^2 \sin(kz + \varphi). \qquad (9)$$

Из уравнений (8) видно, что амплитуды нормальных волн оказываются связанными при выполнении условий фазового синхронизма. Ниже рассматриваются три типа таких условий.

1) $k \neq 2k_1$, $k=2k_2$ (брэгговский резонанс). При этом условии эффективно взаимодействуют встречные волны одинаковой поляризации. Пусть, например, на границу $z=L$ падает обыкновенная волна ($C_1(L)=1$) и выполняется неравенство $|k-2k_1|=\Delta \ll k$. Усредняя уравнения (8) по периоду $2\pi/k$, получаем

$$C_1' = \beta C_2 \exp(i\Delta z + i\varphi),$$
$$C_2' = \beta C_1 \exp(-i\Delta z - i\varphi), \qquad C_3' = C_4' = 0, \tag{10}$$

где $\beta = \gamma(b_1 + a\varkappa_0 k\Delta)/4k_1$.

В качестве граничного условия на зеркале используем равенство нулю суммарного поля в плоскости $z=0$. Это условие сводится к двум соотношениям:

$$C_1(0) + C_2(0) = 0 \tag{10а}$$

и

$$C_3(0) + C_4(0) = 0, \tag{10б}$$

которые вместе с соотношениями

$$C_1(L) = 1, \qquad C_3(L) = 0 \tag{10в}$$

позволяют найти решение системы (10):

$$C_1 = \exp\left[i\frac{\Delta}{2}(z-L)\right]\frac{fe^{\delta z} + ie^{-\delta z}}{fe^{\delta L} + ie^{-\delta L}},$$
$$C_2 = \exp\left[-i\frac{\Delta}{2}(z+L)\right]\frac{\delta}{\beta}\,\frac{fe^{\delta z} - ie^{-\delta z}}{fe^{\delta L} + ie^{-\delta L}}\,e^{-i\varphi}; \quad C_3 = C_4 = 0. \tag{11}$$

Здесь $\delta = \sqrt{\beta^2 - \Delta^2/4}$, $\quad f = \dfrac{(\beta\cos\varphi - \delta) + i(\sin\varphi + \Delta/2)}{i(\beta\cos\varphi + \delta) - (\sin\varphi + \Delta/2)}$.

Видно, что решение для амплитуд $C_{1,2}$ имеет экспоненциальный характер, если расстройка удовлетворяет условию $\Delta < 2\beta$. При $\Delta=0$, например,

$$C_1 = \frac{\operatorname{tg}(\varphi/2)e^{\beta z} + ie^{-\beta z}}{\operatorname{tg}(\varphi/2)e^{\beta L} - ie^{-\beta L}}, \qquad C_2 = \frac{\operatorname{tg}(\varphi/2)e^{\beta z} - ie^{-\beta z}}{\operatorname{tg}(\varphi/2)e^{\beta L} + ie^{-\beta L}}e^{-i\varphi}. \tag{12}$$

При $\varphi=0$, а также в окрестности нулевого значения фазы, определяемой неравенством $|\varphi| \ll 2e^{-2\beta L}$, поле волны экспоненциально возрастает по направлению к зеркалу. Это соответствует возбуждению резонатора зеркало — решетка. На возможность возбуждения такого резонатора в случае изотропной плазмы было обращено внимание в работе [7]. Из выражений (12) легко найти коэффициент отражения обыкновенной волны от периодической структуры:

$$R = |R|\,e^{-i\varphi_{\text{отр}}} = C_2(L)/C_1(L).$$

В случае $\Delta=0$ получаем

$$|R| = 1, \quad \varphi_{\text{отр}} = \varphi + 2\operatorname{arctg}(e^{-2\beta L}\operatorname{ctg}(\varphi/2)). \tag{13}$$

Такой же вид имеет коэффициент отражения необыкновенной волны, с заменой k_1 на k_2.

2) $k_1+k_2=k$. Тогда эффективно взаимодействуют встречные волны противоположной поляризации. В самом деле, усредняя уравнения (8)

при условии $|k-k_1-k_2|=\Delta\ll k_{1,2}$, получим две пары уравнений для $C_{1,4}$ и $C_{2,3}$, связанные между собой лишь посредством граничных условий на зеркале:

$$\begin{aligned} C_1' &= i\beta\sqrt{k_2/k_1}\,C_4\exp(i\Delta z+i\varphi),\\ C_4' &= -i\beta\sqrt{k_1/k_2}\,C_1\exp(-i\Delta z-i\varphi); \end{aligned} \tag{14а}$$

$$\begin{aligned} C_2' &= i\beta\sqrt{k_2/k_1}\,C_3\exp(-i\Delta z-i\varphi),\\ C_3' &= -i\beta\sqrt{k_1/k_2}\,C_2\exp(i\Delta z+i\varphi). \end{aligned} \tag{14б}$$

Здесь $\beta=\gamma ak(k_1-k_2)/4\sqrt{k_1k_2}$. Для определенности считается, что $\beta>0$. И в этом случае экспоненциальные решения для комплексных амплитуд C_1-C_4 получаются при условии $\Delta<2\beta$. Ниже будем полагать, что расстройки нет: $\Delta=0$. Рассмотрим вначале случай, когда зеркала нет и неоднородности занимают полупространство $z<L$. Если на границу падает обыкновенная волна, то, полагая $C_1(L)=1$, $C_3(0)=0$, а также требуя, чтобы поле было ограниченным при $z\to-\infty$, находим

$$C_1=\exp[\beta(z-L)],\quad C_4=-i\sqrt{k_1/k_2}\exp\beta[(z-L)],\quad C_2=C_3=0. \tag{15}$$

Итак, обыкновенная волна полностью трансформируется во встречную необыкновенную волну, причем коэффициент трансформации $R_{\text{тр}}=C_4(L)/C_1(L)$ по абсолютной величине равен $\sqrt{k_1/k_2}$. Если на слой падает необыкновенная волна ($C_1(L)=0$, $C_3(L)=1$), то она аналогичным образом трансформируется во встречную обыкновенную волну, а коэффициент трансформации при этом равен $C_2(L)/C_3(L)=i\sqrt{k_2/k_1}$.

Пусть теперь неоднородности занимают ограниченную область $0\leqslant z\leqslant L$. Если на границу $z=L$ падает обыкновенная волна, то решение системы (14), удовлетворяющее условиям (10а)—(10в), имеет вид

$$\begin{aligned} C_1 &= [\cos\varphi\,\mathrm{ch}\,\beta(z-L)-i\sin\varphi\,\mathrm{ch}\,\beta(z+L)]\,D^{-1},\\ C_4 &= -i[\cos\varphi\,\mathrm{sh}\,\beta(z-L)-i\sin\varphi\,\mathrm{sh}\,\beta(z+L)]\,D^{-1}\sqrt{k_1/k_2}\,e^{-i\varphi},\\ C_2 &= -D^{-1}\,\mathrm{ch}\,\beta(z-L)\,e^{-i\varphi},\\ C_3 &= D^{-1}\,i\,\mathrm{sh}\,\beta(z-L)\sqrt{k_1/k_2}, \end{aligned} \tag{16}$$

где $D=\cos\varphi-i\sin\varphi\,\mathrm{sh}2\beta L$. В данной ситуации также возможен резонаторный режим, который реализуется, когда $\varphi=0,\pi$. При этом $C_1=\mathrm{ch}\beta\,(z-L)$, $C_3=i\mathrm{sh}\beta(z-L)\sqrt{k_1/k_2}$ и т. д. Ширина резонанса определяется условием $|\mathrm{tg}\varphi|\lesssim\mathrm{ch}^{-1}2\beta L$. Приведем выражения для коэффициента отражения обыкновенной волны от периодической структуры $R_{\text{отр}}$ и для коэффициента трансформации обыкновенной волны в необыкновенную $R_{\text{тр}}$:

$$\begin{aligned} R_{\text{отр}} &= \frac{C_2(L)}{C_1(L)}=\frac{1}{\sqrt{1+\sin^2\varphi\,\mathrm{sh}^2 2\beta L}}\times\\ &\times\exp\{-i[\varphi+\pi-\mathrm{arctg}(\mathrm{tg}\,\varphi\,\mathrm{ch}\,2\beta L)]\},\\ R_{\text{тр}} &= \frac{C_4(L)}{C_1(L)}=\sqrt{\frac{k_1}{k_2}}\,\frac{\sin\varphi\,\mathrm{sh}\,2\beta L}{\sqrt{1+\sin^2\varphi\,\mathrm{sh}^2 2\beta L}}\exp\{-i[\varphi+\pi-\\ &-\mathrm{arctg}(\mathrm{tg}\,\varphi\,\mathrm{ch}\,2\beta L)]\}. \end{aligned} \tag{17}$$

Модули этих коэффициентов связаны соотношением $|R_{\text{отр}}|^2+|R_{\text{тр}}|^2\times\times k_2/k_1=1$.

Наконец, остановимся на случае, когда точки отражения пробных волн различной поляризации не совпадают. Точнее говоря, будем считать, что для обыкновенной волны зеркало расположено в плоскости $z=0$, а для необыкновенной — в плоскости $z=z_0>0$. При этом граничные условия (10а), (10б) видоизменяются:

$$C_1(0)+C_2(0)=0, \qquad C_3(z_0)+C_4(z_0)=0. \tag{18}$$

Решая систему укороченных уравнений (14) вместе с граничными условиями (10в) и (18), находим

$$\begin{gathered}
C_1=[\mu_1\operatorname{ch}\beta(z-L)-\mu_2\operatorname{ch}\beta(z+L)]\,D^{-1},\\
C_4=-i\,[\mu_1\operatorname{sh}(z-L)\beta-\mu_2\operatorname{sh}\beta(z+L)]\,D^{-1}\sqrt{k_1/k_2}\,e^{-i\varphi},\\
C_2=-2e^{-2ik_1z_0}D^{-1}\operatorname{ch}\beta(z-L)\,e^{i\varphi},\\
C_3=i\,2e^{-2ik_1z_0}D^{-1}\operatorname{sh}\beta(z-L)\sqrt{k_1/k_2}.
\end{gathered} \tag{19}$$

Здесь $D=\mu_1-\mu_2\operatorname{ch}2\beta L$, $\mu_1=e^{i(\varphi-2k_1z_0)}+e^{-i\varphi}$, $\mu_2=e^{i(\varphi-2k_1z_0)}-e^{-i\varphi}$. Указанное решение справедливо при $z_0\leqslant z\leqslant L$. В области $0\leqslant z\leqslant z_0$ $C_3=C_4=0$, $C_1=C_1(z_0)=\text{const}$, $C_2=C_2(z_0)=\text{const}$. Заметим, что резонаторный режим в данном случае реализуется, когда $\varphi=\pi n+k_1z_0$ (n — целое, $0\leqslant\varphi<2\pi$).

3) $k_1-k_2=k$. При этом условии эффективно взаимодействуют попутные волны противоположной поляризации.

Переходя к укороченным уравнениям для комплексных амплитуд, считаем с самого начала, что расстройки нет: $|k+k_2-k_1|=\Delta=0$. Уравнения записываются в виде

$$C_1'=i\beta\sqrt{k_2/k_1}\,C_3e^{i\varphi}, \qquad C_3'=i\beta\sqrt{k_1/k_2}\,C_1e^{-i\varphi}; \tag{20а}$$

$$C_2'=i\beta\sqrt{k_2/k_1}\,C_4e^{-i\varphi}, \qquad C_4'=i\beta\sqrt{k_1/k_2}\,C_2e^{i\varphi}. \tag{20б}$$

Здесь $\beta=\gamma ak(k_1+k_2)/4\sqrt{k_1/k_2}$.

Пусть на слой падает обыкновенная волна. Решая систему уравнений (20а), (20б) с граничными условиями (10а)—(10в), получаем

$$\begin{gathered}
C_1=\cos\beta(z-L), \qquad C_3=i\sqrt{k_1/k_2}\sin\beta(z-L)e^{-i\varphi},\\
C_2=-[\cos\varphi\cos\beta(z-L)+i\sin\varphi\cos\beta(z+L)]\,e^{-i\varphi},\\
C_4=\sqrt{k_1/k_2}\,[\sin\varphi\sin\beta(z+L)-i\cos\varphi\sin\beta(z-L)].
\end{gathered} \tag{21}$$

Видно, что комплексные амплитуды осциллируют даже при $\Delta=0$.

Приведем выражения для коэффициентов отражения и трансформации обыкновенной волны на периодической структуре:

$$\begin{gathered}
R_{\text{отр}}\doteq\frac{C_2(L)}{C_1(L)}=\sqrt{1-\sin^2\varphi\sin^2 2\beta L}\exp\{-i[\varphi+\pi-\\
-\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\varphi\cos 2\beta L)]\},\\
R_{\text{тр}}=C_4(L)/C_1(L)=\sqrt{k_1/k_2}\sin\varphi\sin 2\beta L.
\end{gathered} \tag{22}$$

Выполняется соотношение $|R_{\text{отр}}|^2+(k_2/k_1)|R_{\text{тр}}|^2=1$.

Пусть теперь зеркало для обыкновенной волны находится в точке $-z_0<0$, в то время как зеркало для необыкновенной волны осталось в плоскости $z=0$. В области $0\leqslant z\leqslant L$ амплитуды C_1 и C_3 по-прежнему определяются выражениями (21). При $-z_0<z<0$ $C_3=C_4=0$, $C_1=\cos\beta L=\mathrm{const}$, $C_2=C_2(0)=\mathrm{const}$. Амплитуды C_2 и C_4 в области $0\leqslant z\leqslant L$ можно найти, решая систему уравнений (20б) с граничными условиями

$$C_3(0)+C_4(0)=0, \qquad C_1(0)e^{-ik_1z_0}+C_2(0)e^{k_1z_0}=0. \tag{23}$$

Решение имеет вид

$$\begin{gathered}C_2=-[\cos(\varphi-k_1z_0)\cos\beta(z-L)+\\ +i\sin(\varphi-k_1z_0)\cos\beta(z+L)]\exp[-i(\varphi+k_1z_0)],\\ C_4=\sqrt{k_1/k_2}\,[\sin(\varphi-k_1z_0)\sin\beta(z+L)-\\ -i\cos(\varphi-k_1z_0)\sin\beta(z-L)]\,e^{-ik_1z_0}.\end{gathered} \tag{24}$$

Отсюда для коэффициентов отражения и трансформации имеем

$$\begin{gathered}R_{\text{отр}}=\sqrt{1-\sin^2(\varphi-k_1z_0)\sin^2 2\beta L}\exp\{-i[\varphi+\pi+k_1z_0-\\ -\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(\varphi-k_1z_0)\cos 2\beta L)]\},\\ R_{\text{тр}}=\sqrt{k_1/k_2}\sin\varphi\sin 2\beta L\exp(-ik_1z_0).\end{gathered} \tag{25}$$

Приведем теперь оценки характерных расстояний $L\simeq\beta^{-1}$, на которых взаимодействующие волны обмениваются энергией, применительно к условиям экспериментов по обратному рассеянию. Нам потребуется при этом значение величины $|a|\simeq(\partial\alpha/\partial N)\Delta N$:

$$|a|\simeq\frac{\omega_H\omega_0^2\omega\sin^2\vartheta}{2(\omega^2-\omega_0^2)^2\cos\vartheta}\,\frac{\Delta N}{N_0}=\frac{f_Hf_0^2f\cdot 0{,}1}{2(f^2-f_0^2)^2}\,\frac{\Delta N}{N_0}.$$

Здесь принимается, что $\vartheta=19°$. Для оценок возьмем $f_H=1{,}4$ *МГц*, $f_0=2{,}7$ *МГц*, $\Delta N/N_0\simeq10^{-2}$, $f=3{,}45$ *МГц*. Тогда $|a|\simeq0{,}8\cdot10^{-3}$,

$$n_1=\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f(f+f_H\cos\vartheta)}}\simeq0{,}74,$$

$$n_2=\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f(f-f_H\cos\vartheta)}}\simeq0{,}08.$$

Будем считать, что периодическая структура образуется в поле стоячей волны определенной поляризации с частотой f_p, при этом

$$k=(2\pi/c)f_pn_p, \qquad n_{p\,1,2}=\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f_p(f_p\pm f_H\cos\vartheta)}}$$

— показатель преломления нагревной волны, знаки + и — соответствуют случаям ее обыкновенной и необыкновенной поляризации.

Резонанс на встречных волнах осуществляется, если $2f_pn_p=f(n_1+n_2)$. Это условие выполнено при $f_p=3{,}65$ *МГц*, $n_p=n_{p_2}$. Тогда характерная длина взаимодействия $L\simeq|4f\sqrt{n_1n_2}/\gamma ak(n_1f_1-n_2f_2)|\simeq60$ *км*.

Если нагревная волна имеет обыкновенную поляризацию, то условие синхронизма выполняется при $f_p=2{,}6$ *МГц* Длина взаимодействия при этом $L \simeq 50$ *км*.

Резонанс на попутных волнах возможен, когда $2f_p n_p \simeq f(n_1 - n_2)$. Он осуществляется для значений $f_p=3{,}6$ *МГц*, $n_p=n_{p_2}$. Длина взаимодействия $L \simeq |4f\sqrt{n_1 n_2}\gamma a k(n_1 f_1 + n_2 f_2)| \simeq 40$ *км*.

Таким образом, в рамках использованной модели однородной в среднем плазмы оценки приводят к разумным значениям длины взаимодействия нормальных волн. Это позволяет надеяться на проявление указанного эффекта в экспериментах.

Заметим, что эффект трансформации волн на случайных неоднородностях в указанных выше условиях весьма мал. Как показывают оценки [8], коэффициент трансформации (например, обыкновенной волны в необыкновенную) по амплитуде на случайных неоднородностях порядка

$$\frac{k_1}{\sqrt{k_1+k_2}}\,\frac{\sqrt{L_0}}{k_2 l}\,\frac{\omega_H\,\omega_0^2\,\omega\,\sin^2\vartheta}{2(\omega^2-\omega_0^2)^2\cos\vartheta}\sqrt{\frac{\langle\Delta N(z)\,\Delta N(z')\rangle}{\langle N^2\rangle}}\,.$$

Здесь l — характерный масштаб неоднородностей, L_0 — длина трассы. Для $L_0=100$ *км*, $l \simeq 1$ *км*, $\Delta N/N \sim 10^{-3}$ коэффициент трансформации $\sim 10^{-4}$. В то же время на решетке коэффициент трансформации $\sim 10^{-1}$ (так как длина взаимодействия 50 *км*, а длина решетки ~ 5 *км*). Такое отличие в коэффициентах трансформации обусловлено тем, что на когерентных структурах происходит резонансное взаимодействие по всей решетке и поэтому коэффициент трансформации по амплитуде пропорционален длине решетки, в то время как на случайных неоднородностях коэффициент трансформации $\sim\sqrt{L_0}$.

Авторы признательны Н. Г. Денисову за постановку задачи и полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г, Игнатьев Ю. А., Комраков Г. П. — Письма в ЖЭТФ, 1975, **22**, № 10, с. 497.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А, Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 10, с. 1418
3. Беликович В. В, Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 8, с 1221.
4. Беликович В. В, Бенедиктов Е. А, Дмитриев С. А, Терина Г. И — Изв вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 7, с. 905.
5. Виленский И. М, Фрейман М. Е — В сб: Распространение радиоволн и физика ионосферы — Новосибирск: Наука, 1981, с. 17.
6. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме — М.: Наука, 1967
7. Лапин В. Г, Рыжов Ю. А, Тамойкин В. В. Препринт НИРФИ № 156.— Горький, 1982.
8. Денисов Н. Г. — Изв вузов — Радиофизика, 1960, **3**, № 3, с 393

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 23 марта 1983 г.

LINEAR WAVE INTERACTION IN MAGNETOACTIVE PLASMA IN THE PRESENCE OF PERIODICAL INHOMOGENEITIES

E. A. Mareev, B. E. Nemtsov

An effect of the wave polarization change when a wave reflecting from magnetoactive plasma layer with periodical inhomogeneities is investigated. A possibility of the effect occurrence in the ionospheric conditions is discussed.