ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 5 РАДИОФИЗИКА 1987

УДК 551.510.535.551.596 1

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗМУЩЕНИИ ИОНОСФЕРЫ

В. В. Плоткин, Н. И. Израйлева

Рассматривается резонансное рассеяние радиоволн от неоднородной нестационарной «решетки» возмущений электронной плотности, возникающей при акустическом воздействии на ионосферу. Получены выражения для коэффициентов отражения от решетки в различных случаях.

Известно, что при сейсмических колебаниях земной поверхности в результате землетрясений, при извержении вулканов, взрывах, при работе других мощных источников естественного или искусственного происхождения в атмосфере возбуждаются акустические волны [1–3]. Звуковые волны при достаточной интенсивности могут вызывать возмущения электронной плотности на ионосферных высотах [4]. В работе рассматриваются особенности рассеяния радиоволн на таких возмущениях, вызываемых акустическими волнами инфразвукового диапазона (рассеяние Мандельштамма — Бриллюэна [5] в ионосфере).

Обычно указанные явления обнаруживаются по доплеровскому смещению несущей частоты пробных радиоволн, распространяющихся в области возмущения [6]. В данной работе обсуждается возможность «радиофизического усиления» эффекта, связанная с явлением резонансного рассеяния радиоволн на возмущениях в среде, вызываемых акустической волной. Рассеяние подобного рода используется, в частности, в методе радиоакустического зондирования тропосферы (радиоволны УКВ-диапазона, акустические волны с частотой порядка 100 Гц и мощностью порядка нескольких ватт) [7]. Для акустических волн с частотами 0,1 — 10 Гц условия брэгговского резонанса будут выполняться для радиоволн СВ- и КВ-диапазона, а при достаточной интенсивности акустической волны возможно наблюдение резонансных отражений с ионосферных высот. Этому способствует и то обстоятельство, что звуковые волны с понижением их частоты испытывают заметно меньшее поглощение в атмосфере [8].

В ионосфере высотные профили скорости звука и фазовой скорости электромагнитной волны различны. Поэтому рассматриваемое рассеяние радиоволн формируется некоторой ограниченной по высоте областью, прилегающей к точке точного резонанса. В связи с этим представляет интерес выяснение вопроса о влиянии неоднородности ионосферы на характер резонансного отражения радиоволн. Отметим, что обсуждаемый вопрос важен не только при исследовании отражений от искусственных ионосферных возмущений акустического происхождения. В последнее время интенсивно изучаются квазипериодические неоднородности, возникающие в ионосферной плазме при воздействии на нее мощным радиоизлучением. Влияние слабой неоднородности параметров такой искусственно созданной дифракционной решетки на рассеяние радиоволн рассмотрено в [9]. Малые отклонения реальной квазипериодической структуры от модели плоской решетки (эффекты фокусировки) учтены в работах по рассеянию радиоволн брэгговским резонатором в ионосфере (см., например, [10] и имеющиеся там ссылки). Ниже получено точное решение задачи об отражении от плоской искусственной решетки с линейно изменяющимся пространственным периодом.

Особенностью искусственных решеток акустического происхождения в ионосфере является их перемещение в пространстве со скоростью звука. При этом доплеровский спектр несущей частоты пробной радиоволны определяется спектром звуковых волн. Амплитуды гармоник в доплеровском спектре зависят от степени рассеяния электромагнитной волны на соответствующей звуковой гармонике. Покажем, что с ростом частоты акустического сигнала существенное отражение радиоволны возможно лишь при соответствующей интенсивности звука (амплитуды «звуковой решетки»), превышающей пороговое значение.

1. Отражение от движущейся решетки. Рассмотрим задачу об отражении радиоволны от движущейся «решетки» электронной плотности, когда волны распространяются вдоль оси z; влияние магнитного поля Земли для простоты здесь не учитываем.

Возмущения электронной плотности, вызываемые акустической волной с частотой Ω и волновым вектором $2k$, задаем в виде бегущей вдоль оси z волны:

$$N=N_0+N_1e^{i(2kz-\Omega t)}+N_1^* e^{-i(2kz-\Omega t)}. \tag{1}$$

В (1) явно выделена «быстрая» зависимость возмущений от координаты z, слабую неоднородность N_0, N_1 и k учтем далее. Запишем уравнение электромагнитной волны в отсутствие поглощения:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=\frac{\omega_p^2}{c^2}\left(1+\frac{N-N_0}{N_0}\right)E. \tag{2}$$

При распространении плоской волны с частотой ω в среде без возмущений ($N=N_0$) имеем

$$E=Ae^{i(\omega t-kz)},\quad k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)=\left[\frac{\omega}{c}n(\omega)\right]^2. \tag{3}$$

Возмущения (1) приводят к рассеянию этой волны. Можно искать решение в виде

$$E=\sum_{m,n} E_{mn}\, e^{i(\omega+n\Omega)t+ikz(2m+1)},\quad m,n=0,\pm1,\pm2,\ldots \tag{4}$$

Амплитуды гармоник E_{mn} при малых возмущениях $|(N-N_0)/N_0|\ll 1$ медленно меняются в пространстве за счет их взаимодействия. Можно показать, что в случае $|\Omega|\ll\omega$ при распространении исходной волны (3) в возмущенной среде гармоники E_{mn} с $m\neq 0$ и $m\neq -1$ являются вынужденным решением, и их амплитуды остаются малыми при любом z. Гармоники с $m=-1$ соответствуют падающей волне, а с $m=0$ — отраженной. Эти гармоники представляют собственные волны уравнения (2), их амплитуды могут существенно изменяться за счет взаимодействия на неоднородностях (1). Однако в случае малых возмущений $|(N-N_0)/N_0\ll 1|$ амплитуды этих волн слабо меняются на расстояниях порядка c/ω. Учитывая это обстоятельство, получим систему укороченных уравнений:

$$\begin{aligned}
&2i\,\frac{dA_n}{dx}+\frac{2n\,\Omega}{kv_{\text{гр}}}A_n+\delta B_{n+1}=0,\\
&-2i\,\frac{dB_{n+1}}{dx}+\frac{2(n+1)\,\Omega}{kv_{\text{гр}}}B_{n+1}+\delta^* A_n=0.
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь введены обозначения $x=kz$, $v_{\text{гр}}^{-1}=\dfrac{d}{d\omega}\left[\dfrac{\omega}{c}n(\omega)\right]=\dfrac{dk}{d\omega}$, $\delta=\dfrac{\omega_p^2}{c^2k^2}\dfrac{N_1}{N_0}$.

При этом возмущения диэлектрической проницаемости имеют вид

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}=\delta e^{i(2kz-\Omega t)}+\delta^* e^{-i(2kz-\Omega t)}. \tag{6}$$

Амплитуды $A_n\equiv E_{0n}$, $B_n\equiv E_{-1n}$ есть отраженная и падающая волны. Таким образом, как и следовало ожидать, на возмущениях типа (6) взаимодействуют соседние по Ω гармоники. Отыскивая решение (5) в виде $e^{i\gamma x}$, получим

$$\gamma_{1,2}=\frac{-\tau\pm i\sqrt{|\delta|^2-[1+4n(n+1)]\tau^2}}{2}, \quad \tau=\frac{\Omega}{kv_{\text{гр}}}. \tag{7}$$

Отсюда видно, что сильное отражение возможно лишь при превышении амплитудой решетки порогового значения: $|\delta|^2>[1+4n(n+1)]\tau^2$. Наименьшая величина порога при $n=0$ или $n=-1$

$$\gamma_{1,2}=\frac{-\tau\pm i\sqrt{|\delta|^2-\tau^2}}{2}. \tag{8}$$

При $|\delta|=0$, т.е. в отсутствие возмущений, $\gamma_1=\tau$, $\gamma_2=0$. Это означает, что корни (8) учитывают распространение волн модуляции с групповой скоростью $v_{\text{гр}}$. При $|\delta|^2>\tau^2$ возмущения настолько сильны, что вызывают отражение от решетки. Это условие можно переписать в виде

$$\frac{1}{\Omega^2}>\frac{1}{k^2|\delta|^2 v^2_{\text{гр}}}. \tag{9}$$

Учтем, что $L\sim 1/k|\delta|$ — расстояние, на котором волна испытывает существенное отражение [11]. Поэтому условие (9) имеет простой физический смысл. Заметное отражение от нестационарной решетки (1) возможно лишь в случае, когда последняя не меняется за время, необходимое радиосигналу для прохождения отражающего слоя.

Рассмотрим задачу об отражении. Амплитуда падающей волны при $x=0$ задана: $B(0)=E_0$, а амплитуда отраженной волны $A\to 0$ при $x\to\infty$. Это возможно, когда $|\delta|^2>\tau^2$. Получаем

$$B=E_0\exp\left[(-i\tau-\sqrt{|\delta|^2-\tau^2})\frac{x}{2}\right], \quad A=\frac{2i}{\delta^*}\frac{dB}{dx}. \tag{10}$$

Коэффициент отражения от решетки равен

$$R=\left.\frac{A}{B}\right|_{x=0}=\frac{\tau-i\sqrt{|\delta|^2-\tau^2}}{\delta^*}=\frac{\delta}{|\delta|}e^{-i\varphi}, \quad \operatorname{tg}\varphi=\frac{\sqrt{|\delta|^2-\tau^2}}{\tau}. \tag{11}$$

Таким образом, отражение является полным при $|\delta|^2>\tau^2$. Толщина отражающего слоя $L\sim\dfrac{1}{k\sqrt{|\delta|^2-\tau^2}}$. Это значит, что с увеличением частоты звука Ω при постоянной амплитуде решетки $|\delta|$ необходима все бо́льшая толщина слоя, способного вызвать заметное отражение.

Отметим, что в рассматриваемом случае полное поле записывается в виде

$$E(z,t)=A(z)e^{i[(\omega-\Omega)t+kz]}+B(z)e^{i(\omega t-kz)}, \tag{12}$$

т.е. отраженная волна имеет доплеровское смещение частоты, равное частоте звука Ω.

2. Отражение от неоднородной решетки. В реальной ситуации толщина отражающего слоя ограничена фактором неоднородности среды.

Величина коэффициента отражения в неоднородной среде, очевидно, зависит от соотношения толщины эффективно отражающего участка решетки вблизи точки точного резонанса и толщины, необходимой для полного отражения. Поскольку, как показано выше, отражение от неограниченной «однородной» решетки является полным, представляет интерес выяснить, какого «усиления» отраженной волны можно достигнуть в неоднородной решетке. Так как нестационарность решетки приводит, по существу, лишь к пороговым явлениям при отражении, рассмотрим далее для простоты случай неподвижной решетки ($\Omega=0$). Считаем также, что невозмущенная среда была однородной, а комплексная амплитуда возмущений δ в (6) слабо зависит от координат. Пусть эта зависимость задается в виде

$$\delta=\delta_0 \exp\left(i \int^{x} \Delta(\xi)\, d\xi\right) \tag{13}$$

и справедливы представления (6), (12) и уравнения (5) с $\Omega=0$.

Вместо системы (5) можно также исследовать одно уравнение для амплитуды отраженной волны $A(x)$ (индекс n при $\Omega=0$ опущен):

$$\frac{d^2A}{dx^2}-i\Delta(x)\frac{dA}{dx}-A\frac{|\delta|^2}{4}=0\,,\quad B(x)=-\frac{2i}{\delta}\frac{dA}{dx}\,. \tag{14}$$

Считаем далее, что Δ — вещественное число и, следовательно, изменяется только длина волны решетки.

Если положить $\Delta=\mathrm{const}$, то это будет означать, что резонанс не точный, волновой вектор $k_{\text{реш}}$ не совпадает с его резонансным значением $2k$:

$$k_{\text{реш}}=2k+k\cdot\Delta. \tag{15}$$

Рассматриваемый участок решетки находится, таким образом, в удалении от резонансной точки. Это удаление характеризуется соотношением величины отстройки от резонанса Δ и амплитудой решетки $|\delta|=|\delta_0|$. Решая, как и выше, задачу об отражении, получим

$$A(x)=RE_0\exp\left[\left(i\Delta-\sqrt{|\delta|^2-\Delta^2}\right)\frac{x}{2}\right],$$
$$R=\frac{\delta}{|\delta|}e^{i\varphi}\,,\quad \mathrm{tg}\,\varphi=\frac{\sqrt{|\delta|^4-\Delta^2}}{\Delta}\,. \tag{16}$$

Ситуация полностью аналогична описанной выше при отражении от нестационарной решетки. Отражение имеет место при превышении амплитудой решетки порога, определяемого теперь величиной расстройки Δ, т. е. при $|\delta|^2>\Delta^2$. Отражение от неограниченной решетки полное, однако толщина отражающего участка резко возрастает при амплитудах решетки, близких к пороговым значениям ($|\delta|\gtrsim\Delta$). Таким образом, если область, занятая решеткой, находится далеко от резонансной точки ($\Delta^2>|\delta|^2$), то ее влиянием на отражение можно пренебречь.

Рассмотрим теперь случай, когда точка $\Delta(x)=0$ находится внутри исследуемой области. Пусть резонансная точка $x=0$, а волновой вектор решетки $k_{\text{реш}}$ линейно зависит от координаты x ($x=kz$):

$$\Delta(x)=\mu x,\qquad k_{\text{реш}}=2k+\mu k^2 z=2k(1+z/H)\,,$$
$$\mu=\frac{2}{kH}=\frac{\lambda}{\pi H}\,,\quad \mu>0\,. \tag{17}$$

Здесь величина μ характеризует степень неоднородности решетки, H — расстояние, на котором период решетки существенно изменяется. Для функции $\Delta(x)$ вида (17) решение уравнения (14) для отраженной волны, удовлетворяющее граничному условию $A(x)\to 0$ при $x\to+\infty$, имеет вид

$$A(x) = Ce^{i\mu x^2/4} D_{-1-i|\delta|^2/4\mu}(\sqrt{-i\mu}\,)\,x\,. \tag{18}$$

Здесь $D_p(\xi)$ — функция параболического цилиндра [12].

Для получения необходимых асимптотик при $x\to\pm\infty$ мы воспользовались представлением функций $D_p(\xi)$ через вырожденную гипергеометрическую функцию $M(a,b;\xi)$ (формулы 19.3.7 и 19.12.3 в [12]),

$$D_p(\pm\xi)=\sqrt{\pi}\,2^{p/2}e^{-\xi^2/4}\left[\frac{M(-p/2,1/2;\xi^2/2)}{\Gamma(1/2-p/2)}\mp\right.$$
$$\left.\mp\sqrt{2}\xi\,\frac{M(1/2-p/2,3/2;\xi^2/2)}{\Gamma(-p/2)}\right], \tag{19}$$

и асимптотикой этой функции при больших значениях аргумента (формула 13.5.1 в [12]):

$$\frac{M(a,b;z)}{\Gamma(b)}\simeq\frac{e^{-i\pi a}z^{-a}}{\Gamma(b-a)}+\frac{e^z z^{a-b}}{\Gamma(a)},\quad -\frac{3}{2}\pi<\arg z\leqslant-\frac{\pi}{2}, \tag{20}$$

$\Gamma(a)$ — гамма-функция [12]. В частности, при $x\to+\infty$ решение (18) имеет асимптотику:

$$A(x)\simeq iCe^{-\pi|\delta|^2/8\mu}(i\mu)^{-1/2-i|\delta|^2/8\mu}$$
$$\times\, e^{i\mu x^2/2}x^{-1}x^{-i|\delta|^2/4\mu}\,. \tag{21}$$

Как и требуется, амплитуда отраженной волны стремится к нулю при $x\to+\infty$: отсутствует волна, падающая на решетку справа. Заметим, что из (14) следует выражением для амплитуды волны, распространяющейся в положительном направлении оси x (падающая волна):

$$B(x)=C\exp^{-i\mu x^2/4}\,2i/\delta(x)\sqrt{-i\mu}\,D_{-i|\delta|^2/4\mu}(\sqrt{-i\eta}\,x)\,. \tag{22}$$

Соответствующие асимптотические выражения при $|x|\to\infty$ имеют вид

$$B(\pm|x|)\simeq C(2i/\delta)\sqrt{-i\mu}\,e^{\mp\pi|\delta|^2/8\mu}(i\eta x^2)^{-i|\delta|^2/8\mu}\,. \tag{23}$$

Наконец, для амплитуды отраженной волны при $x\to-\infty$ справедливо следующее асимптотическое представление:

$$A(x)\simeq\pi\sqrt{2}\,C\,\frac{(-i\mu x^2/4)^{i|\delta|^2/8\mu}}{\Gamma(1+i|\delta|^2/8\mu)\Gamma(1/2+i|\delta|^2/8\mu)},$$
$$|x|\gg1,\quad x<0. \tag{24}$$

Воспользовавшись приведенными асимптотиками, получаем выражения для коэффициентов отражения R и прохождения V от неоднородной решетки, содержащей область точного резонанса ($|x|\to\infty$):

$$R(x)=\frac{A(-|x|)}{B(-|x|)}=\sqrt{\frac{\pi^2}{\mu}}\,\frac{\delta}{1+i}\,\frac{\exp(-\pi|\delta|^2/8\mu)}{\Gamma(1+i|\delta|^2/8\mu)\Gamma(1/2+i|\delta|^2/8\mu)}\times$$
$$\times(\mu x^2/2)^{i|\delta|^2/4\mu}; \tag{25}$$

$$V(x)=B(+|x|)/B(-|x|)=\exp(-\pi|\delta|^2/4|\mu|); \tag{26}$$

$$|R|^2=R\cdot R^*=1-\exp(-\pi|\delta|^2/2|\mu|). \tag{27}$$

Как и должно быть, $|R|^2+|V|^2=1$. Отметим, что выше решение получено в случае $\mu>0$. Можно показать, что выражения (26) и (27) справедливы и при $\mu<0$, надо лишь подставлять в эти выражения абсолютное значение $|\mu|$. Ясно также, что этот случай эквивалентен задаче об отражении рассматриваемой неоднородной решеткой волны, распространяющейся в отрицательном направлении оси x.

Отдельно можно выделить задачу об отражении от полупространства $x>0$, заполненного решеткой с неоднородным периодом вида (17). Поскольку для $A(x)$ и $B(x)$ и в этом случае справедливы выражения (18) и (22) соответственно, то коэффициент отражения R (без учета отражения от скачка ε на границе $x=0$; считается, что $\mu>0$) равен

$$R=\frac{\delta_0}{2i\sqrt{-i\mu}}\,\frac{D_{-1-i|\delta|^2/4\mu}(0)}{D_{-i|\delta|^2/4\mu}(0)}. \tag{28}$$

Учитывая, что $D_p(0)=\dfrac{\sqrt{\pi}\,2^{p/2}}{\Gamma(1/2-p/2)}$, можно привести это выражение к виду

$$R=\frac{1}{i}\sqrt{\frac{i\delta_0^2}{8\mu}}\,\frac{\Gamma(1/2+i|\delta|^2/8\mu)}{\Gamma(1+i|\delta|^2/8\mu)}. \tag{29}$$

При $|\delta|^2\gg 8\mu$, т.е. в случае слабой неоднородности, из (29) получаем

$$R=\delta_0/i|\delta| \tag{30}$$

— выражение, справедливое для однородной решетки [11, 13].

Модуль коэффициента отражения (29) нетрудно определить:

$$|R|^2=RR^*=\operatorname{th}\frac{\pi|\delta|^2}{8\mu}=\operatorname{th}\frac{\pi|\delta|^2}{16}kH=\operatorname{th}\frac{\pi^2|\delta|^2H}{8\lambda}. \tag{31}$$

Отметим, что в (27) и (31) при $\mu\to 0$ модуль коэффициента отражения стремится к 1. Это означает, что толщина слоя, необходимого для полного отражения решетки, становится меньше масштаба неоднородности H.

Для сравнения приведем также коэффициент отражения от слоя однородной решетки толщиной H:

$$R=\frac{\delta}{i|\delta|}\operatorname{th}\frac{|\delta|}{\mu}=\frac{\delta}{i|\delta|}\operatorname{th}\frac{|\delta|kH}{2}=\frac{\delta}{i|\delta|}\operatorname{th}\frac{\pi|\delta|H}{\lambda}. \tag{32}$$

Отсюда видно, что при малых амплитудах решетки $|\delta|\ll 1$ коэффициент отражения от не слишком толстых слоев мал:

$$|R|\sim|\delta|H/\lambda\lesssim 1. \tag{33}$$

Можно говорить при этом о «коэффициенте усиления» решетки, отвечающем за возрастание амплитуды отраженной от ионосферы волны. Как следует из (33), для ограниченной однородной решетки это усиление определяется множителем H/λ. В то же время для протяженной, но неоднородной решетки с переменным периодом вида (17) в аналогичной ситуации амплитудный коэффициент усиления порядка $(H/\lambda)^{1/2}$. Заметим, что из (16), (17) можно было бы оценить толщину резонансного слоя x_0 в виде

$$|\delta|\sim\Delta=\mu x_0,\qquad x_0\sim|\delta|/\mu, \tag{34}$$

и тогда усиление соответствовало бы (33).

Приведем некоторые оценки. Из результатов [4] следует, что возмущения электронной плотности, вызываемые звуковой волной в ионосфере, в пренебрежении диффузионным расплыванием по порядку величины $\Delta N/N\sim v/c_{зв}$, где $c_{зв}$ — скорость звука в ионосфере, v — амплитуда колебаний скорости в звуковых колебаниях.

Величину возмущений скорости v, вызываемых в ионосфере некоторым идеализированным точечным источником инфразвука мощности P, оценим с учетом сферической расходимости из соотношения $P \sim \rho v^2 c_{зв} 2\pi r^2$, где ρ — плотность среды в ионосфере, r — расстояние от источника до области возмущений. Зависимость плотности от высоты зададим по барометрическому закону $\rho = \rho_0 e^{-r/H}$ ($\rho_0 \sim 10^{-3}$ г/см^3, $H \sim 10^6$ см). При мощности $P \sim 1$ кВт на высоте $r \sim 100$ км отсюда получается $v \sim 0{,}1$ см/с ($c_{зв} \sim 3 \cdot 10^4$ см/с). Необходимо, однако, учитывать также поглощение звука [8]. На частоте ~ 1 Гц при указанных условиях это даст уменьшение v примерно еще на порядок. Таким образом, при мощности $P \sim 1$ кВт возмущение электронной плотности $\Delta N/N \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$. Примерно такого же порядка оказывается величина $|\delta|$, характеризующая отражение радиоволн от «элементов» решетки. Коэффициент усиления всей неоднородной решетки определяется, как показано выше, отношением H/λ. Длина радиоволны изменяется в ионосфере лишь вблизи точки отражения $\varepsilon \simeq 0$. Более существенна неоднородность самой рассматриваемой решетки, обусловленная изменением по высоте скорости звука и его длины волны. Профиль скорости звука в ионосфере приводится, например, в [14]. Скорость звука в ионосфере меняется в зависимости от высоты достаточно плавно в широких пределах (от 300 м/с до ~ 800 м/с). В связи с этим можно ожидать, что для любой заданной длины радиоволны найдется область высот, где выполнены резонансные условия. Важно, что толщина этой области может быть достаточно велика, а коэффициент усиления решетки, определяемый отношением H/λ, будет достигать значений $10-10^2$ и более. Следовательно, рассматриваемый эффект может быть существенным в эксперименте по изучению влияния акустических возмущений, создаваемых различными источниками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голицын Г. С., Кляцкин В. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1967, 3, № 10, с. 1044.
2. Ерущенков А. И., Довбня Б. В, Вершинин Е. Ф. — В сб: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца — М.: Наука, 1977, вып. 43, с. 147.
3. Пономарев Е. А., Ерущенко А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1773.
4. Павлов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 1, с. 19.
5. Ландсберг Г. С. Оптика. — М. Наука, 1976, с. 592, Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970, с. 648.
6. Альперович Л. С., Вугмейстер Б. О., Гохберг М. Б. и др. — ДАН СССР, 1983, 269, № 3, с. 573.
7. Marshall J. M., Peterson A. M, Barnes A. A. — Appl. Optics, 1972, 11, № 1, p. 108.
8. Голицын Г. С. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1961, № 6, с. 942.
9. Виленский И. М, Фрейман М. Е. В кн.: Распространение радиоволн и физика ионосферы. — Новосибирск: Наука, 1981, с. 17.
10. Лапин В. Г., Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 2, с. 154.
11. Плоткин В. В. — В сб: Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. — Новосибирск· ИГиГ СО АН СССР, 1975, с. 68.
12. Абрамовиц М., Стиган И Справочник по специальным функциям. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
13. Мареев Е. А., Немцов Б. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 971.
14. Харгривс Дж. К. Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982, с. 168.

Институт геологии и геофизики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
29 июля 1985 г.

RADIOWAVE RESONANCE SCATTERING IN THE ACOUSTICALLY DISTURBED IONOSPHERE

V. V. Plotkin, N. I. Izraileva

The resonance scattering of radiowaves by the inhomogeneous time-dependent «lattice» of the electron density is considered. This «lattice» appears as a result of the acoustical waves influence on the ionosphere. Reflection coefficients for the different lattices are obtained analytically.