ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXII, № 6 РАДИОФИЗИКА 1979

УДК 538 574 4

О РАССЕЯНИИ ВОЛН В СЛОЕ С НЕОДНОРОДНОСТЯМИ, ЛЕЖАЩЕМ НАД ЗЕРКАЛОМ

И. Т. Бубукин

В приближении метода малых возмущений рассматривается рассеяние наклонно падающей электромагнитной волны в слое с неоднородностями, лежащем над зеркалом. Получено выражение для вектора Пойнтинга рассеянного поля в случае, когда источник и точка наблюдения находятся в зоне Фраунгофера относительно облучаемого объема Для трехмерного изотропного спектра флуктуаций коэффициента преломления вычислены значения сечения обратного рассеяния на единицу объема Полученные результаты показывают, что учет влияния зеркала приводит к увеличению сечения рассеяния на углах, близких к надиру почти на четыре порядка. Из полученных соотношений также следует возможность получения экспериментальных данных о спектре флуктуаций коэффициента преломления в приповерхностном слое атмосферы

В теории рассеяния электромагнитных волн на флуктуациях показателя преломления атмосферы обычно рассматривается рассеивающий объем, расположенный в безграничном пространстве. Однако в некоторых прикладных задачах оказывается существенным влияние земной поверхности на диаграмму рассеяния и величину рассеянной мощности, например, при радиолокационных исследованиях приземного слоя атмосферы с самолетов и спутников.

В этой работе получено выражение для радиолокационного сечения рассеяния неоднородного слоя, лежащего над идеально отражающей поверхностью. Заметим, что вопрос о рассеянии плоской волны при нормальном падении в слое с неоднородностями, лежащем над зеркалом, рассмотрен в работе [1], где был отмечен эффект усиления рассеяния назад.

В данной работе показано, что этот эффект весьма существен при оценках сечения рассеяния на углах, близких к надиру. Из полученных соотношений также следует возможность получения экспериментальных данных о спектре флуктуаций коэффициента преломления в приповерхностном слое воздуха. Такие наблюдения могут быть осуществлены с помощью сканирования лучом самолетного локатора по углу места.

Поле в рассеивающей среде обычно представляется в виде $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 + \boldsymbol{E}_1$, где $\boldsymbol{E}_0$ — невозмущенное поле источника и $\boldsymbol{E}_1$ — поле рассеяния $(|\boldsymbol{E}_1| \ll |\boldsymbol{E}_0|)$. Тогда уравнение для поля рассеяния имеет вид [2]

$$\Delta \boldsymbol{E}_1 + k^2 \boldsymbol{E}_1 = -(k^2 \varepsilon_1 \boldsymbol{E}_0 + \operatorname{grad}(\boldsymbol{E}_0 \operatorname{grad} \varepsilon_1)), \tag{1}$$

здесь $\varepsilon_1(x, y, z)$ — случайные отклонения диэлектрической проницаемости $(\varepsilon_1 \ll 1)$.

Пусть отражающая поверхность находится на уровне $z = 0$, а рассеивающий слой между $z=0$ и $z=L_l$. Имеется источник с шириной диаграммы φ, причем начало координат выбрано в плоскости зеркала на оси диаграммы направленности источника. Тогда решением уравнения (1) будет

$$E_1(r) = \frac{k^2}{4\pi}\int\limits_V \left\{ \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|}\varepsilon_1(r')\,[n'[E_0 n']] - \right.$$

$$\left. - \frac{e^{ik|r-r'_-|}}{|r-r'_-|}\varepsilon_1(r')\,[n'_1[E_0 n'_1]]\right\} d^3 r',$$

$$H_1(r) = \frac{k^2}{4\pi}\int\limits_V \left\{ \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|}\varepsilon_1(r')\,[n' E_0] - \right. \tag{2}$$

$$\left. - \frac{e^{ik|r-r'_-|}}{|r-r'_-|}\varepsilon_1(r')\,[n'_1 E_0]\right\} d^3 r',$$

r — вектор из начала координат в точку наблюдения, r' и r'_- — вектор, направленный в элемент объема dV при интегрировании и его отражение относительно плоскости $z=0$, $n' = \dfrac{r-r'}{|r-r'|}$ — единичный вектор, направленный из точки рассеяния в точку наблюдения, $n'_1 = \dfrac{r-r'_-}{|r-r'_-|}$ — единичный вектор, направленный из отраженной точки рассеяния в точку наблюдения.

Интенсивность поля рассеяния определяется вектором Пойнтинга

$$\overline{S} = \overline{\frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}\,[E_1 H_1^*]}, \tag{3}$$

где E_1 и H_1^* определены выражением (2).

В качестве E_0 в (2) необходимо взять невозмущенное поле в области, облучаемой прямой и отраженной волнами. Запишем его в виде (поляризацию E_0 считаем параллельной плоскости зеркала)

$$E_0(r') = (A_0(r')\,e^{ik|R-r'|} - A_0(r')e^{ik|R_- - r'|})\,l_0, \tag{4}$$

l_0 — единичный вектор в направлении вектора E_0, R — вектор из начала координат в точку источника и R_- — его отражение от плоскости $z=0$.

Будем считать, что $A_0(r') \approx A_0(r'') \approx A_0$, т. е. объем облучается равномерно. Заменим единичные векторы n'_1, n'' и n''_1 на n' $(n'_1 \approx n''_1 \approx \approx n' \approx n'')$ с ошибкой $\dfrac{L_0}{r}$ [2], где L_0 — радиус корреляции флуктуаций ε. Пренебрежем штрихованными векторами по сравнению с r в амплитуде, а выражения в экспонентах разложим в ряд по малым параметрам $\left|\dfrac{r'}{r}\right|$, $\left|\dfrac{r'}{R}\right|$ и отбросим члены второго порядка малости (при условии $\sqrt{\lambda r} \gg L_0$). В процессе вычислений перейдем к спектральному представлению функции корреляции:

$$B_\varepsilon = \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi_\varepsilon\, e^{i\varkappa(r'-r'')}\, d^2\varkappa.$$

При вычислении интегралов было учтено, что спектр является четной функцией, и предполагалось, что он мало меняется на интервале волновых чисел $4\pi/L_l$. В результате выражение (3) примет вид

$$\overline{S} \approx \frac{c}{8\pi}\left(\frac{k^2}{4\pi}\right)^2 (2\pi)^3 n \frac{A_0^2 \sin^2\chi_0}{r^2} V \times$$
$$\times \left\{ \Phi_\varepsilon(-\boldsymbol{k}_\perp,\ k(n_z - m_z)) \left[2 + 2\frac{\sin[2k(n_z - m_z)L_l]}{2k(n_z - m_z)L_l} - \right.\right.$$
$$\left. - 2\frac{\sin(2km_z L_l)}{2km_z L_l} - 2\frac{\sin(2kn_z L_l)}{2kn_z L_l}\right] + \tag{5}$$
$$+ \Phi_\varepsilon(-\boldsymbol{k}_\perp,\ k(n_z + m_z)) \left[2 + 2\frac{\sin(2k(n_z + m_z)L_l)}{2k(n_z + m_z)L_l} - \right.$$
$$\left.\left. - 2\frac{\sin(2km_z L_l)}{2km_z L_l} - 2\frac{\sin(2kn_z L_l)}{2kn_z L_l}\right]\right\}.$$

Здесь $\boldsymbol{k}_\perp = k(\boldsymbol{m}_\perp - \boldsymbol{n}_\perp)$, $\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{r}}{r}$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения, $\boldsymbol{n}_\perp = \frac{\boldsymbol{r}_\perp}{r}$ — его компонента в плоскости зеркала, $\boldsymbol{m}_\perp = -\frac{\boldsymbol{R}_\perp}{R}$ — компонента в плоскости зеркала единичного вектора, направленного из источника в начало координат, $n_z = \frac{z_H}{r}$, $m_z = -\frac{z_n}{R}$ — компоненты этих векторов по оси z, V — объем слоя с неоднородностями, облучаемый прямой и отраженной волнами.

Как видно из формулы (5), рассеянная мощность содержит сумму нескольких компонент. Чтобы понять их смысл, рассмотрим уравнение (1). Из его правой части видно, что флуктуации диэлектрической проницаемости в присутствии поля облучения являются источниками рассеянного поля. Эти вторичные источники, так же как и основной, отражаются в зеркале. Таким образом, имеется два рассеивающих объема, каждый из которых облучается двумя источниками. Отсюда понятен смысл всех слагаемых в формуле (5): первые члены в квадратных скобках дают удвоение рассеивающего объема (некогерентная составляющая), все остальные элементы в (5) обусловлены интерференцией полей источников с полями их отражений (когерентная составляющая). Компоненты когерентной составляющей вида $2\frac{\sin(2k(n_z + m_z)L_l)}{2k(n_z + m_z)L_l}$ появляются при облучении обоих рассеивающих объемов одним источником и имеют максимум на угле зеркального отражения, члены $2\frac{\sin(2kn_z L_l)}{2kn_z L_l}$ — при облучении объемов разными источниками и компоненты $2\frac{\sin(2km_z L_l)}{2km_z L_l}$ обусловлены интерференцией поля основного источника с полем его отражения.

Физический смысл имеет только излучение в верхнюю часть пространства, над зеркалом. Первый член выражения в фигурных скобках дает только обратное рассеяние, второй — дает максимум на угле зеркального отражения (диаграмма рассеяния в плоскости зеркала остается без изменения). Отрицательные члены в (5) существенны только при малых углах скольжения $n_z, m_z \sim \frac{1}{4}\frac{\lambda}{L_l}$ $(L_l \gg \lambda)$. Таким образом, в верхней полуплоскости, если источник и наблюдатель не находятся вблизи поверхности зеркала, выражение (5) примет вид

$$\overline{S} \approx \frac{ck^4}{16} n \frac{A_0^2 \sin^2 \chi_0}{r^2} V \times$$
$$\times \left\{ 2\Phi_\varepsilon(-k_\perp, k(n_z - m_z)) + \Phi_\varepsilon(-k_\perp, k(n_z + m_z)) \times \right. \tag{6}$$
$$\left. \times 2\left[1 + \frac{\sin(2k(n_z + m_z)L_l)}{2k(n_z + m_z)L_l}\right] \right\}.$$

В частности для рассеяния назад $n_z = -m_z$ и ${}_{\perp} = -m_{\perp}$ получаем

$$\overline{S} \approx \frac{ck^4}{16} n \frac{A_0^2 \sin^2 \chi_0}{r^2} V \{ 2\Phi_\varepsilon(2k) + 4\Phi_\varepsilon(2k\sin\theta) \}, \tag{7}$$

где θ — угол падения (отсчитывается от z).

Формула (7) может быть использована для получения экспериментальных данных о спектре флуктуаций коэффициента преломления в приповерхностном слое. Кроме рассеяния назад, имеющегося и в свободном пространстве, появляется компонента, зависящая от угла падения θ. Таким образом, сканируя лучом локатора по θ, можно получить профиль спектра флуктуаций коэффициента преломления.

Из (7) легко получить численные оценки величины сечения рассеяния атмосферной турбулентности над поверхностью Земли. Сечение рассеяния назад на единицу объема, используемое в радиолокации, определяется как [2]

$$\eta = \frac{d\overline{S}\, n\, |r|^2}{\frac{c}{8\pi} |A_0|^2 dV} 4\pi$$

и имеет размерность $м^{-1}$.

Спектр показателя преломления принимался в виде [3]

$$\Phi_n(\varkappa) = \frac{0{,}033\, C_n^2 \exp\left[-\left(\frac{\varkappa H_0}{2\pi}\right)^2\right]}{\left[\varkappa^2 + \left(\frac{1}{H}\right)^2\right]^{11/6}},$$

H_0 и H — соответственно внутренний и внешний масштабы турбулентности. Величина C_n^2 ($см^{-2/3}$) характеризует интенсивность флуктуаций коэффициента преломления в рассеивающем объеме. В сантиметровом диапазоне средние значения $C_n \approx (1 \div 4) \cdot 10^{-7}$ $см^{-1/3}$. При вычислениях принималось $H_0 = 2$ *мм*, $H = 100$ *м* и $\lambda = 2$ *мм*. Результаты приведены в таблице.

Видно, что наблюдается резкая зависимость от угла. Сечение рассеяния изменяется на пять порядков. Таким образом, наличие зеркала резко увеличивает интенсивность рассеяния назад при наблюдениях на углах, близких к надиру.

В заключение заметим, что здесь рассмотрен случай гладкой зеркальной поверхности. Шероховатость реальных земных покровов может существенно повлиять на применимость полученных результатов.

Автор благодарит В. П. Докучаева за ценные советы и указания и К. С. Станкевича за обсуждение результатов.

Таблица

θ, *град*	5	15	25	35	45
η, $м^{-1}$	$3{,}1\cdot10^{-7}$	$4{,}5\cdot10^{-9}$	$4{,}8\cdot10^{-10}$	$8{,}5\cdot10^{-11}$	$2{,}0\cdot10^{-11}$

θ, *град*	55	65	75	85
η, $м^{-1}$	$5{,}9\cdot10^{-11}$	$2{,}2\cdot10^{-12}$	$1{,}1\cdot10^{-12}$	$7{,}9\cdot10^{-13}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Денисов, Изв. вузов — Радиофизика, **7**, № 2, 378 (1964).
2. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
3. R. L. Fante, Proc. IEEE, **63**, № 12, 1669 (1975).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 июня 1978 г.

WAVE SCATTERING IN A LAYER WITH INHOMOGENEITIES LYING ABOVE THE MIRROR

I. T. Bubukin

The scattering of an oblique incident electromagnetic wave in a layer with inhomogeneities lying above the mirror is considered in the approximation of small disturbances method. An expression has been obtained for the Poynting's vector of the scattering field in the case when the source and the observation point are in the Fraunhoffer zone relative to the object radiated Values of the section of the back scattering per unit-volume are calculated for three-dimensional isotropic spectrum of the reflection coefficient fluctuations. The results obtained show that if the influence of the mirror is taken into account this leads to the increase of the scattering section by angles close to the nadir by almost four order of magnitude. From the relations experimental data may be obtained on the fluctuation spectrum of the refraction coefficient in the near-surface layer of the atmosphere.