

УДК 537 876 23 551.510 52 . 621.371 24

РАССЕЯНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ НА ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТРОПОСФЕРЫ

А. В. Кукушкин, В. Д. Фрейлихер, И. М. Фукс

В приближении однократного рассеяния оценивается интенсивность сигнала за горизонтом, обусловленная рассеянием поля в объеме, находящемся в области геометрической тени относительно источника и приемника. Исследуется зависимость интенсивности от длины волны, расстояния и высоты расположения антенн. Полученные выражения качественно лучше согласуются с экспериментом, чем теория Букера — Гордона. Абсолютные уровни сигнала, рассеянного в затененной области тропосферы, в основном ниже, но в случае применения осиронаправленных антенн могут быть сравнимы с теми, что предсказывает теория Букера—Гордона.

Дальнее тропосферное распространение (ДТР) за счет переизлучения энергии электромагнитных волн неоднородностями показателя преломления известно еще с 40-х годов [1]. Однако до сих пор не имеется теоретического описания ДТР, полностью согласующегося с экспериментальными данными. С одной стороны, это связано со сложностью метеорологических процессов, происходящих в атмосфере, с другой стороны — со значительными математическими трудностями при решении задачи дифракции.

Простейшей теорией ДТР является теория однократного рассеяния, предложенная впервые Букером и Гордоном [2] и развитая впоследствии для колмогоровского спектра турбулентности [3]. Эта теория учитывает рассеяние неоднородностями, находящимися в области, образованной пересечением диаграмм направленности приемной и передающей антенн.

Средняя интенсивность I_0 , нормированная на интенсивность в свободном пространстве $I_{сн}$, выражается следующим образом [2]:

$$J_0 \equiv I_0/I_{сн} = 16\sigma_0 V/L^2, \quad (1)$$

где V — эффективный рассеивающий объем, L — расстояние между приемником и передатчиком.

Эффективное сечение рассеяния σ_0 из единичного объема в единичный телесный угол определяется выражением

$$\sigma_0 = (\pi k^4/2) \Phi_s(\mathbf{q}), \quad (2)$$

где \mathbf{q} — вектор рассеяния, а $\Phi_s(\mathbf{q})$ — спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$, введенная преобразованием Фурье от корреляционной функции,

$$\Phi_s(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\rho \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}) \delta\varepsilon(\mathbf{r} + \rho) \rangle e^{-i\mathbf{q}\rho}.$$

В выражении (2) вектор рассеяния имеет компоненты $q_x = q_y = 0$, $q_z = 2k \sin \theta/2$, где x, y — координаты вдоль поверхности Земли, а z —

по нормали к ней, $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны, ϑ — угол рассеяния. Для инерционного интервала спектра турбулентности σ_0 определяется соотношением

$$\sigma_0 = 0,052 k^{1/3} C_\epsilon^2 (2 \sin \vartheta/2)^{-11,3}, \quad (3)$$

где C_ϵ — структурная постоянная

Теория Букера—Гордона достаточно хорошо описывает дистанционную зависимость рассеянного поля и уровни слабой компоненты принимаемого сигнала. Однако есть факторы, которые в большинстве наблюдений не согласуются с этой теорией, например зависимость от длины волны, от угла возвышения, интегральное распределение амплитуды сигнала [4, 5]. В настоящей работе оценивается интенсивность сигнала за горизонтом, обусловленная рассеянием поля в объеме, находящемся в области геометрической тени относительно источника и приемника.

Рассмотрим случай нормальной рефракции, когда модифицированная диэлектрическая проницаемость тропосферы $\epsilon_M(x, y, z) = \epsilon(x, y, z) + 2z/R$ (R — радиус Земли) в среднем является линейной функцией высоты над поверхностью:

$$\epsilon_M(x, y, z) = \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(x, y, z), \quad \epsilon_0(z) = 2z/a.$$

Здесь $\delta\epsilon(x, y, z)$ — случайная функция координат, $\langle \delta\epsilon \rangle = 0$, a — эквивалентный радиус Земли.

Определим среднюю интенсивность рассеянного сигнала [1] через множитель ослабления W , введенный Фоком [6]:

$$J \equiv I/I_{c.u} = \langle |W|^2 \rangle.$$

Множитель ослабления можно представить в виде $W = W_0 + W_1$, где W_0 является решением уравнения

$$2ik \frac{\partial W_0}{\partial x} + \frac{\partial^2 W_0}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 W_0}{\partial y^2} + k^2(\epsilon_0(z) - 1)W_0 = 0,$$

а W_1 в борновском приближении определяется выражением

$$W_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -k^2 \int_{x_0}^L dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_0^{\infty} dz' G(L - x', y, z; y', z') \times \\ \times \delta\epsilon(x', y', z') W_0(x' - x_0, y', z'; y_0, z_0), \quad (4)$$

где \mathbf{r}, \mathbf{r}_0 — координаты приемника и излучателя, $\mathbf{r} = \{L, y, z\}$, $\mathbf{r}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$. Положим далее $x_0 = 0$, $y = y_0 = 0$.

Для рассмотрения рассеяния дифракционного поля в области тени сраничим объем интегрирования неравенствами

$$z' < \min \left\{ \frac{(x - \Delta x_0)^2}{2a}, \frac{(L - x - \Delta x)^2}{2a} \right\}, \\ \Delta x_0 < x < L - \Delta x, \quad (5)$$

где $\Delta x_0 = \sqrt{2az_0}$, $\Delta x = \sqrt{2az}$. Заметим, что теория Букера и Гордона учитывает рассеяние только в освещенной области, ограниченной неравенством

$$z' > \max \left\{ \frac{(x - \Delta x_0)^2}{2a}, \frac{(L - x - \Delta x)^2}{2a} \right\}.$$

Функцию Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в (4) можно выразить через множитель ослабления,

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = [4\pi(x - x')]^{-1} W_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (6)$$

который в области тени представляется в виде ряда нормальных волн (см. [6], стр. 249):

$$W_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -2e^{i\tau_1/4} \left(\frac{\pi m(x - x')}{a} \right)^{1/2} \frac{m}{k} \times \\ \times \exp \left[i \frac{k}{2} \frac{(y - y')^2}{x - x'} \right] \sum_n \exp \left(i q_n \frac{x - x'}{2k} \right) \frac{\chi_n(z) \chi_n(z_0)}{N_n}, \quad (7)$$

где q_n — комплексные постоянные распространения,

$$q_n = \frac{k^2}{m^2} \tau_n e^{i\tau/3}, \quad \tau_n \simeq \left[\frac{3}{2} (n - 1/4) \pi \right]^{2/3},$$

$$m = \left(\frac{ka}{2} \right)^{1/3}, \quad N_n = -\frac{m}{k} 4 \sqrt{\tau_n} e^{-i\tau/3}.$$

Высотные функции $\chi_n(z)$ удовлетворяют уравнению

$$\frac{d^2 \chi_n}{dz^2} + [k^2(\varepsilon_0(z) - 1) - q_n] \chi_n = 0$$

и граничным условиям

$$\chi_n(z = 0) = 0, \quad \frac{d}{dz} \arg \chi_n(z) > 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty.$$

Для случая нормальной рефракции $\chi_n(z)$ выражается через функцию Эйри (см. [6], Приложение), $\chi_n(z) \equiv \omega_1(t_n - \mu z)$, где $\mu = k/n$, $t_n = q_n/\mu^2$.

Подставим (6) и (7) в (4) и учтем в двойной сумме по модам только не осциллирующие с дистанцией диагональные слагаемые. Интегрируя в (4) по dy и предполагая статистическую однородность флуктуаций показателя преломления и их изотропность в плоскости x, y , для интенсивности рассеянного поля в n -м моде $\langle |W_1|^2 \rangle_n$ можно получить выражение

$$\langle |W_1|^2 \rangle_n = 2m(\pi k)^2 / (aL) \times F(z, z_0) \exp \left(-\frac{mL}{a} \tau_n \sqrt{3} \right) \times \\ \times \int_0^{L/2} dx [(x - \Delta x_0)^2 + (L - x - \Delta x)^2] \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz \Phi_3(0, x_y, x_z) \times \\ \times |V_n(x_z, x)|^2, \quad (8)$$

где $F(z, z_0) = m^2/k^2 |\chi_n(z)\chi_n(z_0)|^2 / |N_n|^2$ — множитель, описывающий зависимость средней интенсивности рассеянного поля от высоты, $L_1 = L - \Delta x - \Delta x_0$.

Функция $V_n(x_z, x)$ имеет смысл коэффициента перерасеяния из n -го мода в n -й на неоднородностях с масштабом $l_z = 2\pi/\kappa_z$ и определяется выражением

$$V_n(x_z, x) = \frac{1}{N_n} \int_0^{x/2a} dz \exp(ix_z z) \chi_n^2(z). \quad (9)$$

При $\kappa_z < k/m\tau_n$ и $L \gg a/m\sqrt{\tau_n}/2$ для $V_n(\kappa_z, x)$ из (9) следует асимптотическое разложение

$$V_n(\kappa_z, x) \simeq V_n(\kappa_z) = 1 + \frac{i}{3} \left(\frac{\kappa_z m \tau_n}{k} \right) e^{i\pi/3} + O\left(\frac{m\tau_n \kappa_z}{k}\right)^2,$$

которое определяет вклад нерезонансного рассеяния на неоднородностях, имеющих вертикальные масштабы l_z , большие, чем максимальный характерный масштаб $m\tau_n/k$ осцилляций $\chi_n^2(z)$.

При $k\tau_n^2/m \ll \kappa_z \leq 2kx/a$ в $V_n(\kappa_z, x)$ основной вклад дает точка стационарной фазы подынтегральной функции в (9): $z_0 = \frac{m}{k} \left(\frac{\tau_n}{2} + \left(\frac{\kappa_z m}{2k} \right)^2 \right)$.

В этом случае происходит резонансное рассеяние n -го мода на высоте z_0 , на которой масштаб осцилляций $\chi_n^2(z)$ равен вертикальному масштабу неоднородностей, и для $V_n(\kappa_z, x)$ имеем выражение

$$V_n(\kappa_z, x) \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{k}{m\kappa_z \tau_n} \right)^{1/2} f \left\{ \frac{1}{4\sqrt{\kappa_z}} \left(\frac{m}{k} \right)^{3/2} \left[\left(\frac{2kx}{a} \right)^2 - \kappa_z^2 \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(i \frac{\pi}{12} - i \frac{\kappa_z m}{k} t_n \right) \exp \left(-i \kappa_z^3 m^3 / 12k^3 \right), \quad (10)$$

где $f(z) = \int_{-\infty}^z d\xi e^{i\xi^2}$.

При $\kappa_z > 2kx/a$ основной вклад в интеграл $V_n(\kappa_z, x)$ дает верхний предел:

$$V_n(\kappa_z, x) \simeq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{2m\kappa_x}} \exp \left[i \frac{\pi}{12} - \frac{2mx}{a} t_n - i \frac{2}{3} \left(\frac{mx}{a} \right)^3 \right] \times \\ \times f \left\{ \frac{1}{4\sqrt{\kappa_z}} \left(\frac{m}{k} \right)^{3/2} \left[\left(\frac{2kx}{a} \right)^2 - \kappa_z^2 \right] \right\}. \quad (11)$$

Это выражение соответствует нерезонансному рассеянию на неоднородностях с масштабами $l_z < a\pi/kx$.

Подставим в (8) асимптотики (10), (11) для $V_n(\kappa_z, x)$ и зададим спектр флуктуаций показателя преломления $\Phi_\varepsilon(\mathbf{x})$ выражением

$$\Phi_\varepsilon(\mathbf{x}) = \frac{0,063 \langle (\delta\varepsilon)^2 \rangle L_z L_\perp^2}{(1 + \kappa_\perp^2 L_\perp^2 + \kappa_z^2 L_z^2)^{1/6}}, \quad (12)$$

где $\kappa_\perp = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$. Такой спектр учитывает конечность внешних масштабов по вертикали (L_z) и в горизонтальной плоскости (L_\perp) и анизотропию неоднородностей $\alpha = L_z/L_\perp \neq 1$.

Тогда, учитывая, что при $L \gg a/m\tau_n$ (для сантиметровых радиоволн $a/m\tau_n \sim 10$ км) основной вклад в рассеяние дают мелкомасштабные неоднородности с $\kappa_z \gg k/m\tau_n$, и, принимая во внимание, что $m\tau_n \gg 1$, для средней интенсивности рассеянного поля J_\perp получим выражение

$$J_\perp \simeq \langle |W_1|^2 \rangle_1 \simeq \frac{\pi^3 0,55 C_\varepsilon^2 \alpha^{-5/3}}{12\tau_n^3} \left(\frac{a}{2} \right)^{1/3} k^{-1/3} \times \\ \times \left(\frac{L_1}{a} \right)^{-8/3} F(z, z_0) \exp \left(-\frac{m\xi}{a} \tau_n \sqrt{3} \right), \quad (13)$$

где $\xi = \sqrt{2a}(\sqrt{z} + \sqrt{z_0})$. Здесь учтем вклад лишь первого мода с $n=1$, так как вклад модов высших номеров n убывает, как n^{-2} .

В отличие от формулы (1) зависимость интенсивности J_d от высоты z входит не только через угол рассеяния $\vartheta = L_1/a$, но и через высотную функцию $\chi_n(z)$. В области высот $z \ll L^2/2a$ и дистанций $L \gg a\sqrt{(\tau_n/2)}m^{-1}$ угол рассеяния ϑ можно считать не зависящим от высоты, т. е. $\vartheta \sim L/a$, тогда зависимость J_d от z определяется множителем $\exp(- (m/a)\sqrt{2az} \tau_1 \sqrt{3}) |\chi_1^2(z)|$. Подставляя в (13) асимптотики $\chi_n(z)$, получим при $z_0 \gg m\tau_n/2k$: $J_d(z, \lambda) \sim \lambda^{2/3}z^2$, при $z \ll m/k\sqrt{\tau_n}$, и $J_d(z, \lambda) \sim \lambda z^{-1/2}$, при $z \gg m\tau_n/2k$, а при $z \sim m\tau_n/2k$ функция $J_d(z, \lambda)$ имеет максимум, в котором величина $|\chi_n^2(z)|$ порядка единицы.

Отметим, что в большинстве экспериментальных зависимостей $J \sim \lambda^m$ степень m оказывается заключенной в интервале $0,7 < m < 1,4$ [4].

Рассмотрим случай высокорасположенных антенн ($z, z_0 > m\tau_n/2k$) и сравним интенсивность рассеянного дифракционного поля J_d с интенсивностью J_0 , рассчитанной по формуле (1) для спектра, определенного выражением (12). Выделяя в (13) эффективное сечение рассеяния с учетом анизотропии $\sigma_d = 0,052 C^2 k^{1/3} \alpha^{-8/3} (2 \sin \vartheta/2)^{-11/3}$, можно представить интенсивность рассеянного дифракционного поля в виде, аналогичном (1), $J_d = 16\sigma_d V_d / L^2$, где V_d — эквивалентный рассеивающий объем, определяемый соотношением

$$V_d = \frac{0,0087 \pi^3 L^3 \alpha}{16m\tau_1^4 k \sqrt{z z_0}}. \quad (14)$$

Рассеяние дифракционного поля происходит в нижних слоях тропосферы, где величина дисперсии флуктуаций показателя преломления значительно больше, чем в освещенной области и анизотропия является более выраженной. Это приводит к тому, что сечение рассеяния дифракционного поля σ_d может на несколько порядков превышать σ_0 . Для остронаправленных антенн с шириной главного лепестка диаграммы направленности $\beta < L/a$ рассеивающий объем в формуле (1) определяется выражением $V \sim L^2 a \beta^2 \beta_0 / 8$, т. е. увеличивается пропорционально квадрату дистанции L . Дифракционный рассеивающий объем пропорционален L^3 , что позволяет ожидать превышения интенсивности J_d над J_0 на расстояниях $L > L_0$, где L_0 определяется выражением $L_0 = 34,74 \tau_1^4 a m^2 \beta^2 \beta_0 \sigma_0 / \sigma_d$.

Положим $\lambda = 3$ см, $z = z_0 = 15$ м, $\beta = \beta_0 = 0,1^\circ$ и $\sigma_0 / \sigma_d = 10^{-2}$, при этом $L_0 \sim 300$ км. На рис. 1 приведены для сравнения дистанционные зависимости средней интенсивности рассеянного дифракционного поля J_d (сплошная кривая) и интенсивности J_0 , рассчитанной по формуле (1) (пунктир), для двух значений $\beta = 0,1^\circ$ и $0,2^\circ$. При этом принимались следующие значения параметров: $\lambda = 3$ см, $z = z_0 = 15$ м, $C_{\varepsilon_d}^2 = 10^{-12}$ см $^{-2/3}$, $C_{\varepsilon_0}^2 = 10^{-14}$ см $^{-2/3}$, $\alpha = 0,05$.

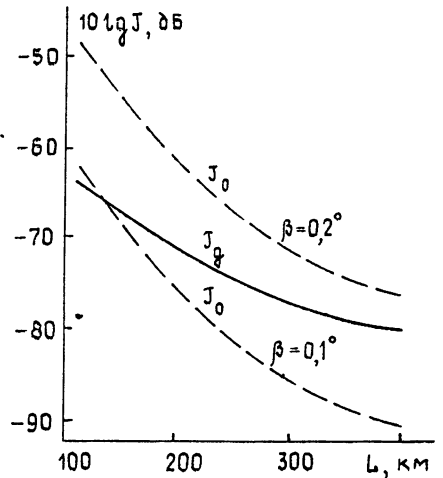


Рис. 1.

Как видно из рис. 1, в случае остронаправленных антенн основной вклад в интенсивность сигнала может давать рассеяние дифракционно-го поля в области глубокой тени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Введенский Б. А., Аренберг А. Г.—УФН, 1943, 26, вып. 1
2. Booker Н., Gordon W.—Proc IRE, 1950, 38, № 4, p 401
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере — М. Наука, 1967, с 548
4. Шур А. А. Характеристики сигнала на тропосферных радиолниях — М. Связь, 1972, с 105
5. Калипин А. И., Троицкий В. Н., Шур А. А.—В сб. Распространение радиоволн /Под ред. М. А. Колосова, Н. А. Арманда, Б. З. Каценеленбаума, А. В. Соколова.— М.: Наука, 1975, с 127
6. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн — М. Сов. радио, 1972, с 518

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
26 июля 1982 г

SCATTERING OF A DIFRACTED WAVE FIELD BY TURBULENT REFRACTIVE INDEX INHOMOGENEITIES OF THE TROPOSPHERE

A. V. Kukushkin, V. D. Freiliker, I. M. Fuks

The single-scatter approximation is used to evaluate the trans-horizon signal intensity due to scattering of a diffracted wave field in an inhomogeneous volume off the «direct visibility» line from both the transmitter and the receiver sites. As has been found, a sufficiently high degree of anisotropy in the refractive index fluctuations near the earth surface can result in a contribution to the signal intensity due to the «diffractive scatter» comparable in size with the contribution of a «normal» troposcatter from the illuminated part of the troposphere. The wavelength and antenna height dependences of the signal strength at the reception site which are predicted in this paper are in a better agreement with experiment than those of the Booker—Gordon type theories.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т. 59, вып. 3, 1982 г.

(Окончание)

Шоломицкий Г. Б., Маслов И. А., Гроздилов В. М. Субмиллиметровое пропускание атмосферы в Шорбулаке, восточный Памир.

В период январь—март 1977 г количество осажженной воды в Шорбулаке на высоте 4350 м составило (все данные относятся к безоблачному времени). среднее за 1976 г 2,70 мм, среднее за 9 зимних месяцев 1,44 мм, наименьшее среднемесячное 0,85 мм (январь 1977 г), минимальное наблюдавшееся значение 0,27 мм (февраль 1977 г) Калибровка этих оценок, полученных из данных аэрологического зондирования по нашим наблюдениям субмиллиметрового излучения Солнца, показывает, что в зимнее время бывают месяцы, когда среднее значение пикового пропускания атмосферы в окнах прозрачности около 0,4 мм составляет в зените не менее 40%, и отдельные дни, когда оно может достигать 80%.