

П.А. Бакут, С.В. Шульц

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПЛОСКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ
ТОЧЕЧНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛОВЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ
НА ЛОКАЦИОННОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ТРАССЕ**

Показано, что корреляция встречных волн при двукратном прохождении излучения через одни и те же неоднородности турбулентной атмосферы приводит к смещению оценки углового положения отражателя. Получено приближенное аналитическое выражение для этого смещения. Показано, что усиление обратного рассеяния сопровождается увеличением смещения оценки.

Известно [1–3], что корреляция встречных волн при двукратном прохождении излучения через одни и те же неоднородности на локационной турбулентной трассе приводит к эффектам усиления обратного рассеяния и удвоению дисперсии флуктуаций фазы отраженной волны. В данной статье будет показано, что при сдвиге отражателя с оси диаграммы направленности излучателя корреляция встречных волн вызывает смещение оценки углового положения отражателя.

Для вычисления комплексной амплитуды поля воспользуемся фазовым приближением обобщенного метода Гюйгенса – Кирхгофа, в котором функция Грина, описывающая поле точечного источника, задается в виде $G = G_0 \exp(i\psi)$, где ψ – случайный фазовый набег, имеющий гауссовское распределение с нулевым средним значением; G_0 – невозмущенная функция Грина, определяемая уравнением Гельмгольца

$$\Delta G_0 + k^2 G_0 = \delta(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}), \quad (1)$$

где Δ – оператор Лапласа; k – волновое число.

Рассмотрим сначала случай, когда излучающая и приемная апертуры совмещены. Введем угловую координату $\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\rho}/z$, где $\boldsymbol{\rho}$ – радиус-вектор в плоскости изображения; z – расстояние от плоскости приемной апертуры до плоскости изображения. Комплексную амплитуду поля на излучающей апертуре представим в виде $U(\mathbf{r}) = U \exp[i\varphi(\mathbf{r})]$, где U – амплитуда поля; $\varphi(\mathbf{r})$ – случайное фазовое распределение, учитывающее частичную пространственную когерентность излучаемой волны. Предполагается, что $\varphi(\mathbf{r})$ имеет гауссовское распределение вероятности с нулевым средним значением. Тогда, в приближении френелевской дифракции и с учетом теоремы взаимности для функции Грина [4], распределение средней интенсивности в плоскости изображения имеет вид

$$\begin{aligned} \langle I(\boldsymbol{\theta}) \rangle = & \left(\frac{k}{2\pi} \right)^6 \frac{K_0 U^2}{L^4 z^2} \iiint \iiint W_n \left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2} \right) \bar{W}_n^* \left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2} \right) \times \\ & \times W \left(\mathbf{R}' + \frac{\mathbf{r}'}{2} \right) W^* \left(\mathbf{R}' - \frac{\mathbf{r}'}{2} \right) \exp \left\{ ik \left[\mathbf{r} \left(\frac{\mathbf{R}}{L} - \boldsymbol{\theta}_0 \right) - \mathbf{r}' \left(\boldsymbol{\theta} + \boldsymbol{\theta}_0 \right) \right] - \right. \\ & - \frac{1}{2} \left[D_\varphi(\mathbf{r}) + D_\psi(\mathbf{r}) + D_\psi(\mathbf{r}') + \sum_{i,j=1}^2 (-1)^{i+j} D_\psi \times \right. \\ & \left. \left. \times \left(\mathbf{R} - \mathbf{R}' + \frac{(-1)^i}{2} \mathbf{r} + \frac{(-1)^j}{2} \mathbf{r}' \right) \right] \right\} d\mathbf{r}' d\mathbf{R} d\mathbf{r} d\mathbf{R}', \quad (2) \end{aligned}$$

где K_0 – коэффициент, учитывающий свойства поверхности отражателя; L – длина трассы; $W_n(\cdot)$ и $W(\cdot)$ – функции пропускания соответственно излучающей и приемной апертур; $D_\varphi(\cdot)$ и $D_\psi(\cdot)$ – структурные функции фазовых распределений $\varphi(\mathbf{r})$ и $\psi(\mathbf{r})$; $\boldsymbol{\theta}_0 = \boldsymbol{\rho}_0/L$ – вектор угловых координат отражателя; $\boldsymbol{\rho}_0$ – вектор поперечного сдвига отражателя с оси диаграммы направленности излучателя.

Если в пределах апертур укладывается не более одного пятна когерентности, то для аппроксимации структурных функций можно использовать квадратичную зависимость: $D_\varphi(\mathbf{r}) = r^2 / \rho_\varphi^2$, $D_\psi(\mathbf{r}) = r^2 / \rho_\psi^2$, где ρ_φ и ρ_ψ – радиусы когерентности соответственно поля на излучающей апертуре и поля, распространяющегося в турбулентной атмосфере.

Интеграл (2) может быть аналитически вычислен при гауссовской аппроксимации функций пропускания $W_n(\mathbf{r}) = \exp(-\pi r^2/S_n)$, $W(\mathbf{r}) = \exp(-\pi r^2/S)$, где S_n и S — площади излучающей и приемной апертур.

При таких аппроксимациях выражение для средней интенсивности при совмещенных апертурах имеет вид

$$\langle I(\theta) \rangle = \left(\frac{k}{\pi z} \right)^2 \frac{K_0 U^2 \Omega_n^2 \Omega^2 Q}{[1 + 2(l + \Omega_n^2)](1 + 2n) + 2m} \exp \left\{ - \frac{5\mu [1 + 2(l + m + \Omega_n^2)] [\theta + \theta_0(1 - q)]^2}{\theta_0^2 \{ [1 + 2(l + \Omega_n^2)](1 + 2n) + 2m \}} \right\}, \quad (3)$$

где $\Omega_n = kS_n/2\pi L$ и $\Omega = kS/2\pi L$ — параметры Френеля для излучающей и приемной апертур; $l = S_n/\pi r_\psi^2$ — число пятен когерентности в распределении интенсивности излучаемой волны; $m = S_n/\pi r_\psi^2$ и $n = S/\pi r_\psi^2$ — число пятен когерентности на излучающей и приемной апертурах для волны, прошедшей через турбулентную среду; $\mu_n = k^2 S_n \theta_0^2 / 4\pi$ и $\mu = k^2 S \theta_0^2 / 4\pi$ — отношение телесного угла, соответствующего поперечному сдвигу отражателя, к телесному углу дифракционной расходимости соответственно для излучающей и приемной апертур; $Q = \exp \left[- \frac{4\mu_n}{1 + 2(l + m + \Omega_n^2)} \right]$ — множитель, характеризующий ослабление средней интенсивности изображения при сдвиге отражателя с оси диаграммы направленности излучателя; $q = \frac{2m}{1 + 2(l + m + \Omega_n^2)}$ — смещение оценки углового положения отражателя.

В случае, когда центры излучающей и приемной апертур разнесены на расстояние $d > l_0$, где l_0 — внутренний масштаб турбулентности, последний член в показателе экспоненты (2), содержащий двойную сумму и описывающий корреляцию встречных волн, равен нулю и распределение средней интенсивности имеет вид

$$\langle I'(\theta) \rangle = \left(\frac{k}{\pi z} \right)^2 \frac{K_0 U^2 \Omega_n^2 \Omega^2 Q}{[1 + 2(l + m + \Omega_n^2)](1 + 2n)} \exp \left[- \frac{4\mu (\theta + \theta'_0)^2}{\theta_0^2 (1 + 2n)} \right], \quad (4)$$

где $\theta'_0 = \theta_0 + \mathbf{d}/L$, то есть при распространении излучения через различные неоднородности оценка углового положения отражателя является несмещенной.

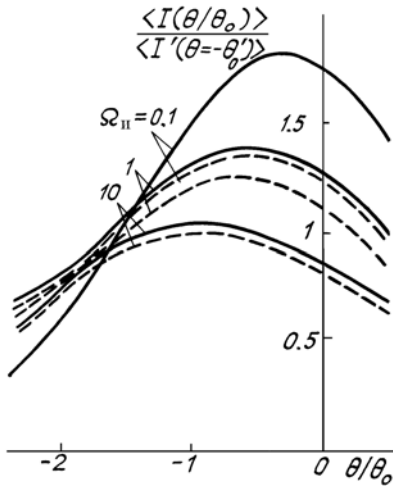


Рис. 1

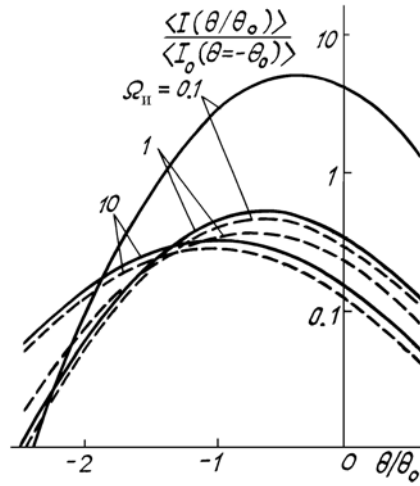


Рис. 2

На рис. 1 и 2 показаны соответственно одномерные распределения $\langle I(\theta/\theta_0) \rangle / \langle I'(\theta = -\theta'_0) \rangle$ и $\langle I(\theta/\theta_0) \rangle / \langle I_0(\theta = -\theta_0) \rangle$ ($I_0(\theta)$ — распределение интенсивности для волн, распространяющихся в однородной среде при $\mu = 0,3$ (рис. 1) и $\mu_n = \mu = 1,2$ (рис. 2), $m = n = 1$ для когерентного ($l = 0$, сплошная линия) и частично когерентного ($l = 1$, штриховая линия) излучаемых полей. Из рисунков видно, что усиление обратного рассеяния сопровождается увеличением смещения оценки углового положения отражателя. Выражение для фактора усиления N имеет вид

$$N = \frac{1 + 2(l + \Omega_n^2)}{[1 + 2(l + \Omega_n^2)](1 + 2n) + 2m} \exp \frac{8\mu m}{[1 + 2(l + \Omega_n^2)] [1 + 2(l + m + \Omega_n^2)]}, \quad (5)$$

из которого следует, что существует некоторое пороговое значение μ_n^* такое, что при $\mu_n > \mu_n^*$ значение N начинает быстро возрастать, то есть максимум распределения средней интенсивности в случае турбулентной среды спадает гораздо медленнее, чем в случае однородной среды.

1. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. //УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501.
2. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
3. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 270 с.
4. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 407 с.

Научное производственное объединение «Астрофизика»,
Москва

Поступила в редакцию
27 июня 1991 г.

P. A. Bakut, S. V. Shults. Intensity Distribution over the Image of a Point Reflector Having an Arbitrary Angular Position with Respect to a Sounding Path in the Turbulent Atmosphere.

It is shown that correlation between the incident and reflected waves propagating through the same inhomogeneities of turbulent atmosphere causes the bias of estimate of the reflector's angular position. An approximate analytical expression for this bias is obtained. It is shown that an increase of backscattering results in an increase of the bias of the estimate.