Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 3, 189—192 (1983)

УДК 621.373.826:535.3

К ИЗМЕРЕНИЮ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТОВОГО ИСТОЧНИКА

Г. Е. РЫЛОВ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 26 мая 1982 г.)

Во френелевском приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа рассмотрена задача определения угла прихода излучения, прошедшего через неоднородную среду распространения. Отличие измеряемого угла прихода когерентного излучения от фигурирующего в аналитическом представлении мгновенной амплитуды электромагнитного поля на апертуре приемника для реальных условий распространения в атмосфере оказывается незначительным.

Для определения угла прихода оптического излучения, прошедшего через неоднородную среду, в задачах слежения, навигации и связи, а также исследования турбулентных свойств атмосферы измеряется смещение максимума распределения интенсивности фокального пятна регистрирующей оптической системы относительно невозмущенного положения [1].

Для описания распределения интенсивности фокального пятна рассмотрим поле $U(\xi)$ на входном зрачке, которое в плоскости ρ на расстоянии z за приемной линзой во френелевском приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа с точностью до несущественного в настоящей работе множителя создает поле [2]

$$U(\rho, z) = \int_{\Sigma} U(\xi)\, h(\xi) \exp\left[\frac{ik}{2z}(\rho-\xi)^2\right] d\xi. \tag{1}$$

Интегрирование производится по апертуре, $h(\xi) = \exp(-i\gamma\xi^2)$ — передаточная функция линзы по Вандер-Люгту, $\gamma = k/2F$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, F — фокусное расстояние.

В фокальной плоскости $(z = F)$ поле определяется преобразованием Фурье функции $U(\xi)$, а распределение интенсивности есть

$$I(\rho, F) = \iint_{\Sigma} U(\xi_1)\, U^*(\xi_2) \exp[-2i\gamma\rho(\xi_1-\xi_2)]\, d\xi_1 d\xi_2. \tag{2}$$

В экспериментах угол прихода излучения, прошедшего неоднородную среду, как уже было сказано выше, определяется по координате ρ' экстремума функции (2):

$$\left.\frac{dI(\rho, E)}{d\rho}\right|_{\rho=\rho'} = 0. \tag{3}$$

Представим поле на приемной апертуре в виде (см., например, [3])

$$U = U(\xi) \exp\{i[\alpha(\xi) + k\beta\xi]\}. \tag{4}$$

Здесь $\alpha(\xi)$ описывает мелкие фазовые искажения и при достаточно широких условиях может считаться нормальным стационарным случайным процессом с нулевым средним [1, 4], β — угол наклона волнового фронта. В отсутствие амплитудных искажений измеренное по смещению максимума интенсивности фокального пятна значение угла прихода излучения $\beta' = \rho'/F$ совпадает с углом β наклона волнового фронта.

Однако наличие неоднородностей коэффициента преломления среды распространения приводит не только к фазовым, но и к амплитудным искажениям поля в плоскости приема, вызывая изменение распределения интенсивности фокального пятна и его смещение. Таким образом, в общем случае измеряемый угол прихода β' отличается от β.

Для оценки дисперсии разности $\beta - \beta'$ произведем, используя (4), усреднение (3) по ансамблю (набор уравнений для различных моментов времени, интервалы между которыми превышают время «замороженности» среды распространения). С учетом того, что функция когерентности поля $\Gamma_2(\xi_1, \xi_2) = \langle U(\xi_1) U(\xi_2) \rangle$ и структурная функция $D_\alpha = \langle [\alpha(\xi_1) - \alpha(\xi_2)]^2 \rangle$ являются функциями только разности $\xi_1 - \xi_2 = \eta$, а также предполагая статистическую независимость флуктуаций амплитуды и фазы, получим

$$\int\limits_{\Sigma} \Gamma_2(\eta) \exp\left[-\frac{1}{2} D_\alpha\right] \exp\left[-\frac{1}{2} k^2 \langle (\beta - \beta')^2 \rangle \eta^2\right] \eta d\eta = 0. \tag{5}$$

Асимптотическое решение полученного уравнения согласно лемме Ватсона [5] есть

$$\langle (\beta - \beta')^2 \rangle \simeq -\frac{1}{k^2} \frac{\Gamma(2)}{\Gamma(1)} \left[\frac{\Gamma''(0)}{\Gamma(0)} - \frac{1}{2} D''(0)\right]. \tag{6}$$

Здесь $\Gamma(m)$ — гамма-функция, $\Gamma''(0)$ — вторая производная функции в точке $\eta = 0$.

При выводе (6) мы считали, что для малых η D_α определяет структурную функцию фазы [1]: $D_\varphi = 1{,}72 \cdot l_0^{-1/3} k^2 L C_n^2 \eta^2$, где l_0 — внутренний масштаб, C_n^2 — структурная постоянная турбулентной атмосферы.

Заметим, что пределы интегрирования в (1) и далее можно брать бесконечными, если ввести под интеграл функцию зрачка (пропускание отверстия радиусом r), определенную так

$$P(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leqslant \xi \leqslant 2r \\ 0 & \text{при } \xi < 0 \text{ и } \xi > 2r. \end{cases}$$

Тогда в (5) под интеграл войдет еще и корреляционная функция регулярного распределения освещенности поверхности линзы, которая для круглой диафрагмы радиуса r имеет вид [6]

$$\Gamma_r(\eta) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} P(\varphi) P(\varphi - \eta) d\varphi = 2r\{\arccos x - x\sqrt{1 - x^2}\}, \tag{7}$$

где $x = \eta/r$.

Воспользуемся упомянутым выше видом структурной функции фазы и функцией когерентности $\Gamma_2(\eta)$, приведенной в [7]:

$$\Gamma_2(\eta, L, r) = \left(\frac{a}{\rho_b}\right)^2 \exp\left[-\frac{\eta^2}{4\rho_a^2} - \frac{r^2}{\rho_b^2} + i\frac{\delta}{\rho_b^2}\eta r\right],$$

где

$$\rho_a^{-2} = \left\{\left(1 + \frac{a^2}{\rho_k^2}\right) + 4\frac{a^2}{\rho_0^2}\left[1 - \frac{L}{f} + \frac{1}{3}\left(\frac{L}{f}\right)^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{1}{3}\Omega^{-2}\left(1 + \frac{a^2}{\rho_k^2}\right)\right] + \frac{4}{3}\left(\frac{a^2}{\rho_0^2}\right)^2\Omega^{-2}\right\}\rho_b^{-2},$$

$$\rho_b^{-2} = a^2\left[\left(1 - \frac{L}{f}\right) + \Omega^{-2}\left(1 + \frac{a^2}{\rho_k^2} + \frac{4}{3}\frac{a^2}{\rho_0^2}\right)\right],$$

$\rho_0^2 = (1{,}45\, k^2 L C_n^2)^{-6/5}$ — радиус когерентности плоской волны, $\Omega = ka^2/L$ — параметр Френеля передающей апертуры, L — длина трассы, a, ρ_k и L/f — соответственно поперечный размер, радиус когерентности и начальный параметр фокусировки поля источника.

Оценка решения (6) дает

$$<(\beta - \beta')^2> \simeq \frac{2\,\Gamma(5/3)}{k^2\Gamma(3/2)}, (1{,}45 \cdot k^2 L C_n^2)^{6/5}. \tag{8}$$

Как видно из (8), дисперсия разности $\beta - \beta'$ для реальных условий распространения излучения в атмосфере очень мала (для видимого диапазона и $L \sim 10$ км $<(\beta-\beta')^2> < 10^{-6}$). Очевидна адекватность β измеряемым значениям и оправданность представления поля в виде (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
2. *Папулис А.* Теория систем и преобразований в оптике, Изд. Мир, М., 1971.
3. *Бакут П. А., Логинов В. А., Троицкий И. Н.* Радиотехника и электроника, 22, 286 (1977).
4. *Чернов Л. А.* Распространение волн в среде со случайными неоднородностями, Изд. АН СССР, М., 1958.
5. *Федорюк М. В.* Метод перевала, Изд. Наука, М., 1977.
6. *Денисов Н. Г., Татарский В. И.* Изв. вузов, Радиофизика, 6, 3, 488 (1963).
7. *Беленький М. С., Кон А. И., Миронов В. Л.* Квантовая электроника, 4, 517 (1977).

ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Գ. Ն. ՌԻԼՈՎ

Հյուգենս-Կիրխհոֆի մեթոդի ֆրենելյան մոտավորությամբ դիտարկված է անհամասեռ միջավայրով անցած լուսային ճառագայթման գալու անկյան չափման խնդիրը։ Կոհերենտ ճառագայթման գալու անկյան չափված արժեքի և մթնոլորտային իրական պայմաններում տարածվող ճառագայթման համար համապատասխան անալիտիկ արտահայտության միջոցով հաշվված արժեքի տարբերությունը աննշան է։

TO THE MEASUREMENT OF ANGULAR COORDINATES OF A COHERENT OPTICAL SOURCE

G. E. RYLOV

Based on the Huygens-Kirchhoff principle, the angle of the arrival of coherent radiation traversing through an inhomogeneous propagation medium was calculated. The difference between the measured angle and the analytical value used in electromagnetic field presentation turned insignificant under the real propagation conditions.