Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 448—451 (1980)

К КОМПЕНСАЦИИ НАКЛОНА ФРОНТА ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Г. Е. РЫЛОВ

Использование принципа Гюйгенса—Кирхгофа и френелевского приближения позволяет получить выражение для распространяющегося в однородной среде в направлении z поля

$$U(\rho,\ L)=\frac{k}{2\pi iL}\iint\limits_{a}d^2\rho_1U_0(\rho_1)\exp\left[\frac{ik}{2L}(\rho-\rho_1)^2\right];\qquad(1)$$

здесь $U_0(\rho_1)$ — начальное распределение поля в плоскости $z=0$, ρ_1 и ρ — поперечные координаты в плоскостях $z=0$ и $z=L$, L — расстояние k — волновое число, a — излучающая апертура.

Наличие неоднородностей в среде распространения приводит к появлению в подынтегральном выражении случайной комплексной фазы $\Psi(\rho,\ \rho_1,\ L)=\chi(\rho,\ \rho_1,\ L)+iS(\rho,\ \rho_1,\ L)$, где $\chi(\rho,\ \rho_1,\ L)$ характеризует уровень, а $S(\rho,\ \rho_1,\ L)$ — фазу сферической волны, распространяющейся из точки $(0,\ \rho_1)$ в точку $(L,\ \rho)$ [1]:

$$U(\rho,\ L)=\frac{k}{2\pi iL}\iint\limits_{a}d^2\rho_1U_0(\rho_1)\exp\left[\frac{ik}{2L}(\rho-\rho_1)^2+\Psi(\rho,\ \rho_1,\ L)\right].\qquad(2)$$

Если регистрировать интенсивность $I(\rho)=U(\rho)\ U^*(\rho)$ длительное время (большая выдержка), настолько, чтобы усреднение $\Psi(\rho,\ \rho_1, L)$ по времени можно было заменить усреднением по ансамблю (что будем обозначать через $<\cdots>$), то предполагая статистическую независимость ансамблей турбулентности и источника, уровня и фазы, а также нормальное распределение флуктуаций последних, что верно в большинстве практически реализуемых случаев, запишем для средней интенсивности

$$<I>=\left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2\iiiint\limits_{a}d^2\rho_1d^2\rho_2\Gamma_U(\rho_1,\ \rho_2)\exp\left\{\frac{ik}{2L}\left[(\rho_1^2-\rho_2^2)-\right.\right.$$
$$\left.\left.-2\rho(\rho_1-\rho_2)\right]-\frac{1}{2}D_\psi\right\}.\qquad(3)$$

Здесь $\Gamma_U(\rho_1,\ \rho_2)\equiv<U_0(\rho_1)\ U_0^*(\rho_2)>$ — пространственная функция когерентности первичного поля, D_ψ — волновая структурная функция*,

* Можно показать [2], что в приближении метода плавных возмущений и с учетом членов порядка не выше ε_1^2 ($\varepsilon_1=\varepsilon-\bar{\varepsilon}$ — флуктуация диэлектрической проницаемости среды) выполняется равенство $\bar{\chi}=-\bar{\chi^2}$. Воспользовавшись формулой

$$<e^{i\xi}>=e^{-\frac{1}{2}<\xi^2>},$$

которая справедлива для любой нормальной величины ξ с $\bar{\xi}=0$, получим выражение (3).

$$D_\psi = <[\Psi(\rho, \rho_1, L) - \Psi(\rho, \rho_2, L)]^2>. \tag{4}$$

При сделанных предположениях $D_\psi = D_L + D_S$.

Действие атмосферной турбулентности на распространение оптического луча двояко. Турбулентные завихрения, размеры которых превышают диаметр пучка, приводят к его «блужданию», наклону фазового фронта. Мелкомасштабные неоднородности вызывают «размазывание» пучка при неподвижном «центре тяжести».

Представим фазу $S(\rho, \rho_1, L)$ в виде двух слагаемых:

$$S(\rho, \rho_1, L) = \alpha(\rho, \rho_1, L) + k\rho\beta, \tag{5}$$

$\alpha(\rho, \rho_1, L)$ описывает действие мелкомасштабных неоднородностей, β — угол наклона волнового фронта, вызванного наличием крупных неоднородностей. В структурной функции D_ψ крупномасштабные неоднородности не играют роли, так как они дают одинаковый вклад в набеги фаз по всем лучам и поэтому выпадают из разности $S(\rho_1) - S(\rho_2)$.

В системах, компенсирующих в реальном масштабе времени флуктуации угла прихода оптического излучения, прошедшего неоднородную среду распространения, излучаемое поле, в отличие от систем с точечным пробным излучателем [3], корректируется по непрерывно измеряемому углу β [4, 5]. При этом время измерения и коррекции наклона фронта излучаемой волны должно быть меньше времени стационарности среды.

Излучаемое поле с учетом коррекции есть

$$U_0'(\rho_1) = U_0(\rho_1)\exp(-ik\rho_1\beta). \tag{6}$$

Подстановка (6) в (2) дает поле на приеме

$$U_c(\rho, L) = \frac{k}{2\pi iL}\iint_a d^2\rho_1 U_0(\rho_1)\exp\left[\frac{ik}{2L}(\rho - \rho_1)^2 + \Psi(\rho, \rho_1, L) - ik\rho_1\beta\right], \tag{7}$$

индекс c обозначает поле с компенсацией наклона.

Средняя интенсивность определяется выражением

$$<I_c> = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \iiiint_a d^2\rho_1 d^2\rho_2 \Gamma_U(\rho_1, \rho_2)\exp\left\{\frac{ik}{2L}[(\rho_1^2 - \rho_2^2) - 2\rho(\rho_1 - \rho_2)] - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}D_\psi + \frac{1}{2}k^2(\rho_1 - \rho_2)^2 <\beta^2>\right\}. \tag{8}$$

Предположим, что $\Gamma_U(\rho_1, \rho_2)$ и D_ψ зависят только от разности $|\rho_1 - \rho_2|$. Тогда, производя замену переменных: $\rho_1 - \rho_2 = \xi$ и $\rho_1 + \rho_2 = 2\eta$, перепишем (8) в виде

$$<I_c> = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \iiiint_a d^2\xi d^2\eta\, \Gamma(\xi)\exp\left[\frac{ik}{2L}\xi(\eta - \rho) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}D_\psi + \frac{1}{2}k^2\xi^2 <\beta^2>\right]. \tag{9}$$

Выражение (2) при аналогичных предположениях принимает вид

$$<I> = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \iiiint\limits_a d^2\xi d^2\eta\, \Gamma(\xi) \exp\left[\frac{ik}{2L}\xi(\eta-\rho) - \frac{1}{2}D_\psi\right]. \qquad (10)$$

Как видно из сравнения (9) с (10), $<I_c> \geqslant <I>$, так как $\frac{1}{2}k^2\xi^2<\beta^2>$ — неотрицательная величина. Учет и коррекция на передаче угла прихода, таким образом, увеличивает среднюю интенсивность принимаемого излучения.

Подстановки [2]

$$<\beta^2> = 0{,}82\, C_\varepsilon^2\, L\, l_0^{-1/3},$$

где C_ε^2 — структурная постоянная турбулентной атмосферы, l_0 — внутренний масштаб турбулентности, и промежуточного значения ξ из области изменения, например, $\xi^2 = \frac{1}{2}a^2$, приводят к выражению

$$<I_c> \simeq 0{,}8\, kC_n^2\, l_0^{-1/3}\, L^2\Omega <I>,$$

где $\Omega \equiv ka^2/L$ — число Френеля для передающей апертуры a, $C_n^2 = 1/4\, C_\varepsilon^2$.

Для значений $C_n^2 \simeq 2\cdot 10^{-14}$ см$^{-2/3}$ и $L \simeq 1$ км значение коэффициента при $<I>$ есть 1,3 Ω. Очевидно, что для больших чисел Френеля выигрыш в средней интенсивности на приеме значителен.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 9. VII. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. Н. Татарский.* Введение в статистическую радиофизику, М., 1978, ч. II.
2. *В. Н. Татарский.* Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
3. *R. L. Fante.* J. Opt. Soc. Am., 66, 730 (1976).
4. *Дж. У. Харди.* ТИИЭР, 66, 31 (1978).
5. *Г. Е. Рылов.* Тезисы докладов II Всесоюзной конференции «Оптика лазеров», Л. 1980, стр. 293.

ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ՇԵՂՄԱՆ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Գ. Ե. ՌԻԼՈՎ

Հյուգենս-Կիրխհոֆի սկզբունքի հիման վրա ֆրենելյան մոտավորությամբ ստացված է արտահայտություն տարածման անհամասեռ միջավայրով անցած կոհերենտ ճառագայթման միջին ինտենսիվության համար՝ ալիքային ճակատի շեղման ուղղման առկայության դեպքում: Ցույց է տրված ալիքային ճակատի ուղղման գերադասելիությունը Ֆրենելի մեծ թվերի դեպքում:

TO THE COMPENSATION OF WAVEFRONT TILT IN INHOMOGENEOUS PROPAGATION MEDIA

G. E. RYLOV

Based on the Huygens—Kirchhoff principle, the expression for the mean intensity of coherent radiation transmitted through an inhomogeneous propagation medium was obtained in the Fresnel approximation in the presence of wavefront tilt correction. The preferability of correction at large Fresnel numbers is shown.