

УДК 538.57

ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ СИЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

В. У. Заворотный

Теоретически исследуется корреляция интенсивностей двух плоских монохроматических волн, распространяющихся в протяженной турбулентной среде в области насыщенных флуктуаций. В качестве исходного выражения для двухчастотной функции когерентности четвертого порядка используется представление в виде континуального интеграла, записанного в операторной форме. Анализируется полученное асимптотическое выражение для функции корреляции интенсивностей на двух длинах волн. Производится сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

1. Статистические свойства флуктуаций интенсивности монохроматической волны, прошедшей через слой случайно-неоднородной среды, в настоящее время достаточно хорошо изучены и теоретически и экспериментально. Однако поскольку реальные источники имеют конечную полосу излучения, а приемники — конечную полосу принимаемых частот, важно знать и учитывать возможные эффекты частотной декорреляции волн при распространении в случайной среде. В случае слабых флуктуаций интенсивности эти эффекты описываются методом плавных возмущений и в свое время были исследованы достаточно полно. Что касается режима сильных (насыщенных) флуктуаций, то здесь еще имеются неизученные вопросы. В большинстве работ, посвященных частотной корреляции интенсивностей в области сильных флуктуаций, использовалось предположение о нормальности распределения вероятностей поля волны, прошедшей слой случайно-неоднородной среды, когда четвертый момент комплексной амплитуды поля сводится ко второму моменту. В работах [1,2] подобным образом рассматривалась частотная корреляция интенсивности волн за одномасштабным случайным фазовым экраном в зоне Фраунгофера. В работе [3] эта же задача исследовалась численными методами. Коэффициент корреляции флуктуаций интенсивности на двух частотах за слоем, состоящим из n статистически независимых случайных фазовых экранов, был получен в работе [4] в виде многократного интеграла. Частотная корреляция мерцаний источника, излучение которого прошло через толстый слой протяженной случайно-преломляющей среды, рассматривалась в работах [5-7]. При этом также считалось, что в режиме сильных флуктуаций связь между четвертым и вторым моментами поля такая же, как и при нормальном законе распределения флуктуаций поля. Исходя из этого предположения, в работе [8] теоретически исследовалось влияние полосы источника и приемника на индекс мерцаний в протяженной среде. Во всех перечисленных работах, кроме [3,4], задача отыскания частотной корреляционной функции сводилась к вычислению частотной корреляционной функции комплексной амплитуды поля, уравнение для которой впервые было получено в работе [9]. Непосредственно же уравнение для четвертого момента поля на четырех частотах в протяженной среде было получено Ерухимовым [10], однако решить его, даже приближенно, не удавалось (не считая вырожденного одночастотного слу-

чая). Эта задача применительно к случаю фазового экрана решалась асимптотическими методами в работе Шишова [11], где вычислялась частотная корреляция интенсивностей излучения в фокусе телескопа. При этом в основу были положены точные выражения для четвертого момента поля, без привлечения гипотезы о нормальном распределении флуктуаций поля.

Кроме теоретических следует отметить ряд экспериментальных работ, посвященных изучению частотных корреляций в области сильных флуктуаций интенсивности [12-16]. В работе [12] содержалось указание на наблюдаемое уменьшение индекса мерцаний в турбулентной атмосфере при увеличении ширины полосы излучателя, но в ней не приводилось описание условий эксперимента. Частотная корреляция сильно разнесенных по частоте двух волн измерялась авторами работы [13], при этом, однако, для одной из волн не выполнялось условие насыщенности флуктуаций интенсивности. Наиболее полные и тщательные измерения двухчастотных корреляций интенсивности света в области сильных флуктуаций на атмосферной трассе и в жидкостной кювете описаны в работах [14, 15]. В работе [16] приведены результаты измерений четырехточечной функции когерентности двух частотно-разнесенных световых волн в турбулизованной жидкости. Результаты работ [14-16] совершенно определенно указывают на непригодность гипотезы о нормальном распределении поля для вычислений частотной корреляции интенсивности в турбулентной среде при сильных флуктуациях.

2. В предлагаемой работе будет исследована корреляция интенсивностей двух плоских монохроматических волн (с волновыми числами k_1 и k_2), распространяющихся в одном направлении в протяженной турбулентной среде без дисперсии, в области насыщенных флуктуаций. Корреляция интенсивностей описывается четвертым моментом комплексной амплитуды поля:

$$\Gamma_4^{1,2} = \langle u_1(x, \rho_1) u_{11}^*(x, \rho_2) u_2(x, \rho_3) u_2^*(x, \rho_4) \rangle \quad (1)$$

(индексы 1 и 2 при u и u^* соответствуют разным длинам волн).

В марковском приближении $\Gamma_4^{1,2}$ подчиняется следующему уравнению [10]:

$$\frac{\partial \Gamma_4^{1,2}}{\partial x} = \left[\frac{i}{2k_1} (\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{i}{2k_2} (\Delta_3 - \Delta_4) \right] \Gamma_4^{1,2} - \frac{1}{4} F \Gamma_4^{1,2}, \quad (2)$$

где

$$\Delta_i = \partial^2 / \partial \rho_i^2,$$

$$F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) = k_1^2 D(\rho_1 - \rho_2) + k_2^2 D(\rho_3 - \rho_4) + k_1 k_2 [D(\rho_1 - \rho_4) - D(\rho_1 - \rho_3) + D(\rho_2 - \rho_3) - D(\rho_2 - \rho_4)]. \quad (3)$$

При $k_1 = k_2$ уравнение (2) переходит в известное уравнение для четвертого момента поля монохроматической волны. В работе [17] был развит метод получения асимптотического решения этого уравнения на основе представления Γ_4 в виде континуального интеграла. Здесь будет использован тот же подход, но для случая двухчастотных корреляций.

Итак, для функции $\Gamma_4^{1,2}$, определенной формулой (1), справедливо представление, эквивалентное уравнению (2):

$$\Gamma_4^{1,2}(\rho_1, \dots, \rho_4) = \hat{L} \exp \left\{ -\frac{1}{4} \int_0^x d\xi F(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_4) \right\}, \quad (4)$$

где

$$\hat{L} = \exp \left\{ \frac{i}{2k_1} \int_0^x d\xi \left[\frac{\delta^2}{\delta \tau_1^2(\xi)} - \frac{\delta^2}{\delta \tau_2^2(\xi)} \right] + \frac{i}{2k_2} \int_0^x d\xi \left[\frac{\delta^2}{\delta \tau_3^2(\xi)} - \frac{\delta^2}{\delta \tau_4^2(\xi)} \right] \right\}, \quad (5)$$

$\vartheta_i = \varrho_i + \int_{\xi}^x \tau_i(x') dx'$ и \bar{F} определяется формулой (3). Введем относительную частотную расстройку $p = \Delta k/2k$ ($0 \leq p < 1$), где $\Delta k = |k_1 - k_2|$, $k = (k_1 + k_2)/2$, и новые переменные r_i , выражающиеся через τ_i следующим образом:

$$r_1 = (\tau_3 - \tau_4)/(1 - p), \quad r_2 = (\tau_3 + \tau_4 - \tau_1 - \tau_2)/2, \\ r_3 = \tau_1 - \tau_2 + (\tau_3 - \tau_4)(1 + p)/(1 - p), \quad r_4 = (\tau_1 + \tau_2)/2.$$

Тогда выражение (4) в новых переменных частично упрощается. Для оператора \hat{L} будем иметь

$$\hat{L} = \exp \left\{ \frac{i}{k(1-p^2)} \int_0^x d\xi \frac{\delta^2}{\delta r_1(\xi) \delta r_2(\xi)} \right\}, \quad (6)$$

а для функционала F —

$$F = k^2 \left\{ (1-p)^2 D \left((1+p) \int_{\xi}^x r_1(x') dx' \right) + (1+p)^2 D \left((1-p) \int_{\xi}^x r_1(x') dx' \right) + \right. \\ \left. + (1-p^2) \left[D \left(\int_{\xi}^x (r_2(x') + p r_1(x')) dx' \right) - D \left(\int_{\xi}^x (r_1(x') + r_2(x')) dx' \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + D \left(\int_{\xi}^x (r_2(x') - p r_1(x')) dx' \right) - D \left(\int_{\xi}^x (r_2(x') - r_1(x')) dx' \right) \right] \right\}. \quad (7)$$

В выражении (7) мы уже положили $\varrho_i \equiv 0$, поскольку в дальнейшем нас будет интересовать простейший случай одноточечного момента $\Gamma_4^{1,2}(0, 0, 0, 0)$.

Исследование поведения функционала F по переменным $\int_{\xi}^x r_1 dx'$ и $\int_{\xi}^x r_2 dx'$ показывает, что в асимптотической области насыщенных флуктуаций, где возникает малый параметр задачи $\delta = k \rho_k^2/x$ (ρ_k — масштаб корреляции поля для средней длины волны $\lambda = 2\pi/k$), для $\Gamma_4^{1,2}$ возможно следующее представление:

$$\Gamma_4^{1,2} \approx \gamma_1 + \gamma_2, \quad (8)$$

где в областях, дающих существенный вклад в континуальный интеграл (4),

$$\gamma_1 = \hat{L} \exp \left[-\frac{k^2}{4} \int_0^x \left[(1-p)^2 D \left((1+p) \int_{\xi}^x r_1 dx' \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + (1+p)^2 D \left((1-p) \int_{\xi}^x r_1 dx' \right) \right] d\xi \right] \left\{ 1 - \frac{(1-p^2)k^2}{4} \int_0^x d\xi \left[D \left(\int_{\xi}^x (r_2 + p r_1) dx' \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - D \left(\int_{\xi}^x (r_1 + r_2) dx' \right) + D \left(\int_{\xi}^x (r_2 - p r_1) dx' \right) - \right. \right. \quad (9)$$

$$-D\left(\int_{\xi}^x (r_2 - r_1) dx'\right)\} \left(\text{при } \int_{\xi}^x r_1 dx' \ll \int_{\xi}^x r_2 dx'\right);$$

$$\gamma_2 = \hat{L} \exp\left[-\frac{k^2}{2} \int_0^x d\xi D\left(\int_{\xi}^x r_2 dx'\right)\right] \left\{1 - \frac{k^2}{4} \int_0^x d\xi \times\right.$$

$$\times \left[(1-p)^2 D\left((1+p) \int_{\xi}^x r_1 dx'\right) + (1+p)^2 D\left((1-p) \int_{\xi}^x r_1 dx'\right) +\right. \\ \left. + (1-p^2) \left[D\left(\int_{\xi}^x (r_2 + pr_1) dx'\right) - D\left(\int_{\xi}^x (r_1 + r_2) dx'\right) +\right] \right. \quad (10)$$

$$\left. + D\left(\int_{\xi}^x (r_2 - pr_1) dx'\right) - D\left(\int_{\xi}^x (r_2 - r_1) dx'\right)\right\} \left(\text{при } \int_{\xi}^x r_1 dx' \gg \int_{\xi}^x r_2 dx'\right).$$

Асимптотическое выражение (9) для γ_1 применимо при любых расстройках p . Что касается γ_2 , то для него не удастся получить выражение, справедливое при любом возможном p . Выражение (10) для γ_2 представлено в виде главного члена (существующего и при нулевой расстройке частот) и малой поправки, исчезающей при $p \rightarrow 0$. При больших же значениях частотной расстройки ($p \rightarrow 1$) вклад области $\int_{\xi}^x r_1 dx' \gg \int_{\xi}^x r_2 dx'$ в интеграл (4) стремится к нулю, и слагаемым γ_2 в (8) можно пренебречь. Ниже будет показано, что условие применимости выражения (10) содержит параметр β_0^2 , связанный с параметром δ , так что при продвижении в область насыщенных флуктуаций диапазон значений p , для которых справедлива формула (10), сужается. Вне этого диапазона значений p с небольшой ошибкой можно считать $\gamma_2 \approx 0$, и при вычислении Γ_4^1 достаточно ограничиться слагаемым γ_1 .

Используя для функций D , стоящих в фигурных скобках формул (9) и (10), спектральное представление

$$D(p) = 2\pi \iint \Phi_{\epsilon}(0, \mathbf{x}) [1 - \cos \mathbf{x}p] d^2x, \quad (11)$$

где $\Phi_{\epsilon}(0, \mathbf{x})$ — трехмерная спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости среды ϵ , в выражениях (9) и (10) можно выполнить действие оператора \hat{L} . После чего γ_1 и γ_2 принимают следующий вид:

$$\gamma_1 = 1 + 2\pi^2 k^2 (1-p^2) \int_0^x d\xi \int_0^{\infty} dx \Phi_{\epsilon}(0, \mathbf{x}) \left[\cos \frac{x^2 p (x-\xi)}{k(1-p^2)} - \cos \frac{x^2 (x-\xi)}{k(1-p^2)} \right] \times \\ \times \exp\left\{-\frac{k^2(1-p^2)\xi}{4} D\left(\frac{x(x-\xi)}{k(1-p)}\right) - \frac{k^2(1+p)^2}{4} \xi D\left(\frac{x(x-\xi)}{k(1+p)}\right) - \right. \quad (12)$$

$$\left. - \frac{k^2(1-p)^2}{4} \int_{\xi}^x d\xi' D\left(\frac{x(x-\xi')}{k(1-p)}\right) - \frac{k^2(1+p)^2}{4} \int_{\xi}^x d\xi' D\left(\frac{x(x-\xi')}{k(1+p)}\right)\right\};$$

$$\gamma_2 = 1 - 2\pi^2 k^2 \int_0^x d\xi \int_0^{\infty} dx \Phi_{\epsilon}(0, \mathbf{x}) \left\{ \frac{(1-p)^2}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x d\xi' \times\right. \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times D\left(\frac{x\zeta}{k(1-p)}\right)\Big] + \frac{(1+p)^2}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x D\left(\frac{x\zeta}{k(1+p)}\right) d\xi'\right) \right] + \\
& + (1-p^2) \left[\left[1 - \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x D\left(\frac{x\rho\zeta}{k(1-p^2)}\right) d\xi'\right) \right] - \right. \\
& - \left. \left[1 - \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x D\left(\frac{x\zeta}{k(1-p^2)}\right) d\xi\right) \right] + \left(1 - \cos\frac{x^2 p(x-\xi)}{k(1-p^2)}\right) \times \right. \\
& \times \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x D\left(\frac{x\rho\zeta}{k(1-p^2)}\right) d\xi'\right) - \left(1 - \cos\frac{x^2(x-\xi)}{k(1-p^2)}\right) \times \\
& \left. \left. \times \exp\left(-\frac{k^2}{2} \int_0^x D\left(\frac{x\zeta}{k(1-p^2)}\right) d\xi'\right) \right] \right\}, \quad (13)
\end{aligned}$$

где $\zeta = x - \max(\xi, \xi')$. Если в (12) и (13) положить $p = 0$, то получим известные выражения для слагаемых одночастотной функции Γ_4 в области насыщенных флуктуаций интенсивности [17]. Для конкретных вычислений необходимо выбрать вид функции $\Phi_\varepsilon(0, \mathbf{x})$, а с помощью (11) определить функцию $D(\rho)$. Пусть

$$\Phi_\varepsilon(0, \mathbf{x}) = A C_\varepsilon^2 x^{-\mu} \exp(-x^2/x_m^2), \quad (14)$$

где C_ε^2 — структурная характеристика флуктуаций ε . Для колмогоровской модели турбулентности $A = 0,033$, $\mu = 11/3$, $x_m = 5,92/\lambda_0$, λ_0 — микромасштаб турбулентности. При подстановке (14) в (11) для $D(\rho)$ можно получить представление в виде гипергеометрической функции. Удобно воспользоваться асимптотиками этой функции при $\rho \ll \lambda_0$ и при $\rho \gg \lambda_0$. Общим асимптотикам можно придать одинаковый вид:

$$D(\rho) = N C_\varepsilon^2 \rho^\nu, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned}
N &= M_1, & \nu &= \mu - 2 & \text{при } \rho \gg \lambda_0, \\
N &= M_2 \lambda_0^{\mu-4}, & \nu &= 2 & \text{при } \rho \ll \lambda_0,
\end{aligned} \quad (16)$$

$M_1 = 1,46$, $M_2 = 1,64$ при $\mu = 11/3$. Если теперь подставить формулы (14) и (15) в (12) и (13) и разложить косинусы в этих интегралах, оставляя первые не исчезающие члены разложения (что допустимо, поскольку в области насыщенных флуктуаций аргументы косинусов малы), то можно выполнить интегрирование в (12) и (13). Опуская громоздкие выкладки, приведем окончательные результаты. Для слагаемого γ_1 в случае колмогоровской турбулентности будем иметь

$$\gamma_1 = \begin{cases} 1 + 0,43 \{ [(1-p)^{1/3} + (1+p)^{1/3}] / 2 \}^{-7/5} \beta_0^{-4/5} & \text{при } \rho_k \gg \lambda_0 \\ 1 + 0,40 (\beta_0^2 G^{7/6})^{-1/6} & \text{при } \rho_k \ll \lambda_0 \end{cases}, \quad (17)$$

где $\beta_0^2 = 0,31 C_\varepsilon^2 k^{7/6} x^{11/6}$ — дисперсия флуктуаций интенсивности в первом приближении метода плавных приближений, $G = x/k \lambda_0^2$ — волновой параметр, $\rho_k = (k^2 x N C_\varepsilon^2 / 4)^{-1/\nu}$ — масштаб корреляции поля. Слагаемое γ_2 удобно представить в виде

$$\gamma_2 = 1 - \Delta_1 + \Delta_2. \quad (18)$$

Для члена Δ_1 получено следующее:

$$\Delta_1 = \begin{cases} 3,48 \beta_0^4 b(p) & \text{при } \rho_k \gg \lambda_0 \\ 3,40 \beta_0^{11/3} G^{5/36} b(\tilde{p}) & \text{при } \rho_k \ll \lambda_0 \end{cases}, \quad (19)$$

где

$$b(p) = [(1/2)(1-p)^{1/3} + (1/2)(1+p)^{1/3} + p^{5/3}(1-p^2)^{-2/3} - (1-p^2)^{-2/3}];$$

при $p \rightarrow 0$ $b(p) \approx p^{5/3}$. Член Δ_2 имеет такой вид:

$$\Delta_2 = -1,06 p^{5/6} (1-p^2)^{1/6} L \left(\frac{11}{3}, \frac{(5,92)^2 p G}{(1-p^2)} \right) \beta_0^2 + \\ + \begin{cases} 0,43(1-p^2)^{4/3} \beta_0^{-4/5} & \text{при } \rho_k \gg \lambda_0 \\ 0,40(1-p^2)^{4/3} (\beta_0^2 G^{7/6})^{-1/6} & \text{при } \rho_k \ll \lambda_0 \end{cases}, \quad (20)$$

где

$$L(\mu, \alpha) = \frac{\Gamma(2-\mu/2)}{(1-\mu/2)} \alpha^{1-\mu/2} \left[1 - \frac{2(1+\alpha^2)^{\mu/4}}{\mu \alpha} \sin \left(\frac{\mu}{2} \arctg \alpha \right) \right];$$

$$L(11/3, \alpha \rightarrow 0) \approx 0,568 \alpha^{7/6}; \quad L(11/3, \alpha \rightarrow \infty) \approx 0,945 \quad \text{при } \mu = 11/3.$$

Что касается пределов применимости по p выражения γ_2 , то из формул (19) и (20) видно, что ограничения естественно возникают из требования малости поправок Δ_1 и Δ_2 по сравнению с главным членом разложения — единицей.

3. Остановимся теперь на физической интерпретации полученных результатов. Прежде всего, зная одноточечный момент $\Gamma_4^{1,2}$, можно определить функцию корреляции интенсивностей в одной пространственной точке на двух длинах волн:

$$\beta_{1,2}^2 = \Gamma_4^{1,2} - 1.$$

Знание величины $\Gamma_4^{1,2}$ требуется для учета ширины полосы излучателя и времени разрешения приемника излучения при измерении индекса мерцаний в случайно-неоднородной среде. Поскольку в пределах полосы излучателя частотная расстройка изменяется непрерывно от нуля до некоторой величины, то для расчета указанных эффектов необходимо знание как слагаемого γ_1 , так и γ_2 в выражении (8) для $\Gamma_4^{1,2}$. Указанная задача в предположении нормальности распределения флуктуаций поля решалась в работе [8]. Полученные там результаты значительно отличаются от наших. Ряд критических замечаний в адрес [8] высказывался в работе [15]. Следует только к ним добавить, что использование нормального закона распределения допустимо, например, при получении главных членов асимптотики Γ_4 в области насыщенных флуктуаций интенсивности на одной длине волны, причем поправок (типа $\beta_0^{-4/5}$) к главным членам применение этой гипотезы не дает. При вычислении же $\Gamma_4^{1,2}$ на двух длинах волн возникает ситуация, когда некоторые слагаемые в $\Gamma_4^{1,2}$ перестают играть роль главных членов, а их роль берут на себя поправки — следующие члены асимптотического разложения, что и получено в данной работе. В физическом плане этот эффект можно объяснить тем, что в случае монохроматической волны корреляция интенсивностей определяется мелкими (с масштабом порядка ρ_k) неоднородностями, а в случае волн, имеющих различные частоты, — крупными неоднородностями, на что указывалось в работе [11].

На рис. 1 приведены результаты расчета функции корреляции интенсивностей на двух длинах волн $\lambda_1 = 0,44 \text{ мкм}$ и $\lambda_2 = 0,63 \text{ мкм}$ (в соответствии с условиями эксперимента [14–16]) в зависимости от параметра $\beta_0^2 = 0,31 C_e^2 k^{7/6} x^{11/6}$. Относительная частотная расстройка p при этом равняется 0,18, что является достаточным, чтобы при расчете

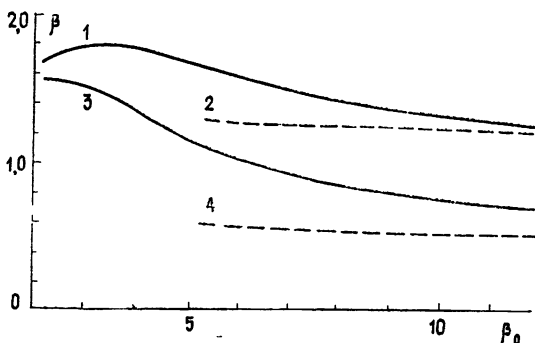


Рис. 1.

$\beta_{1,2}^2$ ограничиться вычислением члена γ_1 , определяемого формулой (17) при $\rho_k \ll \lambda_0$ и $G \approx 0,3$ (в соответствии с кюветными измерениями [14–16]). Кривая 1 представляет собой усредненную экспериментальную зависимость среднего квадратического отклонения флуктуаций интенсивности на одной длине волны $\beta(\lambda_1 = \lambda_2)$, кривая 2 — соответствующий ей расчет по асимптотической теории, 3 и 4 — соответственно усредненная экспериментальная зависимость $\beta_{1,2}$ на разных длинах волн и $\beta_{1,2}$, рассчитанная по асимптотической формуле (17). Кривые на рис. 1 дают $\beta_{1,2}$ и $\beta(\lambda_1 = \lambda_2)$ в зависимости от параметра β_0 при фиксированных значениях λ_1 и λ_2 , т. е. фактически при двух значениях частотной расстройки — при $p = 0$ и $p = 0,18$.

Согласие экспериментальной зависимости 3 и теоретической кривой 4 довольно хорошее, если учесть, что кривая 4 представляет собой асимптоту как по β_0 , так и по p , вычисленную при $\beta_0 \rightarrow \infty$ и $p \rightarrow 1$. Здесь следует отметить, что полученные теоретические результаты справедливы для случая, когда условие насыщенности флуктуаций выполняется для каждой из двух волн. Это накладывает определенные ограничения на допустимые величины p сверху. К сожалению, пока не существует экспериментальных данных для значений p , кроме 0,18, что дало бы возможность сравнить их с теоретическими зависимостями $\beta_{1,2}$ по параметру p . Полученные формулы (17) — (20) показывают, что при увеличении p параметр $\beta_{1,2}$ при фиксированном β_0 сначала быстро уменьшается, а затем его падение сильно замедляется, а в некоторых случаях происходит насыщение $\beta_{1,2}$, как, например, для $\rho_k \ll \lambda_0$. Действительно, при $\rho_k \ll \lambda_0$ из (17) следует, что слагаемое $(\beta_0^2 G^{7/6})^{-1/6} \sim (C_e^2 x^3 \lambda_0^{-7/3})^{-1/6}$ ни от средней длины волны $\lambda = 2\pi/k$, ни от частотной расстройки p не зависит. Этот факт, по-видимому, объясняется тем, что частотная корреляция флуктуаций интенсивности при больших расстройках p определяется такими крупными неоднородностями, для которых уже несущественны дифракционные эффекты, поскольку отсутствие зависимости пространственного распределения интенсивности от длины волны как раз характерно для геометрической оптики.

Автор благодарит В. И. Татарского, И. Г. Якушкина, А. С. Гурвича и В. Кана за полезные советы и участие в обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 5, с. 620.
2. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 2, с. 266.
3. Альбер Я. И., Ерухимов Л. М., Рыжов В. А., Урядов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 9, с. 1371.
4. Ерухимов Л. М., Урядов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 12, с. 1852.
5. Шишов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 3, с. 423.
6. Шишов В. И. — Астрон. журн., 1973, 50, № 5, с. 941
7. Чашей И. В., Шишов В. И. — Астрон. журн., 1976, 53, № 1, с. 26
8. Fante R. L. — Radio Sci., 1977, 12, № 2, p. 223.
9. Ginzburg V. L., Erukhimov L. M. — Astrophys. Space Sci., 1971, 11, № 3, p. 351.
10. Ерухимов Л. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 1, с. 75.
11. Шишов В. И. — Астрон. журн., 1979, 56, № 1, с. 200.
12. Dunphy J. R., Kerr J. R. — J. Opt. Soc. Am., 1976, 66, № 10, p. 1066.
13. Pincus P. A., Kerr J. R. — Appl. Opt., 1976, 15, № 10, p. 2305.
14. Gurvich A. S., Kan V., Pokasov V. V. — Optica Acta, 1979, 26, № 5, p. 555
15. Гурвич А. С., Кан В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, с. 843.
16. Кан В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 5, с. 598.
17. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. — ЖЭТФ, 1977, 73, № 2, с. 481

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1980 г.

FREQUENCY CORRELATION OF STRONG INTENSITY FLUCTUATIONS IN A TURBULENT MEDIUM

V. U. Zavorotnyj

Intensity correlation of two plane monochromatic waves propagating in an extent turbulent medium in the region of saturated fluctuations is theoretically investigated. As an initial expression for two-frequency coherence function of the fourth order a presentation is used in the form of a continuum integral written in the operational form. An asymptotic expression obtained is analysed for the intensity correlation function at two wavelengths. A comparison is made with experimental data available.
