

В.А. Банах, А.З. Вагнер

РАСЧЕТ ДИСПЕРСИИ СИЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

На основе представления для комплексной амплитуды поля волны в виде функционального интеграла получена асимптотическая формула и проведен расчет относительной дисперсии сильных флуктуаций интенсивности оптических пучков в турбулентной атмосфере при произвольных значениях дифракционных параметров апертуры и пространственной когерентности источника. Проанализирован относительный вклад в дисперсию составляющих асимптотического ряда различного порядка малости при варьировании параметров дифракции и начальной когерентности источника. Установлено, что описанный ранее эффект превышения уровнем насыщения дисперсии значения, равного единице, в условиях сильной турбулентности на трассе, когда структурная функция фазы на внутреннем масштабе турбулентности больше единицы, относится лишь к случаю фокусировки излучения большими апертурами и не имеет места при других условиях дифракции.

Расчетам флуктуаций интенсивности пространственно-ограниченных оптических пучков в турбулентной атмосфере посвящен ряд работ, в частности [1–6]. Однако содержащиеся в них результаты либо основываются на приближенных методах расчета [5, 6], либо дают асимптотические оценки, относящиеся к частным случаям значений параметров фокусировки и Френеля передающей апертуры. В данной работе проводится анализ дисперсии сильных флуктуаций интенсивности оптических пучков в турбулентной атмосфере при произвольных значениях дифракционных параметров апертуры и когерентности источника.

Для расчета дисперсии интенсивности воспользуемся представлением для комплексной амплитуды поля волны $U(x, \rho)$ в виде континуального интеграла [7, 8]:

$$\begin{aligned}
 U(x, \rho) = & \frac{k}{2\pi i x} \int d^2 \rho' U_0(\rho') \exp \left\{ i \frac{k}{2x} (\rho - \rho')^2 \right\} \times \\
 & \times \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{k}{2\pi i x} \right)^{N-1} \int d^2 S_1 \dots d^2 S_{N-1} \exp \left\{ i \frac{k}{2x} \sum_{j=1}^{N-1} S_j^2 + \right. \\
 & \left. + i \frac{k}{2} \int_x^0 dx' \varepsilon_1 \left(x', \left(1 - \frac{x'}{x} \right) \rho' + \frac{x'}{x} \rho + \sum_{j=1}^{N-1} v_j \left(\frac{x'}{x} \right) S_j \right) \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где x — длина трассы; ρ', ρ — двумерные векторы соответственно в начальной плоскости и плоскости наблюдения, перпендикулярных направлению распространения излучения ox' ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $U_0(\rho)$ — начальное распределение поля; $\varepsilon_1(x', t')$ — флуктуирующая часть диэлектрической проницаемости среды; $v_j(x'/x) = \sin(j\pi x'/x) / (\sqrt{2} N \sin(j\pi/2N))$ [8].

Относительная дисперсия интенсивности $I(x, \rho) = U(x, \rho)U^*(x, \rho)$ на оси пучка

$$\sigma_I^2(x, 0) = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \quad (2)$$

выражается через среднее значение $\langle I \rangle = \langle U(x, 0)U^*(x, 0) \rangle$ и второй момент $\langle I^2 \rangle = \langle U(x, 0)U^*(x, 0)U(x, 0)U^*(x, 0) \rangle$ интенсивности. Расчет средней интенсивности осуществляется известными методами [9, 5, 6] и в настоящее время не составляет труда. Для второго момента в случае гауссовского пучка с использованием (1) после ряда преобразований в предположении, что интеграл вдоль трассы от поля $\varepsilon_1(x', t)$ в (1) является нормальной случайной величиной, а само поле локально однородно, изотропно и удовлетворяет условию дельта-коррелированности [9, 10], будем иметь

$$\begin{aligned}
\langle I^2(x, 0) \rangle = & \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{2(N-1)} \Omega^4 \frac{1}{\pi^3} \int d^2 S_{1-3} \exp \left\{ -g^2 \mathbf{S}_1^2 - \mathbf{S}_2^2 - \mathbf{S}_3^2 + \right. \\
& + i2\Omega \left(1 - \frac{x}{F} \right) \mathbf{S}_2 \mathbf{S}_3 \left. \right\} \int d^2 S'_1 d^2 S''_1 \dots d^2 S'_{N-1} d^2 S''_{N-1} \exp \left\{ i \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{S}'_j \mathbf{S}''_j \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{4} x \left(2 \frac{x}{k} \right)^{5/6} \Omega^{5/6} \int_0^1 d\xi \left[H((1-\xi)(\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2) + \right. \right. \\
& + (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) \mathbf{S}_j - H((1-\xi)(\mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3) + \\
& + (2\Omega)^{-2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) (\mathbf{S}'_j + \mathbf{S}''_j) + H((1-\xi)(\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_3) + \\
& + (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) \mathbf{S}'_j) + H((1-\xi)(\mathbf{S}_3 - \mathbf{S}_1) + (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) \mathbf{S}'_j) - \\
& - H((1-\xi)(\mathbf{S}_3 - \mathbf{S}_2) + (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) (\mathbf{S}'_j - \mathbf{S}''_j)) + \\
& \left. \left. + H((1-\xi)(\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2) - (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) (\mathbf{S}''_j)) \right] \right\}, \quad (3)
\end{aligned}$$

где $\Omega = \frac{ka^2}{x}$, $g^2 = 1 + \Omega^2 \left(1 - \frac{x}{F} \right)^2$; a — эффективный радиус; F — радиус кривизны волнового фронта пучка в начальной плоскости; $H(t) = 2 \int d^2 \kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) [1 - \cos \kappa t]$; $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ — спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха.

В случае фокусировки излучения $\left(\frac{x}{F} = 1 \right)$ большими апертурами ($\Omega \rightarrow \infty$) из (3) следует выражение, совпадающее с соответствующим представлением для $\langle I^2 \rangle$ в фазовом приближении метода Гюйгенса-Кирхгофа [5, 6] и использованное для анализа этого частного случая в [1].

Для колмогоровского спектра атмосферной турбулентности [9, 10] последнюю экспоненту A в (3) можно представить в виде

$$\begin{aligned}
A = \exp \{B\} \exp \{D\} = & \exp \left\{ -0,3\beta_0^2 \Omega^{5/6} \int_0^1 d\xi \int d^2 \mathbf{x} |\mathbf{x}|^{-11/3} \times \right. \\
& \times \sum_{l=0,1} |(1-\xi)(\mathbf{S}_1 + (-1)^l \mathbf{S}_2) + (-1)^l (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) \mathbf{S}''_j|^{5/3} \left. \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ -0,3\beta_0^2 \Omega^{5/6} \int_0^1 d\xi \int d^2 \mathbf{x} |\mathbf{x}|^{-11/3} \left[\sum_{l=0,1} |(1-\xi)(\mathbf{S}_3 + (-1)^l \mathbf{S}_1) + \right. \right. \\
& + (2\Omega)^{-1/2} \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) \mathbf{S}'_j|^{5/3} - |(1-\xi)(\mathbf{S}_3 + (-1)^l \mathbf{S}_2) + (2\Omega)^{-1/2} \times \\
& \left. \left. \times \sum_{j=1}^{N-1} \nu_j(\xi) (\mathbf{S}'_j + (-1)^l \mathbf{S}''_j)|^{5/3} \right] \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} x^{11/6}$ — дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны, рассчитанная в первом приближении метода плавных возмущений. Величину β_0^2 удобно использовать в качестве пара-

метра, характеризующего турбулентные условия распространения [9, 10]. Чтобы получить выражение для $\sigma_I^2(x, 0)$ в области сильных флуктуаций интенсивности, когда параметр β_0^2 значительно превышает единицу, воспользуемся методикой асимптотического (при $\beta_0^2 \rightarrow \infty$) вычисления интегралов типа (3) [10, 5, 6, 14]. В соответствии с этой методикой в области, существенной для интегрирования, часть A подынтегральной функции в (3) можно приближенно представить в виде разложения:

$$A = 2 \exp \{B\} \left[1 - D + \frac{1}{2} D^2 + \dots \right], \quad (5)$$

ограничившись тремя первыми членами, после чего проинтегрировать по всем векторным переменным.

Заметим, что в работах [2, 3, 4] при анализе сильных флуктуаций интенсивности коллимированных пространственно ограниченных оптических пучков в расчетах асимптотических рядов ограничивались учетом лишь членов, аналогичных первым двум слагаемым в квадратных скобках (5), а в [1, 2] при рассмотрении случая фокусировки излучения большими апертурами $\left(\frac{x}{F} = 1, \Omega \rightarrow \infty\right)$ вместо второго учитывался член, аналогичный третьему слагаемому в (5), являющемуся в этом, случае главным членом асимптотического представления для σ_I^2 .

Подставив (5) в (3), после интегрирования по векторным переменным будем иметь

$$\sigma_I^2(\mathbf{x}, 0) = 1 + \sigma_{I, \kappa}^2 + \sigma_{I, \phi}^2, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{I, \kappa}^2 = & \pi^2 \frac{0,033}{0,31} \beta_0^2 \Gamma(7/6) \frac{2^{7/6}}{g_r^2} \int_0^1 d\xi (1-\xi)^{-1/3} \left[\Omega \left(1 + \frac{1}{g_r^2} - \frac{\Omega^2 G}{g_r^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \xi \left(\frac{1}{2} D_s \right)^{6/5} / \Omega^2 \right]^{-7/6} (\xi g_r^2 + (1-\xi) \Omega^2 G)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\sigma_{I, \phi}^2 = \int_0^1 d\xi' \left[\int_0^{\xi'} d\xi'' F(g_r, \gamma_1(g_r)) + \int_{\xi'}^1 d\xi'' F(g_r, \gamma_2(g_r)) \right], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} F(g_r, \gamma_i(g_r)) = & 1,12 \cdot 10^{-2} \frac{\pi^2 \Gamma^2(7/6)}{2^{1/3}} \frac{D_s^2}{g_r^4} (1-\xi')^{5/3} (1-\xi'')^{5/3} \times \\ & \times \left[\frac{36}{(\Gamma(\xi') \Gamma(\xi''))^{1/6}} {}_2F_1 \left(1/6; 1/6; 1; \frac{\gamma_i^2(g_r)}{\Gamma(\xi') \Gamma(\xi'')} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{\gamma_i^2(g_r)}{(\Gamma(\xi') \Gamma(\xi''))^{7/6}} {}_2F_1 \left(7/6; 7/6; 3; \frac{\gamma_i^2(g_r)}{\Gamma(\xi') \Gamma(\xi'')} \right) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$g_r^2 = g^2 + \left(\frac{1}{2} D_s \right)^{6/5}, \quad D_s = 2,84 \beta_0^2 \Omega^{5/6},$$

$$G = \left(1 - \frac{x}{F} \right) - \xi (1 - \xi/2) (1/2 D_s)^{6/5}, \quad \gamma(\xi) = 1 + \frac{8}{3} \alpha^2(\xi) - q^2(\xi) / g_r^2,$$

$$\gamma_1 = 1 + \frac{4}{3} \alpha(\xi') \alpha(\xi'') (\xi' (1 - \xi''))^{-1} (\xi' (2 - \xi') - (\xi'')^2) - q(\xi') q(\xi'') / g_r^2,$$

$$\gamma_2 = 1 + \frac{4}{3} \alpha(\xi') \alpha(\xi'') (\xi'' (1 - \xi'))^{-1} (\xi'' (2 - \xi'') - (\xi')^2) - q(\xi') q(\xi'') / g_r^2,$$

$$\alpha(\xi) = 0,76 \xi \beta_0^{6/5} \Omega^{1/2}, \quad q(\xi) = \Omega \left(1 - \frac{x}{F} \right) - \mu(\xi),$$

$$\mu(\xi) = 0,76 \xi (2 - \xi) \beta_0^{12/5},$$

${}_2F_1(x; y; z; t)$ – гипергеометрическая функция Гаусса; $\Gamma(x)$ – Гамма-функция.

Формула (6) позволяет рассчитывать относительную дисперсию сильных флуктуаций интенсивности при произвольных значениях параметров $\frac{x}{F}$ и Ω . При этом в случае коллимированных

$\left(\frac{x}{F} = 0\right)$ и сфокусированных апертурами с числом Френеля $\Omega \lesssim \beta_0^{12.5}$ имеем $\sigma_{I,к}^2 \sim \beta_0^{-4.5}$, $\sigma_{I,ф}^2 \sim \beta_0^{-8.5}$,

при фокусировке большими апертурами ($\Omega \gg \beta_0^{12.5}$) получаем $\sigma_{I,к}^2 \sim \frac{\beta_0^2}{\Omega^{7/6}}$, $\sigma_{I,ф}^2 \sim D_s^{-2/5}$, что согласуется с результатами [1–4].

Изменение относительного вклада слагаемых $\sigma_{I,к}^2$ и $\sigma_{I,ф}^2$ в величину дисперсии сфокусированного пучка в зависимости от интенсивности турбулентности на трассе иллюстрирует рис. 1. Видно, что при $\beta_0^{12.5} \leq \Omega$ основной вклад в превышение σ_I^2 над единицей вносит слагаемое $\sigma_{I,ф}^2$. По мере увеличения β_0^2 вклад $\sigma_{I,ф}^2$ уменьшается, и при $\beta_0^{12.5} > \Omega$ поведение дисперсии определяется, главным образом, первыми двумя слагаемыми в разложении (5).

На рис. 2 приведены результаты расчета σ_I^2 на оси коллимированного пучка в зависимости от дифракционного параметра Ω . Здесь же нанесены экспериментальные данные. Из рисунка следует, что учет дополнительного, по сравнению с результатами [3, 4], слагаемого более высокого порядка малости $\sigma_{I,ф}^2$ позволяет добиться качественного согласия с экспериментальной зависимостью, не прибегая к усреднению по положению точки наблюдения относительно оси пучка [4]. Одновременный учет слагаемого $\sigma_{I,ф}^2$ и усреднение по положению точки наблюдения [4] (кривая 2) приводит к лучшему согласию теоретической и экспериментальной зависимостей, чем в отсутствие $\sigma_{I,ф}^2$ (кривая 2').

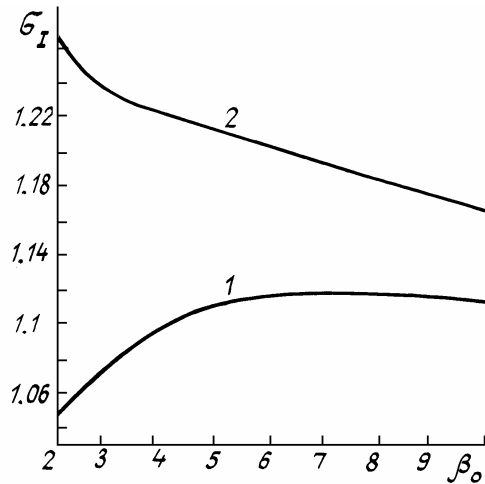


Рис. 1. Зависимость относительной дисперсии интенсивности сфокусированного ($x/F = 1$, $\Omega = 25$) пучка от параметра β_0^2 : кривая 1 – расчет без учета слагаемого $\sigma_{I,ф}^2$ ($\sigma_I^2 = 1 + \sigma_{I,к}^2$); 2 – расчет по формуле (6)

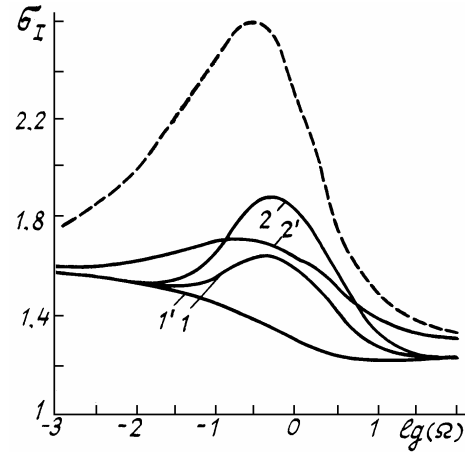


Рис. 2. Зависимость $\sigma_I^2(\Omega)$: кривая 1 – расчет по формуле (6) при $\beta_0 = 1.8$; 1' – расчет по формуле $\sigma_I^2 = 1 + \sigma_{I,к}^2$ [4] при том же значении β_0 ; кривые 2, 2' – расчет с учетом усреднения по положению точки наблюдения; штриховая линия – эксперимент

Рассмотрим более подробно случай фокусировки излучения большими апертурами ($\Omega \gg \beta_0^{12.5}$), когда слагаемое $\sigma_{I,к}^2$ пренебрежимо мало. Предположим, что турбулентные искажения волны столь велики, что параметр $\rho_c \sim \sqrt{x/k}\beta_0^{6.5}$ [6] становится меньше внутреннего масштаба турбулентности: $\rho_c < l_0$. Тогда $5/3$ степень в показателе B экспоненты, в (4), (5) заменяется на квадратическую и появляется зависимость от l_0 [9, 11]. В итоге после выполнения интегрирования для σ_I^2 будем иметь формулу [11, 5, 6]

$$\sigma_I^2 = 1 + 2,5l_a^{2/3} [1 + 1,6D_s^{-1}(l_0)] + 4,7l_a^{4/3} [1 + 4D_s^{-1}(l_0)] + 0(l_a^2), \quad l_a < 1, \quad D_s(l_0) \gg 1, \quad (10)$$

где $D_s(l_0) = 1,1C_n^2 k^2 x \left(\frac{9}{8}\right)^3 l_0$, $l_a = \left(\frac{9}{8}\right)^3 \frac{l_0}{2a}$, показывающую, что уровень насыщения дисперсии превышает единицу на величину, определяемую отношением внутреннего масштаба турбулентности к ра-

днуса апертуры. Характерно, что для коллимированных пучков, когда главным членом асимптотического разложения является слагаемое $\sigma_{i,k}^2$ условие $\rho_c < l_0$ приводит лишь к изменению показателя степенного закона $\beta_0^{-4/5}$ на $\beta_0^{-1/3}$, по которому происходит насыщение σ_i^2 на единицу [3, 4]. В работе [11] на основании расчетов в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа результат (10) неправомерно обобщен и на коллимированные пучки, что противоречило выводам [3, 4] и вызвало дискуссию.

В работе [12] приведены результаты измерения дисперсии интенсивности сфокусированного пучка на лабораторной установке при моделировании условий, когда параметр D_s достигал очень больших значений, вплоть до 500. Не исключено, что наблюдавшееся при этом в [12] устойчивое насыщение σ_i^2 на уровень $\sigma_i^2 = 1,06$ при $120 < D_s < 500$ в какой-то мере объясняется зависимостью (10).

Формула (6) может быть обобщена на случай частично когерентного излучения, когда начальное поле $U_0(\mathbf{p}')$ является случайным. Будем считать, что время когерентности источника τ_k много меньше постоянной времени приемника τ_n . Тогда четвертый момент начального поля разбивается на произведение вторых моментов [6] с радиусом пространственной когерентности a_k [6, 9]. После выполнения вычислений, аналогичных изложенным выше, вместо (6) имеем

$$\sigma_i^2(\mathbf{x}, 0) = \frac{\tilde{g}_r^2}{\tilde{g}_r^2 + r^2} + \tilde{\sigma}_{i,k}^2 + \tilde{\sigma}_{i,\phi}^2, \quad (11)$$

где $\tilde{g}_r^2 = g_r^2 + \frac{a^2}{a_k^2}$, $r^2 = 1,52\beta_0^{12/5}\Omega \frac{a^2}{a_k^2}$, $\tilde{\sigma}_{i,k}^2$ — слагаемое, аналогичное $\sigma_{i,k}^2$ в (6), но содержащее дополнительный параметр a_k и имеющее более сложный вид [13, 6]

$$\tilde{\sigma}_{i,F}^2 = \frac{1}{2} \int_0^1 d\xi' \left\{ \int_0^{\xi'} d\xi'' [F(\tilde{g}_r, \gamma_1(\tilde{g}_r)) + C(\gamma_1)] + \int_{\xi'}^1 d\xi'' [F(\tilde{g}_r, \gamma_2(\tilde{g}_r)) + C(\gamma_2)] \right\} \quad (12)$$

функции $C(\gamma_i)$ имеют тот же вид, что и $F(\tilde{g}_r, \gamma_i(\tilde{g}_r))$ (9), с той лишь разницей, что \tilde{g}_r^2 должно быть заменено на $\tilde{g}_r^2 + r^2$, а α' , α'' и μ' , μ'' домножены соответственно на $\left(1 + \frac{a^2}{a_k^2}\right)^{1/2}$ и $\left(1 + \frac{a^2}{a_k^2}\right)$. Кроме того, первое слагаемое в квадратных скобках (9) в случае $C(\gamma_i)$ имеет в качестве множителя $G(p+s-t)$, а второе — $G(2p+s)$,

где

$$G = (1 + a^2/a_c^2)^{1/3} / (g_r^2(g_r^2 + r^2)), \quad p = \tilde{g}_r^2 + g_r^2 r^2 + \frac{a^2}{a_c^2} g_r^2, \quad s = r^4 + \left(\frac{a^2}{a_c^2}\right)^2 g_r^2, \quad t = \frac{a^2}{a_c^2} g_r^2 r^2.$$

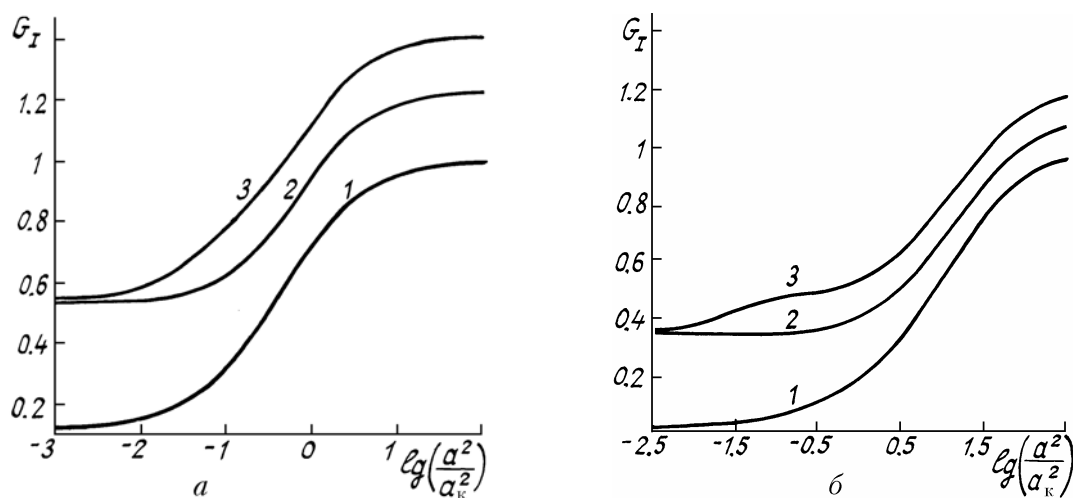


Рис. 3. Расчет $\sigma_i^2\left(\frac{a^2}{a_k^2}\right)$ по формуле (11): а — коллимированный пучок ($x/F = 0$, $\Omega = 1$); б — сфокусированный пучок ($x/F = 1$, $\Omega = 25$); кривые 1, 2, 3 — расчет соответственно с учетом первого, первых двух и всех трех слагаемых в (11)

Из (11) следует, что с уменьшением пространственной когерентности начального поля уровень насыщения относительной дисперсии становится меньше единицы [13, 6]. Рис. 3 иллюстрирует, как соотносятся вклады трех составляющих относительной дисперсии σ_I^2 в (11) в зависимости от когерентности источника. Таким образом, формула (11) обобщает разрозненные результаты [1–4, 13] и позволяет проводить расчеты дисперсии сильных флуктуаций интенсивности при произвольных значениях параметров фокусировки, дифракции и начальной пространственной когерентности излучения.

1. Гочелашвили К. С. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. № 4. С. 848.
2. Черноцкий М. И. // V Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск, 11979. Ч. II, с. 74.
3. Якушкин И. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 3. С. 384.
4. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. // Квантовая электроника; 1980. Т. 7. № 3. С. 530.
5. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
6. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
7. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М.: Наука, 1975. 239 с.
8. Tatarskii V. I., Zavorotnyi V. U. // Proc. SPIE. 1986. V. 642. P. 276.
9. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере // А. С. Гурвич, А. И. Кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов. М.: Наука, 1976. 280 с.
10. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
11. Банах В. А., Миронов В. Л. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 7. С. 1535.
12. Агровский Б. С., Гурвич А. С., Каллистратова М. А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 2. С. 212.
13. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. Вып. 6. С. 1054.
14. Черноцкий М. И. // XI Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Тез. докл.). 1991, Томск. С. 5.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
24 сентября 1991 г.

V. A. Banakh, A. Z. Vagner. Calculations of the Variance of Strong Fluctuations of Light Beams in a Turbulent Medium.

Using the representation of a complex amplitude of the electromagnetic field in the form of a functional integral an asymptotic formula is derived and calculations of the relative variance of strong fluctuations of the optical beams intensity in turbulent atmosphere are made for arbitrary values of the diffraction parameter of the aperture and spatial coherence of a source. Relative contributions of the terms of an asymptotic series to the variance are analyzed when varying the diffraction parameter and initial coherence of the light emitted from the source. It is established that earlier described effect of the variance saturation at the level exceeding unity, under the conditions of strong turbulence along the part is valid only in the case of beam focusing by large apertures and does not take place under different diffraction conditions.