

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.371

С.Е. Скипетров, С.С. Чесноков

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В приближении марковского случайного процесса произведен расчет первых и вторых моментов оптической передаточной функции и интегрального разрешения системы формирования изображений в турбулентной атмосфере. Показано, что параметры оптической системы формирования изображений могут при определенных условиях испытывать сильные флуктуации, которые могут быть обусловлены слабыми флуктуациями параметров волны.

Введение

Для описания систем формирования изображений в условиях некогерентного освещения обычно используют оптическую передаточную функцию (ОПФ) $\tau(\Omega)$, которая связывает угловой спектр $I(\Omega)$ изображения, сформированного в присутствии случайно-неоднородной среды, с угловым спектром идеального геометрооптического изображения $I_g(\Omega)$: $I(\Omega) = \tau(\Omega) \times I_g(\Omega)$ [1]. Таким образом, ОПФ играет роль пространственного частотного фильтра, описывающего изменение углового спектра изображения под влиянием дифракции на апертуре оптической системы и неоднородностей диэлектрической проницаемости в среде. Ширину полосы пропускания такого фильтра характеризуют интегралом от $\tau(\Omega)$ по всем угловым частотам, который принято называть интегральным разрешением оптической системы.

Влияние атмосферной турбулентности на средние значения ОПФ и интегрального разрешения хорошо изучено как для турбулентности с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления [2], так и для турбулентности, описываемой спектрами с конечным внутренним [3,4] и внешним [5,6] масштабами. Однако представляют также интерес характер флуктуаций этих величин около средних значений и прежде всего – дисперсия флуктуаций ОПФ и интегрального разрешения, а также корреляция значений ОПФ на различных угловых частотах.

В настоящей статье представлен теоретический расчет среднего значения $\langle \tau(\Omega) \rangle$ и корреляционной функции $K(\Omega_1, \Omega_2) = \langle \tau(\Omega_1) \tau^*(\Omega_2) \rangle$ ОПФ в приближении марковского случайного процесса. На основе полученных выражений рассчитана дисперсия флуктуаций ОПФ и интегрального разрешения. Полученные результаты, на наш взгляд, позволяют существенно улучшить понимание структуры флуктуаций параметров, описывающих работу системы формирования изображений, в условиях атмосферной турбулентности.

1. Расчет статистических моментов ОПФ

Рассмотрим плоскую световую волну, распространяющуюся в направлении оси z в турбулентной среде, занимающей полупространство $z > 0$. В скалярном приближении будем описывать напряженность электрического поля в волне функцией $u(\rho, z)$, где ρ – вектор в плоскости, перпендикулярной оси z . Тогда, как показано, например, в [7,8], в приближении марковского случайного процесса для корреляционных функций Γ_2, Γ_4 второго и четвертого порядка скалярного светового поля $u(\rho, z)$ можно получить уравнения

$$\frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} - \frac{i}{2k} [\Delta_1 - \Delta_2] \Gamma_2 + \frac{\pi k^2}{4} H(\rho_1 - \rho_2) \Gamma_2 = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} - \frac{i}{2k} [\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3 - \Delta_4] \Gamma_4 + \frac{\pi k^2}{4} F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) \Gamma_4 = 0, \quad (2)$$

где

$$\Gamma_2(\rho_1, \rho_2) = \langle u(\rho_1) u^*(\rho_2) \rangle; \quad (3)$$

$$\Gamma_4(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) = \langle u(\rho_1) u(\rho_2) u^*(\rho_3) u^*(\rho_4) \rangle; \quad (4)$$

$$H(\rho) = 2 \int d^2 \mathbf{x} [1 - \cos(\mathbf{x} \cdot \rho)] \Phi(\mathbf{x}, 0); \quad (5)$$

$$F(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) = H(\rho_1 - \rho_3) + H(\rho_1 - \rho_4) + H(\rho_2 - \rho_3) + H(\rho_2 - \rho_4) - H(\rho_1 - \rho_2) - H(\rho_3 - \rho_4); \quad (6)$$

Δ_n – оператор Лапласа по переменной ρ_n ; \mathbf{x} – вектор пространственных частот в плоскости, перпендикулярной направлению z распространения волны; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число рассматриваемой плоской волны и $\Phi_e(\mathbf{x}, \mathbf{x}_e)$ – спектр мощности флуктуаций диэлектрической проницаемости. Нетрудно видеть, что функция $H(\rho)$ для изотропной и статистически однородной турбулентности связана с волновой структурной функцией $D(\rho)$ плоской волны, прошедшей в среде путь z , простым соотношением

$$H(\mathbf{p}) = H(\rho) = 2/(\pi k^2 z) D(\rho).$$

Из определения ОПФ $\tau(\mathbf{\Omega})$ [1] следует, что усредненная ОПФ $\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle$ и корреляционная функция $K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = \langle \tau(\mathbf{\Omega}_1) \tau^*(\mathbf{\Omega}_2) \rangle$ интегральным образом выражаются через Γ_2 и Γ_4 соответственно:

$$\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle = \frac{1}{A} \int d^2 \rho P(\rho + \lambda \mathbf{\Omega}/2) P^*(\rho - \lambda \mathbf{\Omega}/2) \times \Gamma_2(\rho + \lambda \mathbf{\Omega}/2, \rho - \lambda \mathbf{\Omega}/2); \quad (7)$$

$$K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = \frac{1}{A^2} \int d^2 \rho' \int d^2 \rho'' P(\rho_1) P(\rho_2) P^*(\rho_3) \times P^*(\rho_4) \Gamma_4(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4), \quad (8)$$

где $\rho_1 = \rho' + \lambda \mathbf{\Omega}_1/2$; $\rho_2 = \rho'' - \lambda \mathbf{\Omega}_2/2$; $\rho_3 = \rho' - \lambda \mathbf{\Omega}_1/2$; $\rho_4 = \rho'' + \lambda \mathbf{\Omega}_2/2$; A – нормировочная константа; $P(\rho)$ – функция зрачка оптической системы. Таким образом, домножив уравнения (1), (2) на соответствующие функции зрачка и проинтегрировав уравнение (1) по переменной ρ , а уравнение (2) – по переменным ρ' и ρ'' , получаем

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle = \frac{\pi k^2}{4} H(\lambda \mathbf{\Omega}) \langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = & -\frac{\pi k^2}{4} [H(\lambda \mathbf{\Omega}_1) + H(-\lambda \mathbf{\Omega}_2)] K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) - \\ & -\frac{\pi k^2}{4} \int d^2 \rho' \int d^2 \rho'' P(\rho_1) P(\rho_2) P^*(\rho_3) P^*(\rho_4) \times \\ & \times [H(\rho' - \rho'' + \lambda(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_2)/2) + H(\rho'' - \rho' + \lambda(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_2)/2) - \\ & - H(\rho' - \rho'' + \lambda(\mathbf{\Omega}_1 + \mathbf{\Omega}_2)/2) - H(\rho'' - \rho' - \lambda(\mathbf{\Omega}_1 + \mathbf{\Omega}_2)/2)] - \\ & - \Gamma_4(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4). \end{aligned} \quad (10)$$

Как видно из уравнения (9), усредненная ОПФ $\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle$ зависит только от модуля Ω угловой частоты $\mathbf{\Omega}$, что является следствием статистической однородности поля $u(\mathbf{p}, z)$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. По этой же причине, с учетом того, что функция зрачка $P(\rho)$ спадает до нуля при достаточно больших $|\rho|$, дифференциальные члены $[\Delta_1 - \Delta_2] \Gamma_2$ и $[\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3 - \Delta_4] \Gamma_4$ не дают вклада при интегрировании уравнений (1), (2).

Выражение (10) не является замкнутым уравнением относительно $K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2)$, поскольку в него в явном виде входит функция когерентности четвертого порядка Γ_4 . В то же время уравнение (9) легко решается независимо от когерентного вида спектра $\Phi_c(\kappa)$ и с учетом очевидного начального условия $\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle = \tau_0(\Omega)$ при $z = 0$ приводит к выражению для средней ОПФ, совпадающему с ранее полученным другим способом [2]:

$$\begin{aligned} \langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle &= \tau_0(\Omega) \exp \left\{ -\frac{\pi k^2 z}{4} H(\lambda \mathbf{\Omega}) \right\} \equiv \\ &\equiv \tau_0(\Omega) \exp \left\{ -\frac{1}{2} D(\lambda \mathbf{\Omega}) \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\tau_0(\Omega)$ – ОПФ дифракционно ограниченной системы формирования изображений [1].

1.1. Случай малой приемной апертуры ($d_0 \ll l_0$)

Если диаметр апертуры d_0 рассматриваемой системы много меньше внутреннего масштаба турбулентности l_0 , то в пределах апертуры можно считать: $D(\rho) = 3,28 C_n^2 k^2 z l_0^{-1/3} \rho^2$ [7] и $H(\rho) = 2,088 C_n^2 l_0^{-1/3} \rho^2$, что приводит к следующему выражению для средней ОПФ:

$$\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle = \tau_0(\Omega) \exp \left\{ -\frac{\Omega^2}{\Omega_c^2} \right\}, \quad (12)$$

где $\Omega_c^2 = 0,015 l_0^{1/3} C_n^2 z^{-1}$. Этот результат совпадает с обсуждаемым в работе [3].

Благодаря квадратичной зависимости H от ρ выражение (10) при $d_0 \ll l_0$ преобразуется в замкнутое уравнение относительно K , поскольку множитель, стоящий в квадратных скобках под знаком интеграла в (10), становится независимым от переменных интегрирования ρ' и ρ'' и выносится из-под знака интеграла:

$$\frac{\partial}{\partial z} K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = 2,088 \pi^3 C_n^2 l_0^{-1/3} (\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_2)^2 K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2). \quad (13)$$

Это уравнение легко решается и с учетом очевидного начального условия $K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = \tau_0(\mathbf{\Omega}_1) \tau_0(\mathbf{\Omega}_2)$ при $z = 0$ приводит к следующему выражению:

$$K(\mathbf{\Omega}_1, \mathbf{\Omega}_2) = \tau_0(\mathbf{\Omega}_1) \tau_0(\mathbf{\Omega}_2) \exp \left\{ -\frac{(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_2)^2}{\Omega_c^2} \right\}. \quad (14)$$

При $\mathbf{\Omega}_1 = \mathbf{\Omega}_2 = \mathbf{\Omega}$ из формул (12), (14) следует, что $\langle |\tau(\mathbf{\Omega})|^2 \rangle = \tau_0^2(\Omega)$, $\langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle^2 = \tau_0^2(\Omega) \exp \{-2\Omega^2/\Omega_c^2\}$. Поэтому дисперсия флуктуаций ОПФ σ_t^2 зависит только от модуля Ω угловой частоты и равна

$$\sigma_t^2 \equiv \langle |\tau(\mathbf{\Omega})|^2 \rangle - \langle \tau(\mathbf{\Omega}) \rangle^2 = \tau_0^2(\Omega) [1 - \exp \{-2(\Omega^2/\Omega_c^2)\}]. \quad (15)$$

Для того чтобы сделать дальнейший анализ наиболее наглядным, предположим, что ОПФ $\tau_0(\Omega)$ имеет гауссовскую форму:

$$\tau_0^2(\Omega) = \exp \{-\Omega^2/\Omega_0^2\}, \quad (16)$$

где $\Omega_0 = d_0/\lambda$ и d_0 – «эффективный» диаметр апертуры оптической системы. Подстановка такого выражения для $\tau_0(\Omega)$ в формулу (15) приводит к следующему поведению дисперсии флуктуаций ОПФ: σ_t^2 равна нулю при $\Omega = 0$, затем монотонно возрастает до своего максимального значения

$$(\sigma_{\tau}^2)_{\max} = (\Omega_0^2/\Omega_c^2)[1 + (\Omega_0^2/\Omega_c^2)]^{-(1 + \Omega_c^2/\Omega_0^2)} = \begin{cases} e^{-1} \Omega_0^2/\Omega_c^2, & \Omega_0 \ll \Omega_c, \\ 1, & \Omega_0 \gg \Omega_c, \end{cases} \quad (17)$$

достигаемого при $\Omega_1^2 = (\Omega_c^2/2) \ln[1 + \Omega_0^2/\Omega_c^2]$, после чего монотонно убывает при дальнейшем увеличении Ω . Как видно из (17), при больших относительных размерах апертуры ($\Omega_0 > \Omega_c$) значение дисперсии флуктуаций $\tau(\Omega)$ на угловой частоте Ω_1 может достигать величин порядка единицы. Это означает, что ОПФ $\tau(\Omega)$ испытывает сильные флуктуации даже в том случае, когда флуктуации фазы и логарифма амплитуды волны могут быть малы.

1.2. Приближенный анализ для $l_0 \ll d_0 \ll L_0$

В случае, когда диаметр апертуры d_0 превышает внутренний масштаб турбулентности l_0 , оставаясь при этом много меньше внешнего масштаба L_0 , согласно [7] имеем

$D(\rho) = 6,88(\rho/r_0)^{5/3}$ и $H(\rho) = 2/(\pi k^2 z) 6,88(\rho/r_0)^{5/3}$, где $r_0 = 0,185[\lambda^2/(C_{\tau}^2 z)]^{3/5}$ – радиус Фрида [2]. Прямая подстановка выражения для $H(\rho)$ в формулу (10) не позволяет получить замкнутого уравнения относительно $K(\Omega_1, \Omega_2)$. Однако если диаметр апертуры d_0 все же не очень велик, функцию $H(\rho)$ в подынтегральном выражении (10) можно с достаточной точностью аппроксимировать квадратичной функцией $B\rho^2$, где коэффициент $B \approx 13,76/(\pi k^2 z r_0^{5/3} d_0^{1/3})$ находится при помощи метода наименьших квадратов в предположении, что апертура оптической системы имеет форму круга с диаметром d_0 . Это позволяет получить приближенное уравнение для $K(\Omega_1, \Omega_2)$, аналогичное (13), решение которого дает

$$K(\Omega_1, \Omega_2) \approx T_0(\Omega_1) T_0(\Omega_2) \exp \{-3,44 (d_0/r_0)^{5/3} \times [(\Omega_1/\Omega_0)^{5/3} + (\Omega_2/\Omega_0)^{5/3} - 2 (\Omega_1/\Omega_0) (\Omega_2/\Omega_0)]\}, \quad (18)$$

где

$$\Omega_0 = d_0/\lambda; \quad T_0(\Omega) = \frac{2}{\pi} [\arccos(\Omega/\Omega_0) - (\Omega/\Omega_0) \sqrt{1 - (\Omega/\Omega_0)^2}]. \quad (19)$$

Формула для дисперсии флуктуаций ОПФ $\tau(\Omega)$ приобретает вид

$$\sigma_{\tau}^2 \approx T_0^2(\Omega) \exp \{-6,88 (d_0/r_0)^{5/3} (\Omega/\Omega_0)^{5/3}\} \times [\exp \{2(\Omega^2/\Omega_0^2)\} - 1]. \quad (20)$$

Поведение σ_{τ}^2 в этом случае (рис. 1) качественно похоже на описываемое формулой (15), однако использование выражения (20) оправдано при не слишком больших диаметрах апертуры d_0 . Как видно из рис. 1, значения дисперсии флуктуаций ОПФ σ_{τ}^2 дос-

таточно велики, хотя при выбранных значениях отношения d_0/r_0 и не достигают единицы.

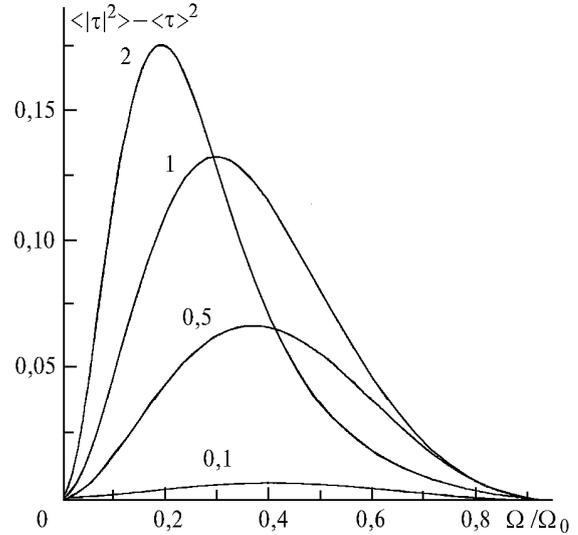


Рис. 1. Дисперсия флуктуаций ОПФ σ_{τ}^2 как функция модуля угловой частоты Ω для случая $l_0 \ll d_0 \ll L_0$ при $d_0/r_0 = 0,1; 0,5; 1$ и 2

2. Расчет моментов интегрального разрешения

Рассмотрим теперь статистику интегрального разрешения оптической системы в условиях атмосферной турбулентности, а именно его среднее значение

$$\langle R \rangle = \int d^2 \Omega \langle \tau(\Omega) \rangle, \quad (21)$$

среднее значение квадрата его модуля

$$\langle |R|^2 \rangle = \int d^2 \Omega_1 \int d^2 \Omega_2 K(\Omega_1, \Omega_2) \quad (22)$$

и дисперсию флуктуаций $\sigma_R^2 = \langle |R|^2 \rangle - \langle R \rangle^2$.

2.1. Случай малой приемной апертуры ($d_0 \ll l_0$)

В этом случае, как и раньше, считаем, что $\tau_0(\Omega) = \exp\{-\Omega^2/\Omega_0^2\}$. Подставив выражения (11), (14) в (21), (22) и воспользовавшись формулами из справочника [9], получаем:

$$\langle R \rangle = \frac{\pi \Omega_0^2}{1 + \Omega_0^2/\Omega_c^2} = \begin{cases} \pi \Omega_0^2, & \Omega_0 \ll \Omega_c, \\ \pi \Omega_c^2, & \Omega_0 \gg \Omega_c, \end{cases} \quad (23)$$

$$\langle |R|^2 \rangle = \frac{\pi^2 \Omega_0^4}{1 + 2 \Omega_0^2/\Omega_c^2} = \begin{cases} \pi^2 \Omega_0^4, & \Omega_0 \ll \Omega_c, \\ \pi^2 \Omega_0^2 \Omega_c^2/2, & \Omega_0 \gg \Omega_c, \end{cases} \quad (24)$$

$$\sigma_R^2 = \langle R \rangle^2 \frac{\Omega_0^4/\Omega_c^4}{1 + 2 \Omega_0^2/\Omega_c^2} = \begin{cases} \pi^2 \Omega_0^8/\Omega_c^4, & \Omega_0 \ll \Omega_c, \\ \pi^2 \Omega_0^4 \Omega_c^2/2, & \Omega_0 \gg \Omega_c. \end{cases} \quad (25)$$

Как видно из (23), среднее интегральное разрешение стремится с ростом диаметра апертуры к ко-

нечному пределу, определяемому параметрами турбулентности (величиной Ω_c), что совпадает с выводами [4]. В то же время дисперсия флуктуаций интегрального разрешения σ_R^2 неограниченно растет с ростом диаметра апертуры. Этот результат, однако, не имеет принципиального значения, поскольку формула (25) верна лишь для $d_0 \ll l_0$ и увеличение d_0 до значений, больших внутреннего масштаба турбулентности, делает формулу (25) неприменимой к реальной физической ситуации.

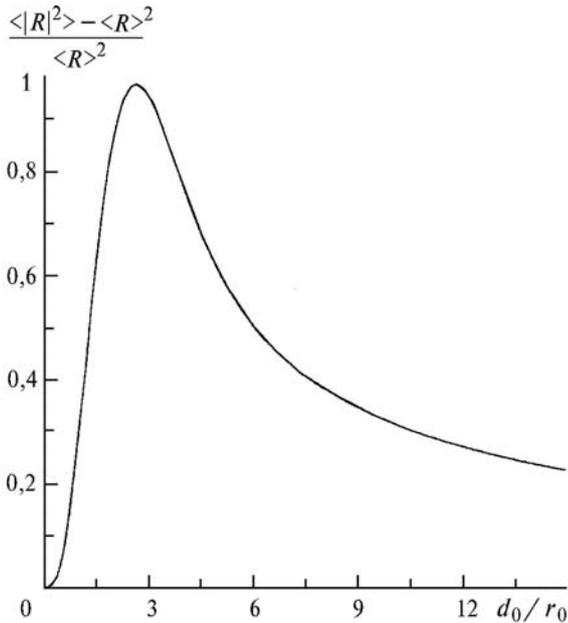


Рис. 2. Относительная дисперсия флуктуаций интегрального разрешения $\sigma_R^2/\langle R \rangle^2$ как функция диаметра апертуры d_0 , нормированного на радиус Фрида r_0

2.2. Приближенный анализ для $l_0 \ll d_0 \ll L_0$

При диаметре апертуры больше внутреннего, но много меньше внешнего масштаба турбулентности формулы (11), (18) и (21), (22) позволяют произвести расчет величин $\langle R \rangle$, $\langle |R|^2 \rangle$ и σ_R^2 только численно. Поскольку среднее значение интегрального разрешения уже неоднократно анализировалось [1, 2], приведем результаты численного интегрирования для дисперсии флуктуаций интегрального разрешения. На рис. 2 представлена зависимость величины $\sigma_R^2/\langle R \rangle^2$ от диаметра апертуры d_0 , нормированного на радиус Фрида r_0 . Максимальное значение $\sigma_R^2/\langle R \rangle^2 \sim 1$ достигается при $d_0/r_0 \approx 2,6$. Таким образом, интегральное разрешение R при $d_0/r_0 \sim 3$ испытывает сильные флуктуации, которые могут быть обусловлены слабыми флуктуациями параметров волны (фазы и логарифма амплитуды). Это означает, что мгновенные изображения могут быть и значительно хуже по качеству, чем долгоэкспозиционное, и значительно лучше. Поэтому, выбрав диаметр апертуры в $2 \div 3$ раза превышающим радиус Фрида, можно среди не-

которого количества мгновенных изображений объекта ожидать появления, по крайней мере одного, практически не искаженного турбулентностью.

3. Заключение

Итак, в результате расчета средних значений и вторых моментов ОПФ и интегрального разрешения оптической системы в турбулентной атмосфере с помощью приближения марковского случайного процесса было установлено, что флуктуации ОПФ на различных угловых частотах неодинаковы, максимум флуктуаций достигается на вполне определенной частоте Ω_1 , зависящей от параметров турбулентности и характеристик оптической системы. Флуктуации ОПФ на угловых частотах, близких к Ω_1 , достаточно велики и могут достигать единицы даже при условии малости флуктуаций параметров световой волны.

Расчет моментов интегрального разрешения R оптической системы показывает, что дисперсия его флуктуаций нетривиальным образом зависит от диаметра апертуры d_0 . При $d_0 \ll l_0$ дисперсия монотонно растет с ростом d_0 , затем, как показывает приближенный анализ случая $l_0 \ll d_0 \ll L_0$, достигает абсолютного максимума при $d_0 \sim 3r_0$ и монотонно спадает до нуля при дальнейшем увеличении диаметра апертуры. Наши расчеты позволяют оценить максимальную дисперсию флуктуаций R как близкую к единице. Это указывает на то, что при диаметре апертуры, близком к $3r_0$, наблюдаются сильные флуктуации интегрального разрешения оптической системы, которые могут быть обусловлены слабыми флуктуациями параметров оптической волны.

Отметим также, что если предположить гауссов закон распределения для случайной величины R , то рассчитанные нами ее среднее значение $\langle R \rangle$ и дисперсия флуктуаций σ_R^2 позволят оценить вероятность получения мгновенной реализации ОПФ, характеризуемой интегральной шириной R , большей некоторого заданного значения. В частности, это дает вероятность получить $R > \langle R \rangle$, равную $1/2$.

1. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
2. Fried D.L. // J. Opt. Soc. Am. A. 1966. V. 56. N 10. P. 1372–1379.
3. Лукин И.П. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 3. С. 455–466.
4. Лукин И.П. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 3. С. 479–483.
5. Consortini A., Rouchi L., and Moroder E. // J. Opt. Soc. Am. 1973. V. 63. N 10. P. 1246.
6. Скипетров С.Е., Чесноков С.С. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 7. С. 786–793.
7. Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
8. Стробен Д. Современные теории распространения оптических волн в турбулентной среде // Распространение лазерного пучка в атмосфере. М.: Мир, 1981. 414 с.
9. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1100 с.

S.E. Skipetrov, S.S. Chesnokov. **Statistical Moments of Parameters Imaging System in Turbulent Atmosphere.**

We present theoretical calculation of first and second statistical moments of modulation transfer function and integral resolution of the optical system of imaging through turbulent atmosphere. Parameters of the optical system are shown to exhibit strong fluctuations even under conditions of weak fluctuations of the phase and log-amplitude of the optical wave.