

В.А. Банах, И.Н. Смалихо

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ И НАКЛОННЫХ ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Проведен анализ среднего значения, относительной дисперсии и масштабов пространственной и временной корреляции интенсивности сфокусированных и коллимированных лазерных пучков в дальней зоне дифракции при распространении в турбулентной атмосфере вдоль наклонных и вертикальных трасс, длина которых значительно превосходит толщину искажающего слоя.

Установлено, что на таких трассах временной масштаб корреляции флуктуаций интенсивности полностью характеризуется временем переноса неоднородностей через начальное поперечное сечение пучка независимо от уровня турбулентных искажений в слое. Пространственный масштаб корреляции совпадает с дифракционным размером пучка в плоскости наблюдения, если флуктуации амплитуды оптического излучения внутри слоя малы по сравнению с фазовыми флуктуациями, и пропорционален радиусу когерентности поля на выходе из искажающего слоя, если на трассе реализуются условия, приводящие к противоположному соотношению между флуктуациями амплитуды и фазы.

Показано, что максимальное значение средней интенсивности, найденной в координатах с центром, совпадающим с энергетическим центром тяжести пучка, может существенно превышать среднюю интенсивность за счет случайных блужданий.

Работа посвящена исследованию распространения лазерного излучения через турбулентную атмосферу на вертикальных и наклонных трассах, длина которых значительно превосходит эффективную толщину искажающего слоя. Рассматривается средняя интенсивность лазерных пучков в координатах, совмещенных с центром тяжести ее мгновенного распределения, что позволяет судить об изменениях интенсивности, связанных лишь с влиянием дифракции и рассеяния на мелкомасштабных турбулентных неоднородностях показателя преломления. Анализируются дисперсия, пространственная и временная корреляция интенсивности оптического излучения на неоднородных трассах.

Строгое выражение для комплексной амплитуды $U(z, \rho, t)$ поля волны, распространяющейся в среде с крупномасштабными флуктуациями показателя преломления $\tilde{n}(z, \rho, t)$, можно представить в виде континуального интеграла [1–4]

$$U(z, \rho, t) = \frac{k}{2\pi i z} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho' U_0(\rho') \exp \left\{ \frac{ik}{2z} (\rho - \rho')^2 \right\} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{k}{2\pi i z} \right)^{N+\infty} \int \dots \int_{-\infty} d^2 b_1 d^2 b_2 \dots d^2 b_N \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \sum_{j=1}^N b_j^2 \right\} \times \\ \times \exp \left\{ ik \int_0^z dz' \tilde{n} \left(z', \left(1 - \frac{z'}{z} \right) \rho' + \frac{z'}{z} \rho + \frac{\sqrt{2}}{\pi} \sum_{j=1}^N \frac{\sin \left(j\pi \frac{z'}{z} \right)}{j} \mathbf{b}_j, t \right) \right\}, \quad (1)$$

где z – длина трассы; ρ – двумерный радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси распространения; t – время; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; $U_0(\rho)$ – комплексная амплитуда поля волны в плоскости $z' = 0$. Однако непосредственное использование (1) в задачах распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере вызывает значительные вычислительные трудности. В то же время для целей рассматриваемой в статье задачи выражение (1) может быть существенно упрощено.

Пусть источник излучения находится на поверхности Земли, а приемник – на значительном удалении от эффективного искажающего слоя атмосферы. В этом случае удобно всю трассу условно разбить на два участка: $[0, z_0]$ и $[z_0, z]$. Будем считать, что на прилегающем к

земной поверхности участке толщиной z_0 происходят основные искажения поля волны на турбулентных неоднородностях показателя преломления \tilde{n} , а на другом участке трассы искаженная волна распространяется практически в вакууме ($\tilde{n} \approx 0$). Согласно предложенным в [5] моделям высотных профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 , эффективная толщина искажающего слоя, определяемая соотношением

$$z_0 = \int_0^{\infty} dz' C_n^2(z') / C_n^2(0), \quad (2)$$

при вертикальном распространении составляет примерно 500–1000 м. В случае нерасходящихся и не очень узких пучков на таких расстояниях z_0 выполняется условие $ka^2/z_0 \gg 1$, то есть распространяющаяся волна практически является плоской. Здесь a – начальный радиус пучка. При прохождении волной слоя $[0, z_0]$ одновременно происходят искажения ее амплитуды $A(z_0, \rho) = |U(z_0, \rho)|$ и фазы $S(z_0, \rho) = i \ln(U(z_0, \rho) / |U(z_0, \rho)|)$. Для вертикальных трасс при $z' = z_0$, как правило, реализуются условия, когда относительная дисперсия интенсивности $\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1 \ll 1$. Поэтому для дальнейшего анализа удобно ввести рассчитанные в первом приближении метода плавных возмущений [6] (в предположении, что $C_n^2(z') = C_n^2(0) = \text{const}$, $z' \in [0, z_0]$) параметры, характеризующие уровень амплитудных и фазовых флуктуаций плоской волны ($ka^2/z_0 \gg 1$) внутри искажающего слоя:

$$\beta_0^2 = \langle A^4(z_0, 0) \rangle / \langle A^2(z_0, 0) \rangle^2 - 1 = 1,24 C_n^2(0) k^{7/6} z_0^{11/6} \quad (3)$$

– относительную дисперсию интенсивности и

$$D = \langle [S(z_0, \rho_1) - S(z_0, \rho_2)]^2 \rangle_{|\rho_1 - \rho_2| = a} = 2,92 C_n^2(0) k^2 a^{5/3} z_0 \quad (4)$$

– структурную функцию фазы.

Принимая во внимание условие

$$z \gg z_0, \quad (5)$$

формально устремим в последней экспоненте выражения (1) длину трассы z в бесконечность ($z \rightarrow \infty$). В результате этого удастся провести интегрирование по всем переменным \mathbf{b}_j и получить формулу

$$U(z, \rho, t) = \frac{k}{2\pi i z} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho' U_0(\rho') \exp \left\{ \frac{ik}{2z} (\rho - \rho')^2 \right\} \exp \left\{ ik \int_0^z dz' \tilde{n}(z', \rho', t) \right\}. \quad (6)$$

Запись для поля волны в виде (6) известна как приближение фазового экрана [6–11]. Для анализа средней интенсивности $\langle I \rangle$ условие (5) является достаточным, чтобы воспользоваться формулой (6).

Средняя интенсивность $\langle I \rangle = \langle UU^* \rangle$. Найдем выражение для средней интенсивности $\langle I \rangle$ на оси пучка ($\rho = 0$) и в <точке центра> тяжести распределения интенсивности

$$\rho_c(z) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho I(z, \rho) \right) / \left(\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho I(z, \rho) \right). \quad (7)$$

При этом будем считать, что пучок в плоскости излучения является гауссовым

$$U_0(\rho) = A_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{a^2} + i \frac{k}{F} \right) \rho^2 \right\}, \quad (8)$$

где F – фокусное расстояние.

Из (6)–(8) имеем

$$\rho_c(z) = \frac{2z}{\pi a^4} \int_0^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R \tilde{n}(z' \mathbf{R}) \mathbf{R} e^{-R^2/a^2}. \quad (9)$$

Предположив, что компоненты вектора ρ_c распределены по нормальному закону, из (6), (8) и (9) после усреднения получаем

$$\begin{aligned} \langle I_\alpha(z) \rangle = \langle I(z, \alpha \rho_c) \rangle = & A_0^2 \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho_1 d^2\rho_2 \exp \left\{ -\frac{1}{2a^2} (\rho_1^2 + \rho_2^2) - i \frac{k}{2z} \left(1 - \frac{z}{F} \right) (\rho_1^2 - \rho_2^2) \right. \\ & - \frac{\pi}{2} k^2 \int_0^\infty dz' \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa \Phi_n(z', \kappa, 0) \left[1 - \exp(ik(\rho_1 - \rho_2)) - \alpha i \kappa (\rho_1 - \rho_2) \exp\left(-\frac{a^2}{4} \kappa^2\right) \times \right. \\ & \left. \left. \times (\exp(-i \kappa \rho_1) - \exp(-i \kappa \rho_2)) + \frac{1}{2} \alpha [\kappa(\rho_1 - \rho_2)]^2 \exp\left(-\frac{a^2}{2} \kappa^2\right) \right] \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

где при $\alpha = 0$ данная формула описывает среднюю интенсивность в фиксированной точке на оси распространения ($\rho = 0$), а при $\alpha = 1$ – среднюю интенсивность, определяемую путем усреднения мгновенных значений интенсивности в точке <центра тяжести пучка>; $\Phi_n(z', \kappa, 0)$ – трехмерный спектр флуктуаций показателя преломления. В случае колмогоровского спектра $\Phi_n(z', \kappa, 0) = 0,132 C_n^2(z') |\kappa|^{-11/3}$ [6, 12–14] из (10) имеем

$$\begin{aligned} \langle I_\alpha(z) \rangle = & A_0^2 \left(\frac{ka^2}{2\pi z} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R' d^2\rho' \exp \left\{ -R'^2 - \frac{1}{4} \rho'^2 - i \frac{ka^2}{z} \left(1 - \frac{z}{F} \right) \mathbf{R}' \rho' - \right. \\ & - \frac{1}{2} D \left[|\rho'|^{5/3} - \alpha \, 1,566 \rho' \left(\left(\mathbf{R}' + \frac{1}{2} \rho' \right) {}_1F_1 \left(\frac{1}{6}; 2; - \left(\mathbf{R}' + \frac{1}{2} \rho' \right)^2 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\mathbf{R}' - \frac{1}{2} \rho' \right) {}_1F_1 \left(\frac{1}{6}; 2; - \left(\mathbf{R}' - \frac{1}{2} \rho' \right)^2 \right) \right] + a \, 0,697 \rho'^2 \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где ${}_1F_1(a; b; c)$ – вырожденная гипергеометрическая функция.

Введем фактор турбулентного ослабления интенсивности в виде

$$\eta_\alpha = \langle I_\alpha(z) \rangle / I_d(z), \quad (12)$$

где $I_d(z) = A_0^2 (ka^2/z)^2 / [1 + (1 - z/F)^2 (ka^2/z)^2]$ – интенсивность на оси пучка в отсутствие турбулентности на трассе распространения ($D \equiv 0$). После перехода к полярной системе координат для переменных интегрирования в (11) оценка величины η_0 сводится к расчету однократного, а η_1 – трехкратного интеграла.

На рис. 1, а представлены рассчитанные зависимости факторов η_0 и η_1 от параметра D при $(ka^2/z)(1 - z/F) = 0$. Рис. 1, б иллюстрирует различие <длинноэкспозиционной> $\langle I_0 \rangle(\eta_0)$ и <короткоэкспозиционной> $\langle I_1 \rangle(\eta_1)$ интенсивностей в максимуме своего распределения при различных турбулентных условиях распространения D . Видно, что при $D \sim 6$ интенсивность $\langle I_1 \rangle$ превышает $\langle I_0 \rangle$ более чем в четыре раза. Это означает, что эффективная ширина пучка, определяемая путем усреднения за достаточно большой период времени распределения интенсивности, в среднем в два раза больше его <мгновенной> ширины. С увеличением D отношение η_1/η_0 (или $\langle I_1 \rangle/\langle I_0 \rangle$) медленно стремится к единице.

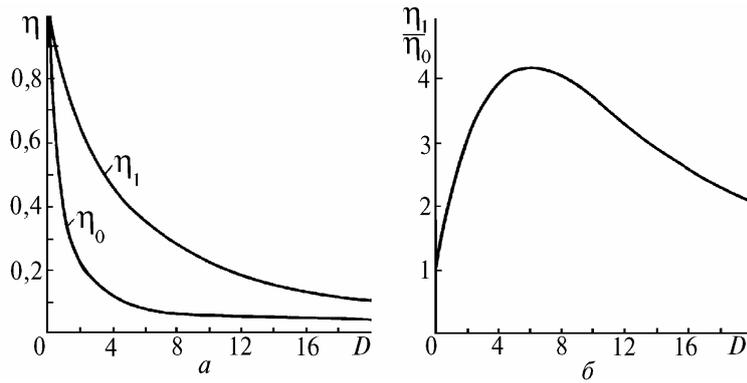


Рис. 1. Зависимость факторов турбулентного ослабления интенсивности η_0 и $\eta_1(a)$ и их отношения $\eta_1 / \eta_0(b)$ от параметра D

Флуктуации интенсивности. В отличие от средней интенсивности, чтобы воспользоваться приближением фазового экрана (формулой (6)), для расчета флуктуаций интенсивности кроме (5) необходимо дополнительное условие. Проведенный асимптотический анализ выражения для σ_p^2 , полученного из (1) для случаев слабых и сильных флуктуаций интенсивности, показывает, что для сфокусированного пучка или дальней зоны дифракции ($(ka^2/z)(1-z/F) \approx 0$) дисперсия σ_p^2 является функцией двух параметров: β_0^2 и D . При выполнении условия

$$(\beta_0^2)^{12/5} \ll D^{6/5} \quad (13)$$

это выражение полностью совпадает с формулой для σ_p^2 , получаемой на основе (6).

Таким образом, для анализа флуктуаций интенсивности можно воспользоваться приближением фазового экрана, если внутри слоя $[0, z_0]$ фазовые искажения пучка значительно превосходят амплитудные. При этом в плоскости $z' = z_0$ флуктуации интенсивности пучка могут быть довольно большими ($\beta_0^2 > 1$). Для вертикальных и слабонаклонных трасс распространения можно считать, что условие (13) является выполнимым, так как практически всегда реализуются неравенства $\beta_0^2 < 1$ и $ka^2/z_0 \gg 1$.

Для второго момента интенсивности из (6) и (8) в случае колмогоровского спектра флуктуаций показателя преломления с использованием гипотезы <замороженности> [12–14] нетрудно получить выражение

$$\begin{aligned} \langle I(z, \mathbf{R} + \frac{1}{2} \boldsymbol{\rho}, t) I(z, \mathbf{R} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\rho}, t + \tau) \rangle &= (2\pi)^{-3} \left(\frac{ka^2}{z} \right)^4 \int_{-\infty}^{+\infty} d^p R_2 d^p R_3 d^p R_4 \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\mathbf{R}_2^2 + \mathbf{R}_3^2 + \left(1 + \left(\frac{ka^2}{z} \right)^2 \left(1 - \frac{z}{F} \right)^2 \right) \mathbf{R}_4^2 \right] + i \frac{ka^2}{z} \left(1 - \frac{z}{F} \right) \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_3 - \right. \\ &\left. - i \frac{ka}{z} (\mathbf{R}_3 \boldsymbol{\rho} + 2 \mathbf{R}_4 \mathbf{R}) - \frac{1}{2} D \left[|\mathbf{R}_3 + \mathbf{R}_4|^{5/3} + |\mathbf{R}_3 - \mathbf{R}_4|^{5/3} \right] \right\} \times \\ &\times \exp \left\{ 1,46 k^2 a^{5/3} \int_0^\infty dz' C_n^2(z') \left(|\mathbf{R}_2 + \mathbf{R}_3 + \langle V_{\perp}(z') \rangle \frac{\tau}{a}|^{5/3} + \right. \right. \\ &\left. \left. + |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_3 + \langle V_{\perp}(z') \rangle \frac{\tau}{a}|^{5/3} - |\mathbf{R}_2 + \mathbf{R}_4 + \langle V_{\perp}(z') \rangle \frac{\tau}{a}|^{5/3} - |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_4 + \langle V_{\perp}(z') \rangle \frac{\tau}{a}|^{5/3} \right) \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

где $\langle V_{\perp} \rangle$ – поперечная к пучку составляющая средней скорости ветра.

Рассмотрим относительную дисперсию интенсивности σ_I^2 на оси пучка ($\rho = 0$). При условии $(ka^2/z)(1 - z/F) = 0$ величина σ_I^2 определяется единственным параметром D . При этом если $D \ll 1$ или $D \gg 1$, из (14) можно найти асимптотические формулы для σ_I^2 , используя известные методы [12–14]. Так, в случае слабых флуктуаций интенсивности ($D \ll 1$) [14]

$$\sigma_I^2 \approx 2^{10/3} \left[(1/2)\Gamma^2(8/3) + (1/2)\Gamma^2(11/6) - (3/4)^{8/3} \Gamma^2(11/6) {}_2F_1(11/6, 11/6; 1; 1/4) \right] D^2 \approx 1,58 D^2, \quad (15)$$

а в случае сильных флуктуаций ($D \gg 1$) [16]

$$\sigma_I^2 \approx 1 + (13/12)2^{16/15} (7/6)^2 \left[\Gamma^2(7/5)/\Gamma^2(6/5) \right] \Gamma^2(5/3) D^{-2/5} \approx 1 + 2,6 D^{-2/5}, \quad (16)$$

где $\Gamma(a)$ – гамма-функция; ${}_2F_1(a, b; c; d)$ – гипергеометрическая функция Гаусса.

Для вычисления шестикратного интеграла в (14) при произвольных значениях параметра D применялся метод Монте-Карло [14, 15]. На рис. 2 представлены результаты численных расчетов относительной дисперсии σ_I^2 при $(ka^2/z)(1 - z/F) = 0$ (кривая 1). Кривые 2 и 3 – расчеты соответственно по формулам (15) и (16). Видно, что эти асимптотики дают относительную погрешность, не превышающую 15%, в областях $D < 0,5$ (формула (15)) и $D > 10$ (формула (16)). По результатам, полученным методом Монте-Карло (кривая 1), подобрана эмпирическая формула

$$\sigma_I^2 = \frac{1 + D^{-2/5} [2,6 + 23,5/D]}{1 + D^{-2/5} \left[\frac{70,1}{(1 + D/2)D} + \frac{14,9}{D^3} \right]}, \quad (17)$$

которая дает максимальную относительную погрешность 3% и совпадает с асимптотиками (15) при $D \ll 1$ и (16) при $D \gg 1$. Результаты расчетов σ_I^2 по формуле (17) представлены на рис. 2 в виде штриховой кривой.

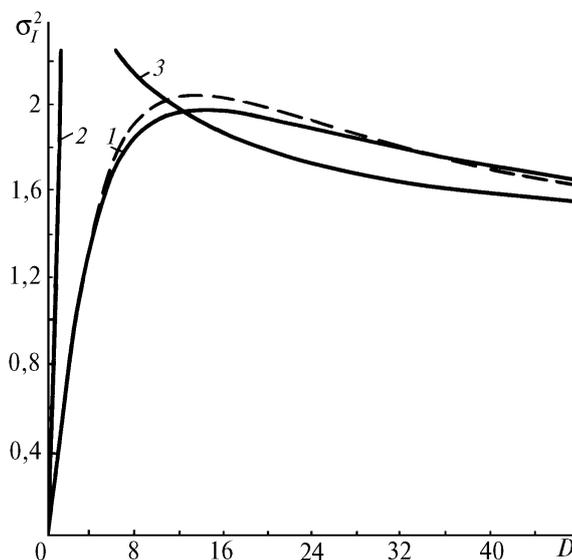


Рис. 2. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности: 1 – расчет методом Монте-Карло; 2 – по формуле (15); 3 – по (16); штриховая кривая – по (17)

Из (14) следует, что в отличие от σ_I^2 радиус пространственной корреляции интенсивности r_I , определяемый по спаданию коэффициента корреляции до уровня e^{-1} как в случае сфокусированного, так и коллимированного пучка в дальней зоне дифракции $ka^2 \ll z$, за фазовым экраном зависит от длины трассы z и определяется дифракционным размером пучка [16]

$$r_l \approx \sqrt{2} z / (k a) \quad (18)$$

Анализ временной корреляции интенсивности можно существенно упростить, если воспользоваться приближением

$$1,46 k^2 a^{5/3} \int_0^\infty dz' C_n^2(z') \left| \mathbf{R} + \langle \mathbf{V}_\perp(z') \rangle \tau / a \right|^{5/3} \approx (D/2) \left| \mathbf{R} + \mathbf{v}_{\text{эфф}} \tau / a \right|^{5/3}, \quad (19)$$

где $\mathbf{v}_{\text{эфф}}$ – вектор эффективной скорости переноса ветром через поперечное сечение пучка турбулентных неоднородностей показателя преломления. Модуль этого вектора определяется формулой

$$\left| \mathbf{v}_{\text{эфф}} \right| = \left[\frac{\left(\int_0^\infty dz' C_n^2(z') \left| \langle \mathbf{V}_\perp(z') \rangle \right|^{5/3} \right)}{\left(\int_0^\infty dz' C_n^2(z') \right)} \right]^{3/5}, \quad (20)$$

а направление – направлением приземного ветра и геометрией распространения пучка.

На рис. 3 представлены результаты расчетов коэффициента временной корреляции интенсивности

$$K(\tau) = (\langle I(t) I(t + \tau) \rangle - \langle I \rangle^2) / (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) \quad (21)$$

на основе (14) и (19) методом Монте-Карло для различных значений параметра D при $(k\alpha^2/z)(1 - z/F) = 0$. Видно, что время корреляции интенсивности τ_k , определяемое по спаданию $K(\tau)$ до уровня e^{-1} , порядка времени переноса неоднородностей показателя преломления через поперечное сечение пучка $\tau_0 = 2 a / \left| \mathbf{v}_{\text{эфф}} \right|$. При $D \ll 1$ величина $\tau_k \approx 3 \tau_0$ и $\tau_k \approx \tau_0$ при $D \gg 1$.

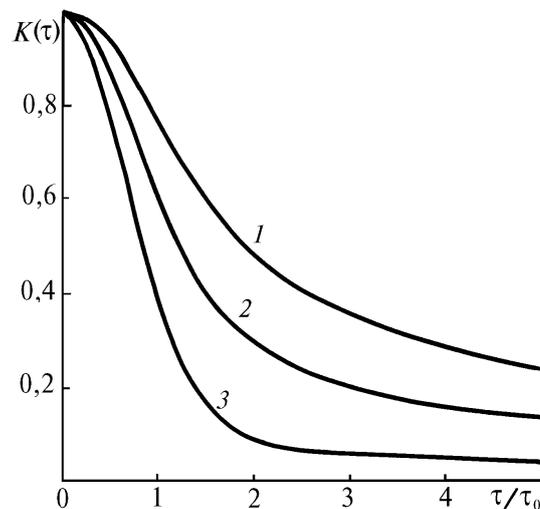


Рис. 3. Коэффициент временной корреляции интенсивности для различных D : 1 – 0,2; 2 – 2; 3 – 20

При увеличении угла θ между вертикальной к поверхности Земли осью и направлением распространения пучка толщина искажающего слоя z_0 растет, а следовательно, возрастают флуктуации интенсивности β_0^2 , и, начиная с определенных значений угла θ , условие (13) может оказаться нарушенным. В этом случае расчеты сильных флуктуаций интенсивности могут проводиться на основе формулы (1) по методике, описанной в [4]. В пределе $(\beta_0^2)^{12/5} \gg D^{6/5}$ дисперсия σ_I^2 при $(k\alpha^2/z)(1 - z/F) \approx 0$ имеет вид

$$\sigma_7^2 \approx 1 + 0,33 \beta_0^{-4/5}, \quad (22)$$

откуда видно, что флуктуации интенсивности в плоскости $z' = z$ полностью определяются искажениями амплитуды волны на отрезке $[0, z_0]$ и не зависят от начального размера пучка a .

Для пространственного радиуса корреляции интенсивности, на основе (1), при $(ka^2/z)(1 - z/F) \approx 0$ можно получить приближенную формулу

$$r_I \approx \sqrt{2} \frac{z}{ka} / \sqrt{1 + 2^{11/5} (\beta_0^2)^{12/5} / D^{6/5}}. \quad (23)$$

Видно, что при условии (13), формулы (23) и (18) совпадают. Если же $(\beta_0^2)^{12/5} \gg D^{6/5}$, то радиус корреляции

$$r_I \approx \frac{1}{2^{3/5}} \frac{z}{ka} \frac{D^{3/5}}{(\beta_0^2)^{6/5}} \sim \frac{z}{z_0} \rho_c \quad (24)$$

не зависит от начального размера пучка a , а определяется величиной радиуса пространственной когерентности пучка $\rho_c \sim [1,45 k^2 C_n^2(0) z_0]^{-3/5}$ на конце искажающего слоя ($z' = z_0$).

Проведенный анализ коэффициента временной корреляции $K(\tau)$ в области сильных флуктуаций интенсивности показал, что, в отличие от дисперсии σ_7^2 и пространственного радиуса корреляции r_I , временной масштаб корреляции τ_k при условии $(ka^2/z)(1 - z/F) \ll 1$ не зависит от соотношения параметров β_0^2 и D , а определяется лишь временем переноса турбулентных неоднородностей через поперечное сечение пучка

$$\tau_k \approx \tau_0. \quad (25)$$

Дело в том, что на большом удалении ($z \gg z_0$) интенсивность в фиксированной точке ρ вследствие дифракции волны на отрезке $[z_0, z]$ будет определяться суперпозицией полей парциальных волн практически со всей волновой поверхности пучка на выходе из искажающего слоя. Поэтому существенное изменение интенсивности в плоскости $z' = z$ произойдет лишь при полной смене реализации поля пучка в конце этого слоя, что будет происходить за время τ_0 .

Проведенный анализ преломляет классические исследования [1, 2, 17] применительно к конкретным схемам распространения лазерного излучения в атмосфере и может оказаться полезным в ряде практических приложений.

1. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М.: Наука, 1975. 239 с.
2. Tatarskii V. I., Zavorotnyi V. U. // Proc. SPIE. 1986. V. 642. P. 276.
3. Булдаков В. М. // Оптика атмосферы и океана. 1991. Т. 4. N 6. С. 599–605.
4. Банах В. А., Вагнер А. З. // Оптика атмосферы. 1992. Т. 5. N 1. С. 37–43.
5. Грачева М. Е., Гурвич А. С. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16. N 10. С. 1107–1111.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
7. Альбер Я. И., Ерухимов Л. М., Рыжов Ю. А., Урядов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. N 9. С. 1371–1376.
8. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. Вып. 8. С. 481–489.
9. Якушкин И. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. N 9. С. 1350–1356.
10. Заворотный В. У. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. N 4. С. 462–469.
11. Шишов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. N 1. С. 85–92.
12. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. / Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. М.: Наука, 1976. 280 с.
13. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
14. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
15. Михайлов Г. А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. 142 с.

16. Gochelashvily K.S., Shishov V.I. // Optica Acta. 1972. V. 19. N 4. P. 327.
17. Charnotskii M.I., Gozani J., Tatarskii V.I., Zavorotnyi V.U. // In: Scintillation International Meeting for Wave Propagation in Random Media. Meeting Digest, Seattle, 1992. S 29.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
30 декабря 1992 г.

V. A. Banakh, I. N. Smalikhov. **Propagation of Laser Beams Along Long Vertical and Slant Paths Through Turbulent Atmosphere.**

This paper deals with the analysis of mean value, relative variance and scales of a spatial and temporal correlations of the intensity of focused laser beams and collimated ones in the far diffraction zone propagating along slant and vertical paths, the length of which exceeds the thickness of the distortion layer. It is found in this paper that for such paths the temporal scale of the laser beam intensity correlation is completely characterized by the time of inhomogeneities transfer over distance being equal to the initial beam cross-section regardless of the turbulent distortions level in the layer. The spatial scale of correlation coincides with the diffraction size of a beam in the observation plane, if the amplitude fluctuations of optical radiation within a layer are small compared to the phase ones and the scale is proportional to the coherence radius of a field as it leaves the distorting layer if the conditions on the path cause quite the opposite ratio of the amplitude to phase fluctuations.

It is also shown in this paper that the maximum value of mean intensity determined in a coordinate system with the origin at the beam's centroid, may essentially exceed maximum of mean intensity distribution obtained as a result of random wandering of a beam as a whole.