

УДК 621.371.332.1

В.П. Кандидов, М.П. Тамаров

### ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАСШТАБА АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА МГНОВЕННЫЙ И ДЛИННОЭКСПОЗИЦИОННЫЙ РАДИУС ПУЧКА

Методом статистических испытаний определено изменение радиуса лазерного пучка при распространении на горизонтальной атмосферной трассе в условиях, соответствующих областям слабого, сильного и промежуточного турбулентного уширения. Для имитации атмосферной турбулентности используются фазовые экраны, построенные модифицированным методом субгармоник. Приведено сравнение численных результатов с аналитическими расчетами в фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа и экспериментальными данными.

Пространственные неоднородности показателя преломления воздуха в турбулентной атмосфере вызывают увеличение угловой ширины лазерного пучка и приводят к случайным смещениям его как целого. Эти явления существенным образом влияют на работу оптических систем, поэтому их изучение имеет большое практическое значение.

Связь между радиусом пучка при длительном усреднении  $a_l$  и мгновенным радиусом пучка  $a_s$  выражается формулой [1]:

$$a_l^2 = a_s^2 + \sigma_c^2, \quad (1)$$

где  $\sigma_c^2$  – дисперсия случайных смещений лазерного пучка. Наиболее строгие аналитические оценки данных величин с учетом влияния внешнего масштаба атмосферной турбулентности  $L_0$  были получены в фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа (ФПМГК) [2]. Из этих оценок следует, что внешний масштаб  $L_0$  оказывает влияние на дисперсию смещений  $\sigma_c^2$  в области слабого турбулентного уширения

$$D_s(2a_0) \ll \Omega^{4/3} (1 - (1 + \beta)^{-1/6}), \quad (2)$$

где  $D_s(2a_0) = 1,1 C_n^2 k^2 L(2a_0)^{5/3}$  – структурная функция фазы сферической волны на диаметре передающей апертуры  $a_0$ ;  $C_n^2$  – структурная постоянная показателя преломления;  $\beta = (0,54 L_0)^2 / (2\pi^2 a_0^2)$ ;  $L$  – длина трассы распространения;  $\Omega = k a_0^2 / L$  – число Френеля передающей апертуры;  $k$  – волновое число, и в области сильного уширения

$$D_s(2a_0) \gg \Omega^{5/3} (1 + \beta)^{5/6}. \quad (3)$$

В промежуточной области параметров

$$\Omega^{5/3} \ll D_s(2a_0) \ll \Omega^{5/3} (1 + \beta)^{5/6} \quad (4)$$

данные оценки предсказывают независимость дисперсии случайных смещений пучка от внешнего масштаба турбулентности.

Напротив, расчеты длинноэкспозиционного радиуса пучка  $a_l$  с учетом и без учета влияния внешнего масштаба  $L_0$  совпадает с точностью до 4 % [2].

Данные оценки носят асимптотический характер. При их получении использовался ряд приближений. Невозможность получения точных аналитических решений для статистических величин световых полей в случайно-неоднородных средах стимулировала развитие численных методов для задач атмосферной оптики. Наиболее широко применяется метод статистических испытаний Монте-Карло (ММК) [3]. Этот метод на основе модели фазовых экранов (МФЭ) позволяет воспроизвести практически любые условия распространения излучения и эффективно исследовать различные статистические характеристики светового поля на основе единого подхода. С помощью ММК исследованы сильные флуктуации интенсивности плоской волны [4] и статистика мелкомасштабных флуктуаций ограниченного пучка [5].

В настоящей работе методом ММК исследуются дисперсия смещений и радиус пучка при кратковременном и длительном усреднении в турбулентной атмосфере. Проводится сравнение результатов статистических испытаний распространения коллимированных и сфокусированных лазерных пучков с аналитическими оценками.

Для имитации крупномасштабных неоднородностей атмосферной турбулентности используются фазовые экраны, построенные модифицированным методом субгармоник [6]. При получении низкочастотной части фазового поля  $\tilde{\varphi}_{lf}$  спектральная область вблизи нулевой гармоники разбивается на несколько субгармоник. Результирующее поле находится в виде суммы высокочастотной части  $\tilde{\varphi}_{hf}$ , получаемой обычным спектральным методом, и низкочастотной  $\tilde{\varphi}_{lf}$ , создаваемой субгармониками:

$$\tilde{\varphi}(n, m) = \tilde{\varphi}_{hf}(n, m) + \tilde{\varphi}_{lf}(n, m). \quad (5)$$

При каждом разбиении двумерной области вблизи нулевой частоты добавляются 32 субгармоники. Такое разбиение соответствует итерационному шагу в формировании фазового экрана.

В численном эксперименте случайное положение центра тяжести оптического пучка в плоскости, поперечной направлению распространения, определялось выражением

$$\tilde{\rho}_c^{(i)}(z) = \frac{1}{P_0} \int d^2 \rho \rho \tilde{I}^{(i)}(z, \rho), \quad (6)$$

а длинноэкспозиционный радиус пучка – выражением

$$a_l^2(z) = \frac{1}{P_0} \langle \int d^2 \rho \rho^2 \tilde{I}^{(i)}(z, \rho) \rangle_M, \quad (7)$$

где  $P_0 = \int d^2 \rho I(0, \rho)$  – полная мощность пучка;

$\tilde{I}^{(i)}(z, \rho)$  – случайное распределение интенсивности в сечении пучка при некоторой реализации;  $\langle \dots \rangle_M$  – операция усреднения по  $M$  реализациям. Дисперсия смещений пучка  $\sigma_c^2$  определялась в результате статистической обработки ансамбля  $\{\tilde{\rho}_c^{(i)}(z), i = 1 \dots M\}$ .

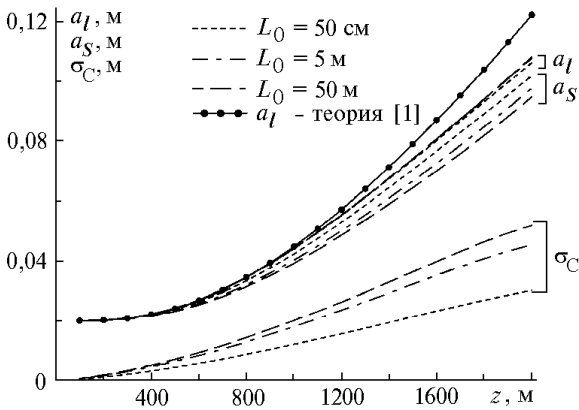


Рис. 1. Длинноэкспозиционный радиус  $a_l$ , короткоэкспозиционный радиус  $a_s$ , среднеквадратичное отклонение смещений центра тяжести  $\sigma_c$  коллимированного пучка с начальным радиусом  $a_0 = 2$  см,  $\lambda = 0,5$  мкм, распространяющегося по приземной трассе с параметром турбулентности  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$  для различных значений внешнего масштаба  $L_0$

На рис. 1 приведены результаты численного эксперимента для коллимированного пучка гауссова профиля радиусом  $a_0 = 2$  см на горизонтальной приземной трассе длиной  $L = 2$  км, длина волны  $\lambda = 0,5$  мкм. Использовался пространственный спектр фон Кармана с внешним масштабом  $L_0$ , равным 50 м, 5 м и 50 см, структурная постоянная  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ . На трассе располагалось 20 экранов, статистический ансамбль состоял из 100 реализаций. Фазовые экраны генерировались модифицированным методом субгармоник на сетке  $512 \times 512$  с числом итераций  $N_j = 4$ . Для рассматриваемых усло-

вий распространения пучка гарантированные результаты эксперимента охватывали области как слабого, так и сильного турбулентного уширения. При  $L_0 = 50$  см области слабого уширения соответствуют  $z < 500$  м, промежуточной области –  $700 < z < 1000$  м и области сильного уширения  $z > 1200$  м, при  $L_0 = 5$  и 50 м – слабое уширение при  $z < 500$  м, промежуточная область при  $600 < z < 2900$  м.

Численный эксперимент показывает (см. рис. 1), что дисперсия смещений центра тяжести пучка  $\sigma_c^2$  достаточно сильно зависит от внешнего масштаба турбулентности не только в областях сильного и слабого турбулентного уширения, но и в промежуточной области параметров. Несмотря на то, что на изменение  $\sigma_c^2$  влияет внешний масштаб, длинноэкспозиционный радиус пучка  $a_l$  практически не зависит от  $L_0$ , что совпадает с теоретическими оценками. Таким образом, для расчета длинноэкспозиционного радиуса пучка  $a_l$  можно не учитывать влияние  $L_0$ . Однако аналитическая формула [1]

$$a_l^2 = a_0^2 \left[ \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + \Omega^{-2} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{a_0^2}{\rho_{pl}}\right) \right], \quad (8)$$

$$\rho_{pl} = (1,4 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$$

дает более стремительное нарастание  $a_l$  с расстоянием, чем это следует из статистических испытаний.

Относительный вклад случайного смещения в длинноэкспозиционное уширение характеризует параметр  $\alpha = 2 \sigma_c^2 / a_s^2$ . Зависимость величины  $\alpha$  от параметра турбулентности  $D_s(2a_0)$  (рис. 2) согласуется с предсказанным теоретически, а ее значения говорят о преобладании турбулентного уширения  $a_s^2$  над случайным смещением пучка  $\sigma_c^2$  в широком диапазоне значений  $D_s$ . Видно, что с ростом внешнего масштаба  $L_0$  вклад смещения  $\sigma_c^2$  становится сравнимым с турбулентным уширением  $a_s^2$ .

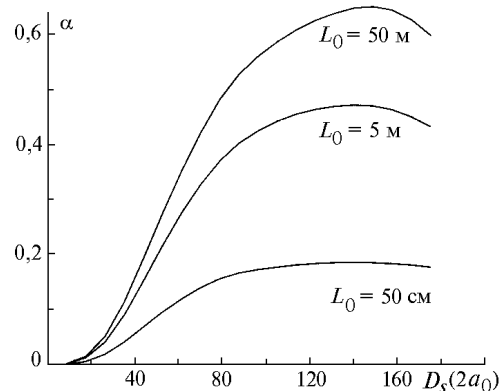


Рис. 2. Значения параметра  $\alpha = 2 \sigma_c^2 / a_s^2$  коллимированного пучка с начальным радиусом  $a_0 = 2$  см,  $\lambda = 0,5$  мкм, распространяющегося по приземной трассе с параметром турбулентности  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$  от параметра турбулентности  $D_s(2a_0)$  для различных значений внешнего масштаба  $L_0$

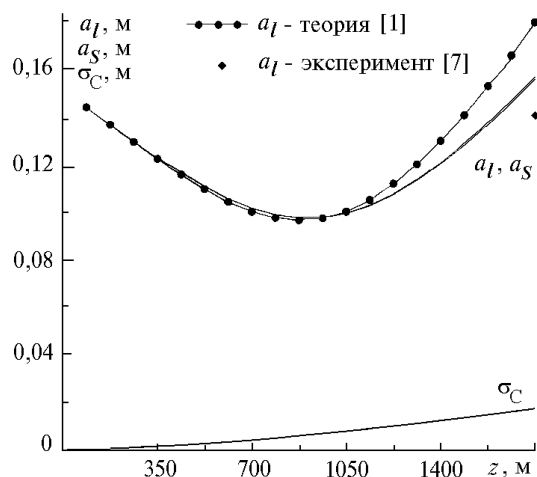


Рис. 3. Длинноэкспозиционный радиус  $a_l$ , короткоэкспозиционный радиус  $a_s$ , среднее квадратичное отклонение смещений центра тяжести  $\sigma_c$  сфокусированного пучка начального радиуса  $a_0 = 15,1$  см, длины волны  $\lambda = 0,63$  мкм, распространяющегося по трассе высотой  $H = 2$  м на расстояние  $L = F = 1750$  м для значения  $C_n^2$ , равного  $1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$

Результаты численного моделирования натурального эксперимента [7] для сфокусированного пучка представлены на рис. 3 ( $a_0 = 15,1$  см,  $\lambda = 0,63$ , радиус фокусировки  $F = L = 1750$  м,  $C_n^2 = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ ,  $L_0 = 0,8$  м). Численный эксперимент выполняется на сетке  $1024 \times 1024$  узла для обеспечения высокого

пространственного разрешения (дифракционный радиус пучка в фокусе  $a_d = 1,16$  мм). Фазовые экраны генерировались модифицированным методом субгармоник с числом итераций  $N_j = 2$ . При таком количестве итераций точность воспроизведения дисперсии флуктуаций фазы на экране, определяемой неоднородностями с пространственным масштабом, сравнимым с  $L_0$ , не хуже 5%. На трассе располагалось 20 экранов, статистический ансамбль состоял из 50 реализаций. Видно, что среднее квадратичное смещение центра тяжести  $\sigma_c$  сфокусированного пучка много меньше мгновенного радиуса пучка на всей трассе. Теоретические оценки  $a_l$  совпадают с данными численного эксперимента на расстояниях  $z$  вплоть до турбулентной перетяжки пучка и дают завышенные значения за ней. Значение  $a_l$ , полученное в натурном эксперименте, близко к данным статистических испытаний.

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 270 с.
2. Мионов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
3. Кандидов В.П. // УФН. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
4. Martin J.M., Flatte S.M. // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 11. P. 2111–2126.
5. Кандидов В.П., Тамаров М.П., Шленов С.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 11. С. 1443–1449.
6. Johanson E.M., Gavel D.T. // SPIE 1994. V. 2200. P. 372–383.
7. Калистратова М.А., Покасов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 8. С. 1200–1207.

Международный лазерный центр  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
6 августа 1997 г.

*V.P. Kandidov, M.P. Tamarov. Atmospheric Turbulence Outer Scale Effects on Instantaneous and Long Exposure Radii of Laser Beam.*

The behavior of laser beam radius is analyzed numerically by Monte-Carlo Method of statistical trials in horizontal atmospheric path under weak, strong and intermediate turbulence conditions. Phase screens are generated by new subharmonic method of Johansson and Gavel to imitate atmospheric turbulence. There is given a comparison of statistical trials, analytical results, and experimental data.