

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 535.2:621.373.826; 520.1; 520.16

**Особенности дрожания изображения
оптического источника в случайной среде
с конечным внешним масштабом**

Л.А. Больбасова¹, П.Г. Коваadlo², В.П. Лукин¹, В.В. Носов¹, А.В. Торгаев^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт солнечно-земной физики СО РАН
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126, а/я 4026

Поступила в редакцию 14.03.2012 г.

Рассмотрены особенности флуктуаций оптических волн при распространении в случайно-неоднородной турбулентной среде с *конечным внешним масштабом*, в том числе и в условиях, когда в атмосфере наблюдаются области с преобладающим влиянием одной крупной когерентной структуры, для которой спектр турбулентности может существенно отличаться от спектра колмогоровской модели. С использованием приближенной модели спектра для когерентной турбулентности, ранее обоснованной в наших работах, выполнены расчеты дисперсии смещений изображения оптического источника (в условиях применимости метода плавных возмущений). Сравнение этих формул с известными аналогичными выражениями для колмогоровской турбулентности показало, что при одинаковых условиях рассмотренные дисперсии флуктуаций в когерентной турбулентности существенно меньше, чем в колмогоровской. Это означает, что в когерентной турбулентности происходит значительное ослабление фазовых флуктуаций оптического излучения. Отмечается важность этого вывода для трактовки результатов оптического зондирования атмосферной турбулентности.

Ключевые слова: турбулентность, дрожание изображения, внешний масштаб; turbulence, image flutter, outer scale.

Введение

Экспериментальные исследования в атмосфере показывают, что наблюдаются области с существенным отклонением от традиционно применяемой для описания колмогоровской турбулентности. Одна из возможных причин — это влияние конечности внешнего масштаба турбулентности [1–5]. В частности, возможна реализация следующей ситуации, когда имеет место преобладающее влияние одной крупной структуры [6]. Турбулентность в таких областях принято называет когерентной. Гидродинамической когерентной структурой называется компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную структуру-ячейку (возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов) и продукты ее дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура является *солитонным решением уравнений гидродинамики* [6] и включает в себя как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. Как показали результаты на-

ших ранних оптических измерений [7–10], в открытой атмосфере часто наблюдаются оптические проявления действия протяженных областей, в которых определяющее влияние имеет одна когерентная структура. Возникает вопрос о возможности влияния на дрожание оптических изображений именно когерентной турбулентности. Этот вопрос следует считать важным, например, для задач наземной астрономии.

1. Влияние внешнего масштаба турбулентности на дисперсию дрожания изображения

Известно, что случайное смещение положения центра тяжести изображения удаленного оптического источника, формирующего плоский волновой фронт, характеризуется положением энергетического центра тяжести ρ_F^{nt} , которое в первом приближении (пренебрежение амплитудными флуктуациями) (см. [11, формула (7.84)]) дается выражением

$$\rho_F^{nt} = -\frac{F}{k\Sigma} \iint_{\Sigma} d^2\rho_1 \nabla S(\rho_1). \quad (1)$$

В приближении геометрической оптики градиент фазовых флуктуаций $\nabla S(\rho_1)$ (1) для плоской волны можно записать в следующем виде:

* Лидия Адольфовна Больбасова; Павел Гаврилович Коваadlo; Владимир Петрович Лукин (lukin@iao.ru); Виктор Викторович Носов (nosov@iao.ru); Андрей Витальевич Торгаев.

$$\nabla S(\rho_1) = i \int_0^X d\xi_1 \iint d^2n(\kappa_1, X - \xi_1) \kappa_1 \exp(i\kappa_1 \rho_1), \quad (2)$$

где F – фокусное расстояние оптической системы; X – расстояние, которое прошла оптическая волна в турбулентной атмосфере; $d^2n(\kappa_1, X - \xi_1)$ – двумерная спектральная плотность флуктуаций показателя преломления атмосферы; k – волновое число оптического излучения.

Тогда, по аналогии с вычислениями в [12, 13], получим выражение для дисперсии дрожания центра тяжести изображения $\langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle$ в виде

$$\begin{aligned} \langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle &= \frac{F^2}{\Sigma^2} \int_{\Sigma} d^2\rho_1 \int_{\Sigma} d^2\rho_2 \int_0^X d\xi_1 \int_0^X d\xi_2 \times \\ &\times \iint \langle d^2n(\kappa_1, X - \xi_1) d^2n(\kappa_2, X - \xi_2) \rangle \times \\ &\times \kappa_1 \exp(i\kappa_1 \rho_1) \kappa_2 \exp(-i\kappa_2 \rho_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь угловые скобки обозначают операцию усреднения по ансамблю флуктуаций показателя преломления атмосферы.

Используя представление [11]:

$$\begin{aligned} \langle d^2n(\kappa_1, X - \xi_1) d^2n(\kappa_2, X - \xi_2) \rangle &= \\ &= 2\pi \delta(\kappa_1 - \kappa_2) \delta(\xi_1 - \xi_2) \Phi_n(\kappa_1, \xi_1) d^2\kappa_1 d^2\kappa_2, \end{aligned} \quad (4)$$

в результате подстановки в (3) получаем

$$\begin{aligned} \langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle &= \frac{2\pi F^2}{\Sigma^2} \int_{\Sigma} d^2\rho_1 \int_{\Sigma} d^2\rho_2 \int_0^X d\xi \times \\ &\times \iint d^2\kappa \kappa^2 \Phi_n(\kappa, \xi) \exp(i\kappa(\rho_1 - \rho_2)). \end{aligned} \quad (5)$$

Далее воспользуемся (для простоты расчетов) гауссовой апертурой эффективного размера R , для которой площадь

$$\Sigma = \int_{\Sigma} d^2\rho = 2\pi \int_0^{\infty} d\rho \rho \exp(-\rho^2/R^2) = \pi R^2, \quad (6)$$

а также

$$\begin{aligned} \iint_{\Sigma} d^2\rho \exp(i\kappa\rho) &= 2\pi \int_0^{\infty} d\rho \rho J(\kappa\rho) \exp(-\rho^2/R^2) = \\ &= \pi R^2 \exp(-\kappa^2 R^2/4), \end{aligned}$$

где J – функция Бесселя. Тогда можно, используя гауссову приемную апертуру, перейти к следующему выражению для (5):

$$\begin{aligned} \langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle &= 2\pi^2 F^2 \int_0^X d\xi \times \\ &\times \iint d^2\kappa \kappa^2 \Phi_n(\kappa, \xi) \exp(-\kappa^2 R^2/2). \end{aligned} \quad (7)$$

Для вычислений интегралов в выражении (7) необходимо использовать ту или иную модель спек-

тра турбулентности среды, в которой распространяется оптическое излучение. В дальнейшем будем применять различные модели атмосферной турбулентности, учитывающие конечность величины внешнего масштаба турбулентности, а именно изотропную модель Кармана [5, 12]:

$$\Phi_n(\kappa, \xi) = 0,033 C_n^2(\xi) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-1/6} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2), \quad (8)$$

и модель, предложенную в публикациях [12, 13]:

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa, \xi) &= 0,033 C_n^2(\xi) \kappa^{-1/3} \times \\ &\times \{1 - \exp(-\kappa^2/\kappa_0^2)\} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2). \end{aligned} \quad (9)$$

В наших работах [14, 15] было показано, что соответствующие внешние масштабы для моделей (8) и (9) связаны простым численным коэффициентом, поэтому практически можно выполнять расчеты флуктуаций оптических характеристик с любым из этих спектров.

Так, для российской модели (9) можно получить из (5) (при условии, что $\kappa_0^{-1} \gg R$)

$$\begin{aligned} \langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle &= 2\pi^2 F^2 0,033 \Gamma(1/6) \times \\ &\times \int_0^X d\xi C_n^2(\xi) \left[\frac{R^{-1/3}}{2^{1/6}} - \kappa_0^{1/3} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Для случая наблюдения дрожания звезды с использованием астрономического телескопа нужно положить верхний предел интегрирования в (10) равным ∞ . Тогда получаем, что дисперсия углового дрожания изображения может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle / F^2 &= \langle (\varphi_F^{пл})^2 \rangle \approx \\ &\approx 3,23 R^{-1/3} \int_0^{\infty} d\xi C_n^2(\xi) \left[1 - (\kappa_0^2 R^2 / 2)^{1/6} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Далее воспользуемся так называемым «эффективным внешним масштабом турбулентности» для всей атмосферы в целом, который может быть введен на основе следующей формулы (см., например, [16]):

$$(\kappa_0^*)^{-1} = \left[\frac{\int_0^{\infty} d\xi C_n^2(\xi) \kappa_0^{1/3}}{\int_0^{\infty} d\xi C_n^2(\xi)} \right]^{-3}. \quad (12)$$

Используя радиус когерентности атмосферной турбулентности r_0 вида

$$r_0 \approx \left(k^2 \int_0^{\infty} d\xi C_n^2(\xi) \right)^{-3/5}, \quad (13)$$

можно в итоге получить для дисперсии углового дрожания изображения в фокальной плоскости телескопа следующее выражение:

$$\langle (\rho_F^{пл})^2 \rangle \approx 3,23 R^{-1/3} r_0^{-5/3} k^{-2} \left[1 - 2^{-1/6} (\kappa_0^* R)^{1/3} \right]. \quad (14)$$

Проанализируем действие второго члена в квадратных скобках выражения (14), обуславливающего отличие поведения дисперсии дрожания изображения как функции размера приемной апертуры R от степенной зависимости вида $R^{-1/3}$. В таблице приведены результаты расчетов поведения дисперсии дрожания изображения для различных значений отношения эффективного внешнего масштаба турбулентности для атмосферы в целом κ_0^* к размеру приемной апертуры телескопа R .

$(\kappa_0^* R)^{-1}$	1000	300	100	50	30	10	5
$[1 - 2^{-1/6} (\kappa_0^* R)^{1/3}]$	0,91	0,87	0,80	0,75	0,70	0,57	0,42

Анализ таблицы показывает, что даже при отношении внешнего масштаба к размеру приемной апертуры порядка 10^3 отличие поведения дисперсии дрожания изображения от степенного закона ($\approx R^{-1/3}$) [11] проявляется достаточно сильно, т.е. влияние внешнего масштаба на дрожание изображения остается значительным.

2. Действие когерентной турбулентности

Покажем, что для кармановского спектра атмосферной турбулентности (8) расчет для интеграла (7) дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty d\kappa \kappa^3 \frac{\exp(-\kappa^2 R^2/2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{1/6}} = \\ & = \frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma(-1/6)}{\Gamma(11/6)} \kappa_0^{1/3} {}_1F_1(2, 7/6; \kappa_0^2 R^2/2) + \right. \\ & \left. + \Gamma(1/6) (R_0^2/2)^{-1/6} {}_1F_1(11/6, 5/6; \kappa_0^2 R^2/2) \right], \quad (15) \end{aligned}$$

а так как всегда $\kappa_0^2 R^2/2 \ll 1$, получаем в итоге

$$\int_0^\infty d\kappa \kappa^3 \frac{\exp(-\kappa^2 R^2/2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{1/6}} \approx \frac{\Gamma(1/6)}{2^{5/6}} R_0^{-1/3} - \frac{18}{5} \kappa_0^{1/3}. \quad (16)$$

Далее сопоставим поведение дрожания изображения для колмогоровской и когерентной турбулентности. Приближенная модель спектра турбулентности в условиях проявления одной когерентной турбулентной структуры ранее была получена в наших работах [7–10]. Проведем вычисления интеграла в выражении (7) для модели когерентной турбулентности следующего вида:

$$\Phi_n^{\text{КОГ}}(\kappa, \xi) = 0,033 (C_n^2(\xi))^{\text{КОГ}} (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-7/3} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2), \quad (17)$$

при этом получаем, что для интеграла из (7)

$$\int_0^\infty d\kappa \kappa^3 \frac{\exp(-\kappa^2 R^2/2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{7/3}} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(7/3)} \kappa_0^{-2/3} {}_1F_1(2, 2/3; \kappa_0^2 R^2/2) + \right.$$

$$\left. + \Gamma(-1/3) (R_0^2/2)^{1/3} {}_1F_1(7/3, 4/3; \kappa_0^2 R^2/2) \right]. \quad (18)$$

При условии, что $\kappa_0^2 R^2/2 \ll 1$, это приводит к выражению для когерентной турбулентности

$$\begin{aligned} \langle (\varphi_{\text{пл}}^{\text{КОГ}})^2 \rangle & = 2\pi^2 0,033 \int_0^\infty d\xi (C_n^2(\xi))^{\text{КОГ}} \times \\ & \times \left[\frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(7/3)} \kappa_0^{-2/3} - 3\Gamma(2/3) (R^2/2)^{1/3} \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

Далее (19) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \langle (\varphi_{\text{пл}}^{\text{КОГ}})^2 \rangle & = 2\pi^2 0,033 \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(7/3)} \int_0^\infty d\xi (C_n^2(\xi))^{\text{КОГ}} \times \\ & \times \kappa_0^{-2/3} [1 - 3\Gamma(2/3) (R^2/2)^{1/3}] \approx \\ & \approx 1,46 \int_0^\infty d\xi (C_n^2(\xi))^{\text{КОГ}} \kappa_0^{-2/3} [1 - 3\Gamma(2/3) (R^2/2)^{1/3}]. \quad (20) \end{aligned}$$

При корректном сравнении действия когерентной и традиционной колмогоровской турбулентности необходимо обеспечить равенство энергии турбулентности для используемых спектров вида (8) и (17), т.е. обеспечить равенство следующих интегралов:

$$\int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n^{\text{КОГ}}(\kappa) = \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n(\kappa).$$

Так, для колмогоровской модели вида (8) энергия равна:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n(\kappa) & = 0,033 \frac{C_n^2}{2} \left[\frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(11/6)} \kappa_0^{-5/3} {}_1F_1(1, 1/6; \kappa_0^2/\kappa_m^2) + \right. \\ & \left. + \Gamma(-5/6) \kappa_m^{-5/3} {}_1F_1(11/6, 11/6; \kappa_0^2/\kappa_m^2) \right], \quad (21) \end{aligned}$$

при $\kappa_0^2/\kappa_m^2 \ll 1$ получаем

$$\int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n(\kappa) \approx \frac{3}{5} 0,033 C_n^2(\xi) \kappa_0^{-5/3}. \quad (22)$$

Для модели когерентной турбулентности вида (17)

$$\begin{aligned} \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n^{\text{КОГ}}(\kappa) & = 0,033 \frac{(C_n^2)^{\text{КОГ}}}{2} \times \\ & \times \left[\frac{\Gamma(4/3)}{\Gamma(7/3)} \kappa_0^{-8/3} {}_1F_1(1, -1/3; \kappa_0^2/\kappa_m^2) + \right. \\ & \left. + \Gamma(-4/3) \kappa_m^{-8/3} {}_1F_1(7/3, 7/3; \kappa_0^2/\kappa_m^2) \right], \quad (23) \end{aligned}$$

при $\kappa_0^2/\kappa_m^2 \ll 1$ имеем

$$\int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n^{\text{КОГ}}(\kappa) \approx \frac{3}{8} 0,033 (C_n^2)^{\text{КОГ}} \kappa_0^{-8/3}. \quad (24)$$

Если приравнять дисперсии (22) и (24) при условии, что в турбулентности реализуются одинаковые величины внешних масштабов κ_0^{-1} , получим

$$(C_n^2)^{\text{ког}} = \frac{8}{5} \kappa_0 C_n^2. \quad (25)$$

Подставив это преобразование в выражение (19), для когерентной турбулентности имеем

$$\langle (\varphi_{\text{пл}}^2)^2 \rangle_{\text{ког}} = 2\pi^2 0,033 \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) \times \left[\frac{\Gamma(4/3)}{\Gamma(7/3)} \kappa_0^{1/3} - 3\Gamma(2/3) \kappa_0 (R^2/2)^{1/3} \right]. \quad (26)$$

Для большого значения внешнего масштаба турбулентности ($\kappa_0^2 R^2/2 \ll 1$) в выражении (26) можно сохранить только один член, а именно

$$\langle (\varphi_{\text{пл}}^2)^2 \rangle_{\text{ког}} = \frac{16}{5} \pi^2 0,033 \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(7/3)} \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) \kappa_0^{1/3}, \quad (27)$$

тогда как для колмогоровской турбулентности имеем выражение (14). В результате при условии $\kappa_0^2 R^2/2 \ll 1$ отношение дисперсии дрожания изображения в когерентной турбулентности к дисперсии для колмогоровской турбулентности равно

$$\frac{\langle (\varphi_{\text{пл}}^2)^2 \rangle_{\text{ког}}}{\langle (\varphi_{\text{пл}}^2)^2 \rangle_{\text{колм}}} \approx (\kappa_0^* R)^{1/3}. \quad (28)$$

Поскольку в реальности всегда $\kappa_0 R \ll 1$, это означает, что в когерентной турбулентности происходит резкое падение флуктуации (в данном случае дисперсии дрожания изображения) оптических волн. Этот эффект уменьшения флуктуаций оптических волн можно использовать для диагностики появления в атмосфере когерентных оптических структур. Кроме того, следует отметить, что именно формулы (26)–(28) можно использовать для оценки величины $(\kappa_0^*)^{-1}$ – «эффективного значения внешнего масштаба» для всей атмосферы в целом [16]. Следует учитывать возможности появления в атмосфере когерентных структур, уменьшающих эффект влияния турбулентности на флуктуации оптических волн. В этом случае будет появляться «фиктивное» уменьшение уровня турбулентности, однако это следствие проявления когерентной турбулентности, что может, в свою очередь, исказить данные оптического зондирования турбулентности.

3. Экспериментальные наблюдения проявления когерентной турбулентности

Представляет интерес экспериментальная проверка эффекта ослабления флуктуаций света в атмосферной когерентной турбулентности. Поскольку для появления когерентной турбулентной структуры в открытой атмосфере требуются специальные условия, только достаточно длительные эксперимен-

тальные наблюдения позволили выявить их появление в атмосфере. Измерения проводились в Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН (пос. Монды, Бурятия) на автоматизированном горизонтальном солнечном телескопе (АСТ). Измерялась дисперсия дрожания изображения края солнечного диска σ_α^2 в зависимости от размера $2a_t$ приемного зеркала. Источником служило изображение края солнечного диска. В качестве фотоприемника использовался датчик Брандта, являющийся фотоэлектрическим регистратором дрожания изображения внеатмосферного источника света. Датчик Брандта прошел успешную апробацию в течение нескольких десятков лет и ранее применялся в аналогичных исследованиях [17, 18].

Измерения были выполнены для пяти различных диаметров приемного зеркала (апертуры) телескопа: 5, 10, 30, 50 и 80 см и для двух различных угловых размеров приемной щели регистратора – 25" и 10". Осуществлялся контроль зенитного угла положения Солнца. Параллельно оптическим измерениям ультразвуковой метеосистемой производился непрерывный контроль метеоситуации с определением типа турбулентности (когерентная или некогерентная колмогоровская турбулентность) вблизи приемного телескопа АСТ [18–20].

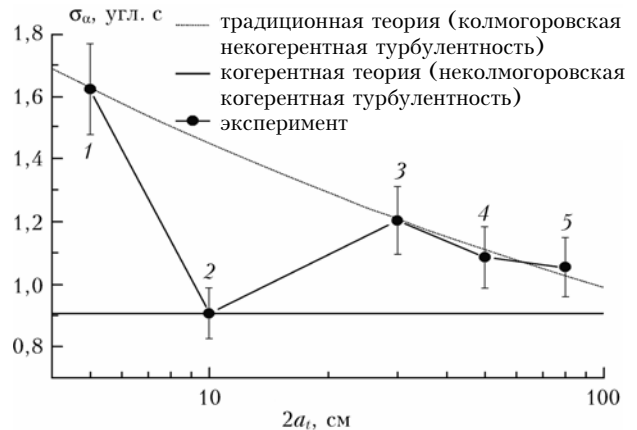


Рис. 1. Среднеквадратическое отклонение σ_α^2 дрожания астрономического изображения края солнечного диска в зависимости от диаметра входной апертуры телескопа $2a_t$. Саянская солнечная обсерватория. Летние измерения 2010 г. Для экспериментальной точки $2a_t = 10$ см – $W_T \sim f^{-8/3}$, для других точек – $W_T \sim f^{-5/3}$

Как видно из рис. 1, стандартное отклонение дрожания изображения края солнечного диска в когерентной турбулентности значительно меньше, чем в некогерентной колмогоровской турбулентности.

Нами были проведены измерения дрожания изображения края диска Луны в горном регионе Саяны также с использованием прибора Брандта. Как показывают оценки, теоретические расчеты дрожания изображения можно было проводить в приближении больших приемников, т.е. для $\Omega_t \gg 1$, где $\Omega_t = \kappa a_t^2/x$, при этом предполагалось, что максимальный радиус приемника составлял 22 см, а эффективная длина атмосферной трассы примерно 1,2 км. Измерения проводились в вечернее время

с переходным турбулентным режимом. В эти часы, как правило, в обсерватории преобладает одна когерентная структура. Ранее в [17] экспериментально установлено, что для больших размеров приемников дисперсия смещений астрономических изображений (край диска Луны, рис. 2) не зависит от a_t , в противоположность обычной зависимости $\sigma_t^2 \sim a_t^{-1/3}$ для колмогоровского спектра (пунктирная линия на рис. 2). Этот оптический результат теперь можно объяснить преобладающим действием одной когерентной структуры во время измерений в [9, 19].

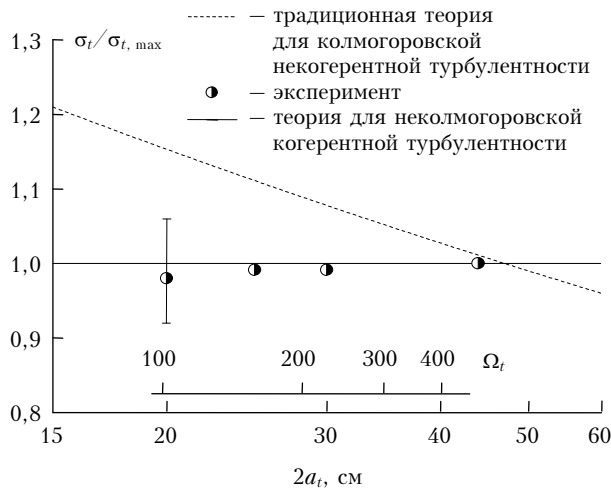


Рис. 2. Дрожание астрономических изображений. Сравнение традиционной некогерентной теории с когерентной теорией и экспериментом [19, 20]

Полученные экспериментальные данные подтверждают теоретические результаты и указывают на существенное ослабление флуктуаций света. Таким образом, оптические эксперименты указывают на присутствие крупных когерентных структур в приземном слое над территорией Саянской солнечной обсерватории и эффект ослабления фазовых (рефракционных) флуктуаций света в когерентной турбулентности. Это позволяет минимизировать разрушающее действие турбулентности на параметры оптического излучения в атмосфере (в частности, повысить качество оптических изображений), выбрав для работы районы, в которых имеются крупные когерентные структуры (области когерентной турбулентности).

Если воспользоваться данными рис. 1 и 2, то можно оценить величину «эффективного внешнего масштаба» для всей атмосферы в целом. Оказывается, что она составляет примерно от 10 до 35 м, что согласуется с нашими результатами расчетов по моделям [15, 16].

4. Формирование колмогоровской турбулентности

В нашей работе [9] уже было высказано предположение, что реальная атмосферная турбулентность представляет собой (некогерентную) смесь раз-

личных когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных энергонесущих вихрей. Для доказательства этого был проведен следующий численный эксперимент: было взято четыре когерентных «кармановских» спектра вида (17) с различными значениями внешнего масштаба турбулентности: 60, 30, 15 и 7,5 м. В результате суммирования был получен некий средний спектр (рис. 3, штриховая линия), обладающий «инерционным» интервалом, в котором наклон спектра несколько ниже, чем у каждого из когерентных спектров. Это подтверждает предположение о том, что колмогоровская турбулентность может быть сформирована как аддитивная сумма нескольких когерентных спектров.

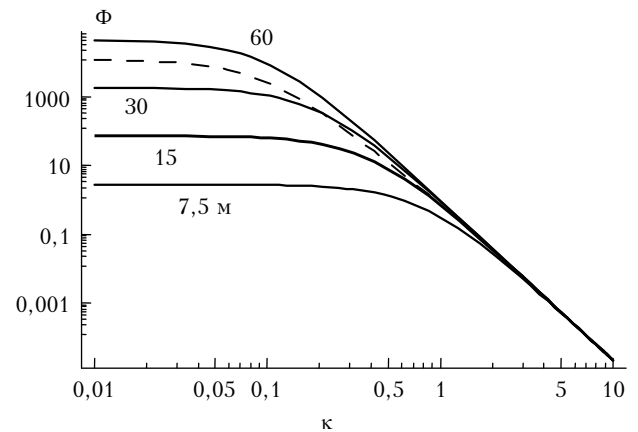


Рис. 3. Процесс образования колмогоровского спектра турбулентности из 4 спектров с внешними масштабами 60, 30, 15, 7,5 м

В то же время возможно путем сложения когерентных кармановских моделей с конечным внешним масштабом спектров вида (17) получать спектры с еще более медленным спадом в «инерционном» участке спектра. В реальной атмосфере это вполне может происходить, например, в приземном слое при наличии больших неровностейстилающей поверхности. Подобные ситуации могут возникать в условиях гор [17–22]. В этом смысле считаем необходимым привести здесь мнение А. Токовина [23]. Он, в частности, отмечает, что в приземном слое могут быть ситуации, когда турбулентность содержит больше высоких частот, т.е. спад спектра происходит медленнее, чем $k^{-11/3}$. На наш взгляд, ключевым элементом формирования той или иной модели спектра является поведение основных «энергонесущих» масштабов, т.е. внешних масштабов турбулентности [5, 24]. Возможны ситуации, когда энергия поступает в турбулентность на различных масштабах, а также может реализоваться ситуация, когда имеет место существование преимущественно одной крупной структуры, распад которой и обуславливает формирование когерентной турбулентности.

Заключение

Обнаружен эффект ослабления флуктуаций света в когерентной турбулентности. Эффект *возникает*

при наличии в атмосфере крупных когерентных структур (областей когерентной турбулентности), *заключается* в ослаблении фазовых и амплитудных флуктуаций оптического излучения по сравнению с колмогоровской турбулентностью и *обусловлен* более быстрым убыванием спектра когерентной турбулентности и, соответственно, меньшим вкладом мелкомасштабных компонент. Оказалось, что реальная атмосферная турбулентность есть (некогерентная) смесь различных когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных энергонесущих вихрей. Поэтому когерентную структуру можно рассматривать как структурный элемент, формирующий колмогоровскую турбулентность [19–22].

В открытой атмосфере часто наблюдаются протяженные области, в которых определяющее влияние имеет одна крупная когерентная структура. Турбулентность в таких областях мы называем когерентной. В когерентной турбулентности наблюдается эффект ослабления флуктуаций света. Полученные результаты можно рассматривать как новый взгляд на проблему турбулентности. Наши данные показывают, что турбулентность, в том числе и когерентную атмосферную турбулентность, следует рассматривать как результат действия самоорганизующихся нелинейных процессов в сплошных средах. Самоорганизующиеся процессы, как известно, обнаруживаются в различных областях естествознания. Поэтому наблюдение когерентных структур в других нелинейных системах представляет несомненный интерес.

Обнаруженное в натурных экспериментах явление ослабления дрожания оптических изображений в фокальной плоскости телескопа в когерентной турбулентности позволило нам выработать ряд рекомендаций по выбору оптимальных мест размещения наземных астрономических телескопов [22], а также сделать вывод о необходимости коррекции отдельных результатов зондирования атмосферной турбулентности оптическими методами в условиях возможного проявления когерентной турбулентности.

1. *Лукин В.П., Покасов В.В.* Флуктуации фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 11. С. 1726–1729.
2. *Миронов В.Л., Лукин В.П., Покасов В.В., Хмелевцов С.С.* Флуктуации фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере // Изв. АН СССР. Радиотехн. и электрон. 1975. Т. 20, № 6. С. 1164–1170.
3. *Миронов В.Л., Лукин В.П., Покасов В.В., Хмелевцов С.С.* Фазовые оптические измерения спектральной плотности показателя преломления в атмосфере. Препринт / ИОА СО АН СССР (Томск). 1975. № 3. С. 54.
4. *Лукин В.П., Покасов В.В., Тиме Н.С., Туровцева Л.С.* Восстановление спектра пульсаций показателя преломления в атмосфере из оптических измерений // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1977. Т. 13, № 1. С. 90–94.
5. *Lukin V.P., Pokasov V.V.* Optical wave phase fluctuations // Appl. Opt. 1981. V. 20, N 1. P. 121–135.

6. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 1. М.: Наука, 1967. 696 с.; Т. 2. СПб.: Гидрометеоздат, 1996. 742 с.
7. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч. 1, 2 // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013–1021; 2008. Т. 21, № 3. С. 207–217.
8. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G.* Coherent structures in the turbulent atmosphere // Mathematical Models of Non-linear Phenomena, Processes and Systems: From Molecular Scale to Planetary Atmosphere / Ed. by A. Nadykto, L. Uvarova et al. N.Y.: Nova Science Publishers, 2010. Ch. 20. P. 120–152.
9. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Когерентные структуры в турбулентной атмосфере. Эксперимент и теория // Солнечно-земная физ. 2009. Вып. 10. С. 134–143.
10. *Носов В.В., Емалеев О.Н., Лукин В.П., Носов Е.В.* Полуэмпирические гипотезы теории турбулентности в анизотропном пограничном слое // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18, № 10. С. 845–862.
11. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
12. *Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В.* Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1974. Т. 17, № 10. С. 1501–1511.
13. *Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н.* Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23, № 4. С. 461–470.
14. *Лукин В.П.* О сопоставлении моделей спектра атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6, № 9. С. 628–631.
15. *Lukin V.P.* Comparison of the spectral model of atmospheric turbulence // Proc. SPIE. 1994. V. 2222. P. 527–535.
16. *Лукин В.П., Фортес Б.В., Носов Е.В.* Эффективный внешний масштаб атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10, № 2. С. 162–171.
17. *Лукин В.П., Губкин С.М., Емалеев О.Н., Мутницкий Н.Г., Покасов В.В.* Экспериментальные исследования астроклиматических характеристик Приэльбрусья // Астроном. ж. 1983. Т. 60, вып. 4. С. 789–794.
18. *Дарчия Ш.П., Иванов В.И., Ковадло П.Г.* Результаты астроклиматических исследований, выполненных в СибИЗМИРе СО АН СССР в 1971–1976 гг. // Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1979. Вып. 6. С. 168–176.
19. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Атмосферная когерентная турбулентность // Вестн. МГТУ «Станкин». 2011. 10 с.
20. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Эффект ослабления флуктуаций света в когерентной турбулентности // XVII Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»: Сб. трудов [Электронный ресурс]. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2011. С. В117–В120.
21. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Интегральная интенсивность атмосферной турбулентности по данным высокорезольвентных оптических измерений // XVII Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»: Сб.

- трудов [Электронный ресурс]. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2011. С. В113–В116.
22. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Рекомендации по выбору мест размещения наземных астрономических телескопов // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1099–1110.
23. Токовинин А. Частное мнение (в письме от 17 марта 2012 г.).
24. Емалеев О.Н., Лукин В.П., Покасов В.В., Потанин С.Ф. Фазовые измерения в приземном слое атмосферы // V Всесоюзн. симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. Ч. II. С. 144–147.

L.A. Bolbasova, P.G. Kovadlo, V.P. Lukin, V.V. Nosov, A.V. Torgaev. Peculiarities of flutter of the optical source images in casual ambience with final outer scale.

It is shown that a certain area exists in the atmosphere with dominating influence of one large coherent structure, in which spectrum of atmospheric turbulence differs from the spectrum of the Kolmogorov's turbulence. With the use of a rough models of the spectrum for coherent turbulence, earlier motivated in our work, expressions for dispersion of the offsets of the energy centre of the optical bunch, dispersions of the offsets of the scene of the optical source, and dispersion fluctuations logarithm of the amplitude (in condition of applicability of the smooth perturbation method) are theoretically received. The comparison of these models with the known similar expressions for noncoherent turbulences have shown that under equal conditions considered dispersions of fluctuation parameters of the optical waves in coherent turbulences is much less, than in the event of Kolmogorov's turbulences. This theoretical result means that in coherent turbulence the significant weakening of amplitude and phase fluctuations of the optical radiation exists. The importance of this conclusion is noted for interpretation of results of optical sensing of the atmospheric turbulence.