

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 551.501.793

Структура пространственно-временного спектра лазерного пучка в атмосфере в условиях сильной турбулентности

Д.А. Маракасов*

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

Поступила в редакцию 23.04.2012 г.

Дан анализ возможностей пространственно-временной фильтрации корреляционной функции интенсивности лазерного пучка в турбулентной атмосфере в режиме сильных флуктуаций. Показано, что, несмотря на значительные искажения в высокочастотной области пространственно-временного спектра по сравнению с режимом слабых флуктуаций интенсивности, увеличение временного разнеса кадров позволяет разделить вклады от различных участков трассы. Показано, что характерные масштабы спектральных откликов заметно отличаются для разных точек трассы, что делает возможным извлечение информации о профиле ветра.

Ключевые слова: профиль ветра, восстановление, пространственно-временной спектр, режим сильных флуктуаций интенсивности; wind profile, reconstruction, spatio-temporal spectrum, strong intensity fluctuations regime.

Введение

Задача восстановления профиля скорости ветра по турбулентным флуктуациям лазерного пучка в атмосфере рассматривалась в различных публикациях на протяжении нескольких десятков лет. На сегодняшний день экспериментальные исследования ветровых полей и турбулентности в атмосфере выполняются, в основном, с помощью лидарных методов [1–3]. Их дороговизна обуславливает интерес к разработке спекл-лидаров, где источником информации о турбулентности и ветре на трассе является распределение интенсивности лазерного пучка [4]. Для режима слабых флуктуаций интенсивности разработаны и реализованы на практике способы восстановления профилей ветра и структурной характеристики показателя преломления на трассе [4–7], использующие представление пространственно-временной корреляционной функции интенсивности как линейной комбинации вкладов от различных участков трассы. При усилении атмосферной турбулентности происходит быстрое нарастание спектров в высокочастотной области и нарушается линейность этой комбинации, так что выделение спектрального отклика от какого-либо участка трассы становится невозможным.

Анализ спектров мерцаний за тонким возмущающим слоем показал, что пропорциональность пространственных спектров флуктуаций интенсивности оптической волны и показателя преломления заметно нарушается уже при относительной дисперсии интенсивности $\beta^2 \sim 0,1$ [8, 9]. Поэтому для промежуточного режима и тем более режима силь-

ных флуктуаций интенсивности требуется дополнительный анализ возможностей восстановления информации о профиле ветра и турбулентности из флуктуаций интенсивности лазерного пучка.

В настоящей статье рассматриваются пространственно-временная корреляционная функция интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере и ее Фурье-спектр в режиме сильных флуктуаций. Показано, что в случае сильных флуктуаций интенсивности возможна пространственно-временная фильтрация изображений, аналогичная [4].

1. Пространственно-временная корреляционная функция интенсивности в режиме сильных флуктуаций

Будем рассматривать распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере в паракинематическом приближении в рамках метода расщепления по физическим факторам [10]. Примем, что трасса длиной L разбита на N слоев одинаковой толщины, причем поперечная составляющая скорости ветра \mathbf{V}_n и структурная характеристика показателя преломления $(C_n^2)_n$ не меняются внутри слоев. Каждый слой заменяем бесконечно тонким фазовым экраном со случайным фазовым набегом $\phi_n(\rho_n)$, ρ_n — координатный вектор в плоскости n -го экрана.

Для интенсивности пучка, прошедшего через N фазовых экранов, получим, используя функцию Грина параболического уравнения [11], следующее выражение:

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru).

$$I(\mathbf{p}, \tau) = \left(\frac{N}{\lambda L}\right)^{2N} \int d\mathbf{u}_0 d\mathbf{v}_0 \dots d\mathbf{u}_{N-1} d\mathbf{v}_{N-1} U\left(\mathbf{v}_0 + \frac{\mathbf{u}_0}{2}\right) \times \\ \times U\left(\mathbf{v}_0 - \frac{\mathbf{u}_0}{2}\right) \exp\left\{i \sum_{n=0}^{N-1} \left[\frac{2\pi N}{\lambda L} (\mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{v}_n)(\mathbf{u}_{n+1} - \mathbf{u}_n) + \right. \right. \\ \left. \left. + \varphi_n(\mathbf{v}_n + \frac{\mathbf{u}_n}{2}, \tau) - \varphi_n(\mathbf{v}_n - \frac{\mathbf{u}_n}{2}, \tau) \right] \right\}, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{p}_0)$ – комплексная амплитуда падающей волны; λ – длина волны; $\mathbf{u}_n, \mathbf{v}_n$ – координатные векторы в плоскости n -го экрана, $\mathbf{v}_N = \mathbf{p}$, $\mathbf{u}_N = \mathbf{0}$; τ – время, соответствующее текущему распределению интенсивности.

При вычислении пространственно-временной корреляционной функции интенсивности

$$K_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \tau) = \langle I(\mathbf{R}_1, 0) I(\mathbf{R}_2, \tau) \rangle \quad (2)$$

будем исходить из предположений о статистической независимости фазовых сдвигов на различных экранах, а также примем, что временная задержка τ такова, что поперечный ветровой снос неоднородностей заметно превосходит радиус корреляции поля в плоскости регистрации. Это позволяет считать некоррелированными во времени те экраны, смещение которых за промежуток τ отличается от пространственного разнеса точек наблюдения \mathbf{p} . Это позволяет получить для корреляционной функции (2) следующее выражение:

$$K_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \tau) = \left(\frac{N}{\lambda L}\right)^{4N} \times \\ \times \int d\mathbf{u}'_0 d\mathbf{v}'_0 d\mathbf{u}''_0 d\mathbf{v}''_0 \dots d\mathbf{u}'_{N-1} d\mathbf{v}'_{N-1} d\mathbf{u}''_{N-1} d\mathbf{v}''_{N-1} \times \\ \times U(\mathbf{v}'_0 + \frac{\mathbf{u}'_0}{2}) U(\mathbf{v}'_0 - \frac{\mathbf{u}'_0}{2}) U(\mathbf{v}''_0 + \frac{\mathbf{u}''_0}{2}) U(\mathbf{v}''_0 - \frac{\mathbf{u}''_0}{2}) \times \\ \times \exp\left\{i \frac{2\pi N}{\lambda L} \sum_{n=0}^{N-1} [(\mathbf{v}'_{n+1} - \mathbf{v}'_n)(\mathbf{u}'_{n+1} - \mathbf{u}'_n) + \right. \\ \left. + (\mathbf{v}''_{n+1} - \mathbf{v}''_n)(\mathbf{u}''_{n+1} - \mathbf{u}''_n)] \right\} \exp\left\{-\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{N-1} [D_n(\mathbf{u}'_n, 0) + D_n(\mathbf{u}''_n, 0)] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} D_s(\mathbf{v}'_s - \mathbf{v}''_s + \frac{\mathbf{u}'_s + \mathbf{u}''_s}{2}, \tau) - \frac{1}{2} D_s(\mathbf{v}'_s - \mathbf{v}''_s + \frac{\mathbf{u}'_s - \mathbf{u}''_s}{2}, \tau) \right\} \times \\ \times \exp\left\{\frac{1}{2} D_s(\mathbf{v}'_s - \mathbf{v}''_s - \frac{\mathbf{u}'_s + \mathbf{u}''_s}{2}, \tau) - \frac{1}{2} D_s(\mathbf{v}'_s - \mathbf{v}''_s - \frac{\mathbf{u}'_s - \mathbf{u}''_s}{2}, \tau) \right\}. \quad (3)$$

Здесь $D_n(\mathbf{p}, \tau)$ – структурная функция фазы на n -м экране; $\mathbf{v}'_N = \mathbf{R}_1$, $\mathbf{v}''_N = \mathbf{R}_2$, $\mathbf{u}'_N = \mathbf{u}''_N = \mathbf{0}$, а скорость поперечного ветрового переноса экрана с номером s соответствует смещению точки наблюдения

$$\mathbf{V}_s = \chi \frac{\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1}{\tau}. \quad (4)$$

Коэффициент пропорциональности χ определяется угловой расходимостью пучка и лежит в пределах от 1 (плоская волна) до s/N (сферическая волна).

Поскольку векторы \mathbf{v}'_n и \mathbf{v}''_n с $n \neq 0, s$ входят в подынтегральное выражение в (3) только в показателе экспоненты, интегрирование по этим переменным дает произведение дельта-функций с особенностями в точках

$$\mathbf{u}'_n = \frac{n}{s} \mathbf{u}'_s + \frac{s-n}{s} \mathbf{u}_0, \quad n = 1 \dots s-1, \quad (5)$$

$$\mathbf{u}''_{N-m} = \frac{m}{N-s} \mathbf{u}_s, \quad m = 1 \dots N-s-1. \quad (6)$$

Здесь опущены штрихи над координатными векторами, так как интегрирование по экранам с $n \neq 0, s$ для векторов с одним и двумя штрихами проводится независимо и идентично. После вычисления интегралов и по векторам \mathbf{u}'_n и \mathbf{u}''_n с $n \neq 0, s$, вводя суммарные и разностные координаты в плоскости s ($\mathbf{R} = (\mathbf{v}'_s + \mathbf{v}''_s)/2$ и $\mathbf{v} = \mathbf{v}'_s - \mathbf{v}''_s$) и проводя интегрирование по входящему только в экспоненту вектору \mathbf{R} , для корреляционной функции интенсивности будем иметь

$$K_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \tau) = \left(\frac{N}{\lambda L}\right)^6 \int d\mathbf{u}' d\mathbf{u}'' d\mathbf{u}'_s d\mathbf{u}''_s d\mathbf{v} \times \\ \times F\left(\frac{N\mathbf{u}'}{s\lambda L}, \mathbf{u}' + \mathbf{u}'_s\right) F\left(\frac{N\mathbf{u}''}{s\lambda L}, \mathbf{u}'' + \mathbf{u}''_s\right) \times \\ \times \exp\left\{i \frac{2\pi N}{\lambda L} \left[-\frac{1}{N-s} (\mathbf{v}'_N \mathbf{u}'_s + \mathbf{v}''_N \mathbf{u}''_s) + \mathbf{v} \left(\frac{\mathbf{u}'_s}{N-s} - \frac{\mathbf{u}''_s}{s} \right) \right] \right\} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{1}{2} \sum_{n=s+1}^{N-1} \left[D_n\left(\frac{N-n}{N-s} \mathbf{u}'_s, 0\right) + D_n\left(\frac{N-n}{N-s} \mathbf{u}''_s, 0\right) \right] \right\} \times \\ \times \delta\left(\frac{\mathbf{u}'_s + \mathbf{u}''_s}{N-s} - \frac{\mathbf{u}' + \mathbf{u}''}{s}\right) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{1}{2} \sum_{n=0}^s \left[D_n\left(\mathbf{u}'_s + \frac{s-n}{s} \mathbf{u}', 0\right) + D_n\left(\mathbf{u}''_s + \frac{s-n}{s} \mathbf{u}'', 0\right) \right] \right\} \times \\ \times \exp\left\{\frac{1}{2} D_s\left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{u}'_s + \mathbf{u}''_s}{2}, \tau\right) - \frac{1}{2} D_s\left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{u}'_s - \mathbf{u}''_s}{2}, \tau\right) \right\} \times \\ \times \exp\left\{\frac{1}{2} D_s\left(\mathbf{v} - \frac{\mathbf{u}'_s + \mathbf{u}''_s}{2}, \tau\right) - \frac{1}{2} D_s\left(\mathbf{v} - \frac{\mathbf{u}'_s - \mathbf{u}''_s}{2}, \tau\right) \right\}. \quad (7)$$

Зависимость от начального распределения поля полностью определяется функцией

$$F(\mathbf{q}, \mathbf{u}_0) = \int d\mathbf{v}_0 U(\mathbf{v}_0 + \mathbf{u}_0/2) U^*(\mathbf{v}_0 - \mathbf{u}_0/2) \exp\{-2\pi i \mathbf{v}_0 \mathbf{q}\}, \quad (8)$$

где \mathbf{q} – двумерный вектор пространственных частот. Здесь также сделана замена переменных $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_s$ для векторов с одним и двумя штрихами.

Выражение (7) является отправной точкой последующего анализа. Его дальнейшие упрощения требуют определения структурной функции показателя преломления на трассе и начального распределения пучка. Все же отметим два момента, важных для последующего анализа.

Во-первых, большое количество экранов позволяет сделать вывод, что интегралы по плоско-

стям \mathbf{u}' , \mathbf{u}'' , \mathbf{u}'_s , \mathbf{u}''_s будут определяться, в основном, малой окрестностью начала координат, причем размер этой окрестности не будет существенно зависеть от двух последних экспонент в (7). Ее величина определяется структурными функциями, не зависящими от времени, и имеет порядок радиуса когерентности волны в конце трассы. В связи с этим существенным оказывается сопоставление характерных масштабов функции (8), характеризующей начальное распределение поля, с радиусом когерентности, что определяет режимы плоской и сферической волн в рассматриваемой задаче.

Во-вторых, используя гипотезу замороженности турбулентности Тейлора

$$D_n(\boldsymbol{\rho}, \tau) = D_n(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{V}_n \tau, 0), \quad (9)$$

а также малость области изменения векторов \mathbf{u}' , \mathbf{u}'' , \mathbf{u}'_s , \mathbf{u}''_s по сравнению с характерным масштабом структурной функции s -го экрана, можно сделать вывод о том, что в плоскости \mathbf{v} основной вклад в интеграл будет давать окрестность луча $\mathbf{v} - \mathbf{V}_s \tau = 0$, что позволяет предположить возможность пространственно-временной фильтрации корреляционной функции для выделения вкладов от участков трассы с различными скоростями ветра.

Рассмотрим особенности корреляционной функции (7) и ее пространственно-временного спектра на примере режима плоской волны.

2. Режим плоской волны

Для режима плоской волны можно положить комплексную амплитуду начального поля постоянной:

$$U(\boldsymbol{\rho}) = U_0. \quad (10)$$

Подстановка (10) в (8) и затем в (7) дает следующее выражение для корреляционной функции:

$$\begin{aligned} K_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \tau) &= \left(\frac{N_s(N-s) |U_0|^2}{\lambda L} \right)^2 \times \\ &\times \int d\mathbf{u}_s d\mathbf{v} \exp \left\{ \frac{ikN\mathbf{u}_s}{L(N-s)} (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1 + \mathbf{v} + \mathbf{V}_s \tau) - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{n=1}^{N-1} D_n \left(\min \left(1, \frac{N-n}{N-s} \right) \mathbf{u}_s, 0 \right) \right\} \times \\ &\times \exp \left\{ D_s(\mathbf{v}, 0) - \frac{D_s(\mathbf{v} + \mathbf{u}_s, 0)}{2} - \frac{D_s(\mathbf{v} - \mathbf{u}_s, 0)}{2} \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Переходя к пространственному Фурье-спектру корреляционной функции (11) в системе координат, смещающейся с той же скоростью, что и s -й экран, получим

$$\begin{aligned} F_I(\boldsymbol{\kappa}, \tau) &= \int d\mathbf{R} K_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R} + \mathbf{R}_1 + \mathbf{V}_s \tau, \tau) \exp \{-2\pi i \mathbf{q} \mathbf{R}\} \sim \\ &\sim \exp \left\{ - \sum_{n=1}^{N-1} D_n \left(\min \left(1 - \frac{s}{N}, 1 - \frac{n}{N} \right) \lambda L \boldsymbol{\kappa}, 0 \right) \right\} \times \\ &\times \int d\mathbf{r} \exp \{ 2\pi i \mathbf{r} \boldsymbol{\kappa} \} \Psi \left(\mathbf{r}, \lambda L \left(1 - \frac{s}{N} \right) \boldsymbol{\kappa}, 0 \right); \quad (12) \end{aligned}$$

$$\Psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, \tau) = \exp \left\{ D_s(\mathbf{r}, \tau) - \frac{D_s(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, \tau)}{2} - \frac{D_s(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}, \tau)}{2} \right\}. \quad (13)$$

Таким образом, в пространственно-временном спектре интенсивности плоской волны отклики от каждого фазового экрана будут представлять собой полосы, проходящие через начало координат в направлении, соответствующем ветровому сносу неоднородностей на данном экране. Характерные масштабы отклика вдоль полосы будут заметно изменяться в зависимости от положения экрана на трассе, причем независимо друг от друга к уширению отклика от экранов, находящихся вблизи приемного конца трассы, приведут и изменение аргумента структурной функции в первом сомножителе, и масштабирование за счет изменения аргумента функции Ψ в интеграле. Следует отметить, что отклики близки по форме к низкочастотной области откликов в режиме слабых флуктуаций [12, 13].

Характерные размеры откликов в спектре (12) оценим следующим образом. Будем считать, что турбулентность на трассе описывается колмогоровской моделью со степенным законом изменения структурной функции показателя преломления

$$D(\boldsymbol{\rho}) = C_n^2 \rho^{2/3}. \quad (14)$$

Предполагая структурную характеристику C_n^2 постоянной на оптической трассе, структурную функцию фазы на каждом из экранов представим как

$$D_n(\boldsymbol{\rho}, 0) = \frac{C_\Psi}{N} \rho^{5/3}. \quad (15)$$

Предположим, что экраны расположены вдоль трассы достаточно часто, что позволяет перейти в показателе второй экспоненты в (19) от суммирования к интегрированию. Используя (15), получим

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{N-1} D_n \left(\min \left(1 - \frac{s}{N}, 1 - \frac{n}{N} \right) \lambda L \boldsymbol{\kappa}, 0 \right) &\approx \\ &\approx C_\Psi \left(\frac{3}{8} + \frac{5s}{8N} \right) \left(\left(1 - \frac{s}{N} \right) \lambda L \right)^{5/3}. \quad (16) \end{aligned}$$

Поскольку характерный масштаб второго сомножителя в (12) определяется в основном силой s -го экрана, т.е. величиной $\frac{C_\Psi}{N} \ll C_\Psi$, то размер отклика на s -й экран в спектре (12) можно оценить по первому сомножителю, т.е. положить

$$F_I(\boldsymbol{\kappa}, \tau) \sim \exp \left\{ - \left(\frac{\boldsymbol{\kappa}}{\boldsymbol{\kappa}_0} \right)^{5/3} \right\}, \quad \boldsymbol{\kappa}_0 = \frac{\left(C_\Psi \left(\frac{3}{8} + \frac{5s}{8N} \right) \right)^{-3/5}}{\left(1 - \frac{s}{N} \right) \lambda L}. \quad (17)$$

Отметим, что характерный масштаб отклика увеличивается по мере увеличения текущей координаты $\xi = s/N$, что, в принципе, позволяет различить отклики от разных участков трассы.

3. Режим сферической волны

В режиме сферической волны комплексную амплитуду источника можно представить в виде

$$U(\rho) = A\delta(\rho). \quad (18)$$

В этом случае те же процедуры, что и при выводе выражений (11), (12), приводят к следующему выражению для спектра:

$$\begin{aligned} F_I(\mathbf{k}, \tau) &= \int d\mathbf{R} \mathbf{K}_I(\mathbf{R}_1, \mathbf{R} + \mathbf{R}_1 + \frac{N}{s} \mathbf{V}_s \tau, \tau) \times \\ &\times \exp\{-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{R}\} \sim \exp\left\{-\sum_{n=1}^s D_n \left[\left(1 - \frac{s}{N}\right) \frac{n}{s} \lambda L \mathbf{k}, 0\right]\right\} \times \\ &\times \exp\left\{-\sum_{n=s+1}^{N-1} D_n \left[\left(1 - \frac{n}{N}\right) \lambda L \mathbf{k}, 0\right]\right\} \times \\ &\times \int d\mathbf{r} \exp\left\{2\pi i \mathbf{r} \mathbf{k} \frac{N}{s}\right\} \Psi\left(\mathbf{r}, \lambda L \left(1 - \frac{s}{N}\right) \mathbf{k}\right). \quad (19) \end{aligned}$$

Видно, что различия между спектрами (12) и (19) состоят, во-первых, в несовпадении коэффициента в линейной комбинации пространственных и временных сдвигов, что является следствием масштабирования флуктуаций в плоскости приема для сферической волны, и, во-вторых, в появлении коэффициента n/s в аргументах структурных функций фазы на экранах с $n < s$. Последний фактор приводит к изменению характерных размеров отклика

$$\kappa_0 = \left(\frac{3}{8} C_\Psi\right)^{-3/5} \left/\left[\left(1 - \frac{s}{N}\right) \lambda L\right]. \quad (20)$$

Зависимость характерных масштабов для плоской (ПВ) и сферической (СВ) волн от координаты текущей точки трассы представлена на рис. 1.

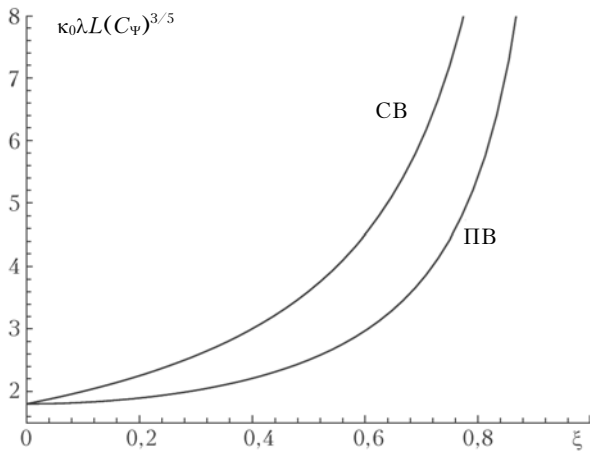


Рис. 1. Характерные масштабы откликов в спектрах интенсивности плоской и сферической волн в зависимости от положения на трассе

Отметим, что для плоской волны масштабы на начальном участке трассы изменяются значительно медленнее, чем для сферической волны. Это позволяет предпочесть использование быстро расходящихся пучков для задач профилирования ветра в режиме сильных флуктуаций интенсивности.

4. Численное моделирование спектров интенсивности

Для проверки полученных результатов, а также с целью изучения особенностей пространственно-временных спектров интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере в условиях сильных флуктуаций проведена серия численных экспериментов. Эксперименты проводились по следующей схеме. Распространение оптической волны моделировалось на сетке размером 1024×1024 ячейки методом расщепления по физическим факторам [10]. Турбулентность на трассе была представлена последовательностью равноотстоящих фазовых экранов с колмогоровским спектром флуктуаций фазы. Последовательности изображений пучка в плоскости приема регистрировались через фиксированные промежутки времени, в течение которых выполнялись поперечные смещения экранов в соответствии с заданным профилем ветра. Рассчитывались трехмерные пространственно-временные спектры принимаемой интенсивности и их проекции на выбранные направления:

$$\tilde{F}_I(\kappa_x \mathbf{e}_x, \omega) = \int d\tau \exp\{2\pi i \omega \tau\} F_I(\kappa_x \mathbf{e}_x, \tau). \quad (21)$$

Анализ результатов моделирования показал, что и в режиме сильных флуктуаций ($\beta_0^2 = 14$) в результате усреднения проекций спектров по ансамблю независимых реализаций удается, аналогично [12, 13], сопоставить каждому экрану полосу, проходящую через начало координат, наклон которой соответствует скорости смещения экрана (рис. 2).

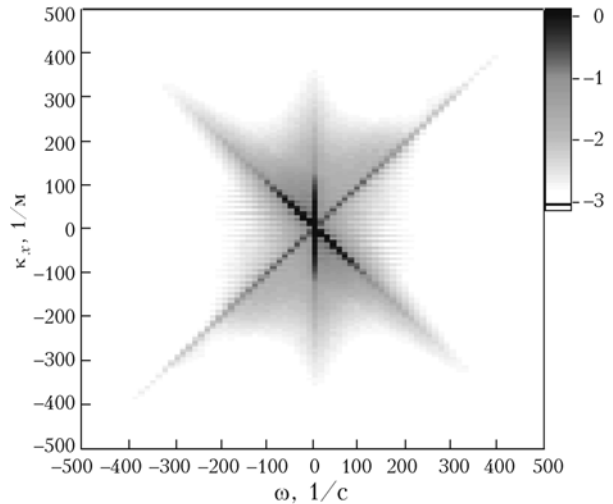


Рис. 2. Пример горизонтальной проекции пространственно-временного спектра интенсивности плоской волны в режиме сильных флуктуаций $\tilde{F}_I(\kappa_x \mathbf{e}_x, \omega) / \tilde{F}_I(0, 0)$

В отличие от [12, 13], какой-либо внутренней структуры в спектральных образах экранов установить не удастся, однако их длина вдоль оси пространственной частоты существенно зависит от положения экрана на трассе и при достижении доста-

точного разрешения спектра является второй характеристикой (помимо наклона), необходимой для однозначного восстановления профиля соответствующей проекции скорости ветра (рис. 3).

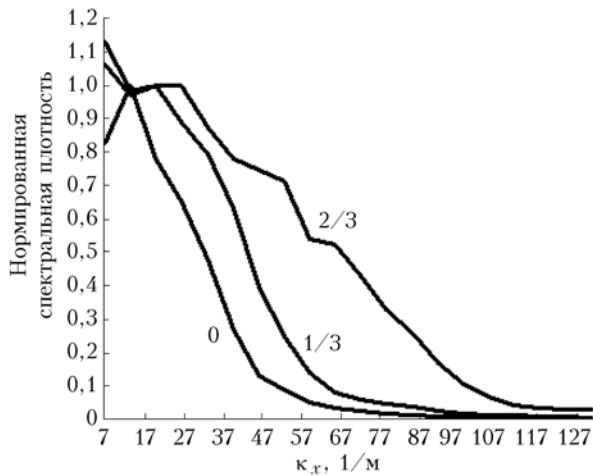


Рис. 3. Образы фазовых экранов, расположенных на разных участках трассы. Нормированные на длину трассы координаты экранов указаны рядом с кривыми

Заключение

Рассмотрена задача пространственно-временной фильтрации корреляционной функции интенсивности оптической волны на атмосферных трассах в режиме сильной оптической турбулентности. Показано, что отклик от участка трассы, на котором ветровой перенос атмосферных неоднородностей происходит со скоростью, отличной от скоростей на остальных участках трассы, может быть сгруппирован вблизи луча, проходящего через начало координат обратного пространства и имеющего наклон, пропорциональный скорости ветра на данном участке. Характерные размеры откликов вдоль оси пространственных частот имеют тот же порядок, что и обратный радиус когерентности волн в плоскости регистрации, и увеличиваются вместе с удалением рассматриваемого участка от начала трассы. Наклон луча и характерный масштаб отклика однозначно определяют скорость поперечного ветрового сноса и координату участка при равномерной турбулентности вдоль трассы. Возможность пространственно-временной фильтрации интенсивности оптической волны в режиме сильных флуктуаций продемонстрирована в численном эксперименте.

D.A. Marakasov. Structure of the spatial-temporal spectrum of laser beam in the atmosphere under strong turbulence.

In this paper, the analysis of the possibility of spatio-temporal filtering of the correlation function of laser beam intensity in the turbulent atmosphere at strong optical turbulence regime is presented. It is shown, that, despite significant distortions in the high-frequency band of spatio-temporal spectrum in comparison with weak turbulence regime, the increase of the temporal delay between the frames allows to separate the impacts of different intervals of the optical path. The characteristic scales of spectral responses differ essentially from current point coordinate along the path. This allows to extract the information about the wind velocity profile.

Автор выражает признательность В.А. Банаху (ИОА СО РАН) за предложение рассмотреть сильные флуктуации и ценные обсуждения.

1. *Zilbermen A., Kopeika N.S.* Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // Proc. SPIE XVI Free-Space Laser Communication Technologies. Bellingham. WA. 2004. V. 5338. P. 288–297.
2. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 300–307.
3. *Козинцев В.И., Иванов С.Е., Белов М.Л., Городничев В.А.* Корреляционный лазерный метод с адаптивным выбором измерительной базы для оперативного измерения скорости ветра // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 2. С. 165–170.
4. *Банах В.А., Маракасов Д.А.* Восстановление профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности рассеянной волны в приемном телескопе // Квант. электрон. 2008. Т. 38, № 9. С. 889–894.
5. *Prieur J.-L., Avila R., Daigne G., Vernin J.* Automatic determination of wind profiles with generalized SCIDAR // Pub. Astron. Soc. Pac. 2004. V. 116, N 822. P. 778–789.
6. *Garcia-Lorenzo B., Fuensalida J.J.* Processing of turbulent layer wind speed with generalized SCIDAR through wavelet analysis // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2006. V. 372, iss. 4. P. 1483–1495.
7. *Kluckers V.A., Wooder N.J., Nicholls T.W., Adcock M.J., Munro I., Dainty J.C.* Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using generalized SCIDAR technique // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1998. V. 130, N 1. P. 141–155.
8. *Гурвич А.С., Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В.* Спектры сильных мерцаний за фазовым экраном с крупномасштабными анизотропными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 2007. Т. 50, № 9. С. 747–765.
9. *Гурвич А.С., Воробьев В.В., Федорова О.В.* Спектры сильных мерцаний за атмосферой с крупно- и мелкомасштабными неоднородностями // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 3. С. 205–215.
10. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
11. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
12. *Banakh V.A., Marakasov D.A.* Wind profiling based on the optical beam intensity statistics in a turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. A. 2007. V. 24, N 20. P. 3245–3254.
13. *Banakh V.A., Marakasov D.A.* Wind velocity profile reconstruction from intensity fluctuations of plane wave propagating in a turbulent atmosphere // Opt. Lett. 2007. V. 32, N 15. P. 2236–2238.