

Д.А. Маракасов

Алгоритм восстановления профиля ветра по турбулентным флуктуациям интенсивности рассеянной волны в приемном телескопе

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 6.08.2007 г.

Рассматривается задача восстановления профиля скорости ветра по турбулентным флуктуациям лазерного пучка, рассеянного диффузным экраном. Получены выражения для пространственно-временной корреляционной функции слабых флуктуаций интенсивности лазерного пучка в приемном телескопе и ее спектра. Разработан алгоритм восстановления профиля и направления скорости ветра. Приведены результаты численных экспериментов, подтверждающие работоспособность алгоритма.

Введение

Задача измерения скорости ветра на основе пространственно-временной статистики турбулентных флуктуаций интенсивности оптической волны вызывает интерес широкого круга исследователей. Методы измерения усредненной по трассе поперечной составляющей скорости ветра были предложены и экспериментально подтверждены в статье [1] и более ранних публикациях, в ней упомянутых. В последнее время предложены способы оценки профиля скорости ветра по пространственно-временной корреляции флуктуаций интенсивности пересекающихся лучей (SCIDAR) [2–6], которые обеспечивают восстановление профиля скорости ветра и структурной характеристики показателя преломления с разрешением в несколько сотен метров, а также подходы, основанные на корреляционно-спектральном анализе флуктуаций интенсивности [7–9].

Анализ флуктуаций интенсивности волны, рассеянной поверхностью подсвечиваемого объекта, также позволяет оценить как усредненную вдоль трассы скорость ветра [10], так и ее профиль [11]. Алгоритм восстановления профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности рассеянного излучения, сфокусированного объективом приемного устройства, был разработан в [12–14] на основе подхода, предложенного в [7–9]. Этот алгоритм позволяет восстанавливать профиль на всей трассе с пространственным разрешением в несколько десятков метров, но, вследствие масштабирования изображения в приемном тракте, требует использования приемного устройства размерами порядка 1 м, что не всегда может быть реализовано на практике.

В данной статье предлагается обобщение алгоритма, предложенного в [14], позволяющее существенно уменьшить габариты приемного устройства за счет введения в приемный канал дополнительной линзы – окуляра. Представлены выражения для про-

странственно-временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности и ее спектра, а также основные соотношения, позволяющие найти величину и направление поперечной составляющей скорости ветра. Приведены результаты численных экспериментов, подтверждающие работоспособность предложенного алгоритма.

1. Постановка задачи и основные соотношения

Пусть лазерный источник в плоскости $x = 0$ освещает диффузную поверхность, находящуюся в плоскости $x = L$. Рассеянное излучение в плоскости источника проходит через объектив и окуляр приемного телескопа, находящихся в плоскостях $x = 0$ и $x = -l_1$ соответственно, и регистрируется матрицей фотоприемников (видеокамерой) в плоскости $x = -l_1 - l_2$. Для упрощения процедуры восстановления профиля скорости ветра будем считать, что приемный объектив и источник разнесены на некоторое расстояние в плоскости $x = 0$ (рис. 1), что, как показано в [13], позволяет пренебречь корреляцией падающей и отраженной волн.

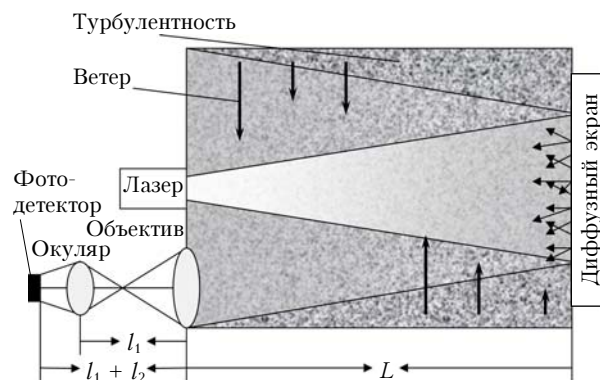


Рис. 1. Геометрия задачи

Информация о ветре на трассе между источником и диффузной поверхностью извлекается из двумерных распределений интенсивности в плоскости регистрации с помощью корреляционно-спектрального анализа.

При анализе пространственно-временной корреляционной функции

$$K_I(\mathbf{R}, \rho; \tau) = \langle I(\mathbf{R} + \rho/2, 0) I(\mathbf{R} - \rho/2, \tau) \rangle - \langle I(\mathbf{R} + \rho/2, 0) \rangle \langle I(\mathbf{R} - \rho/2, \tau) \rangle, \quad (1)$$

где $I(\rho, \tau)$ – интенсивность волны в плоскости регистрации $x = -l_1 - l_2$ в момент времени τ , будем полагать, что флуктуации коэффициента отражения не зависят от флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха и временной масштаб корреляции коэффициента отражения меньше, чем интервал между кадрами. При этом в формуле (1) можно использовать значения интенсивности, усредненные по флуктуациям коэффициента отражения. Для режима слабых флуктуаций интенсивности можно ограничиться первым значащим членом в разложении корреляционной функции (1) в ряд по флуктуациям интенсивности [14]:

$$K_I(\mathbf{R}, \rho; \tau) = \frac{16\pi^2}{k^4} \int d\mathbf{r}_{1,2} |A(\mathbf{r}_1) A(\mathbf{r}_2)|^2 \left[I_{i0}\left(\mathbf{R} + \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_1\right) \times I_{i0}\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2\right) K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \tau\right) + I_{i0}(\mathbf{r}_1) I_{i0}(\mathbf{r}_2) \times K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \mathbf{R}, \rho; \tau\right) \right], \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; $A(\mathbf{r})$ – амплитуда коэффициента рассеяния; $I_{i0}(\mathbf{r})$ и $I_{i0}(\rho, \mathbf{r})$ – интенсивности освещающего и телескопического пучков в плоскости отражателя в отсутствие флуктуаций диэлектрической проницаемости;

$$K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \tau\right) = \langle I_i(\mathbf{r}_1; 0) I_i(\mathbf{r}_2; \tau) \rangle - I_i(\mathbf{r}_1) \langle I_i(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (3)$$

$$K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \mathbf{R}, \rho; \tau\right) = \left\langle I_t\left(\mathbf{R} + \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_1; 0\right) I_t\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2; \tau\right) \right\rangle - \left\langle I_t\left(\mathbf{R} + \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_1\right) \right\rangle \left\langle I_t\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2\right) \right\rangle \quad (4)$$

– корреляционные функции интенсивностей освещающего $I_i(\mathbf{r}, \tau)$ и телескопического $I_t(\rho, \mathbf{r}, \tau)$ пучков соответственно.

Для вычисления корреляционных функций (3) и (4) удобно ввести функции

$$U_{i0}(\mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i L} \int d\rho_1 U_0(\rho_1) \exp\left\{\frac{ik}{2L}\rho_1^2 - \frac{ik}{L}\mathbf{r}\rho_1\right\}; \quad (5)$$

$$U_{t0}(\mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i L} \int d\rho_2 h_i(\rho, \rho_2) \exp\left\{\frac{ik}{2L}\rho_2^2 - \frac{ik}{L}\mathbf{r}\rho_2\right\}, \quad (6)$$

квадраты абсолютных величин которых совпадают с интенсивностями $I_{i0}(\mathbf{r})$ и $I_{t0}(\rho, \mathbf{r})$. Здесь $U_0(\rho)$ – комплексная амплитуда поля, создаваемого источником в плоскости $x = 0$; функция $h_i(\rho, \rho_2)$ имеет смысл функции Грина приемного устройства и задает комплексную амплитуду поля, возбуждаемого в точке ρ_2 плоскости объектива $x = +0$ точечным источником, находящимся в точке ρ плоскости регистрации $x = -l_1 - l_2$. Будем считать, что относительная дисперсия флуктуаций интенсивности не превосходит единицы, а для описания пространственно-временных изменений поля диэлектрической проницаемости применима гипотеза «замороженной» турбулентности Тейлора [15]:

$$\varepsilon_1(x, \rho; \tau) = \varepsilon_1[x, \rho - \mathbf{V}(x) \tau; 0], \quad (7)$$

где $\mathbf{V}(x)$ – составляющая скорости ветра, перпендикулярная направлению распространения. Усреднение по флуктуациям диэлектрической проницаемости в (3) и (4) проведем аналогично [14]:

$$K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \tau\right) = 2k^2 L \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} C_n^2(L\xi) \Phi_n(\mathbf{k}) \times \text{Re} \left\{ e^{i\mathbf{k}(\mathbf{V}(\xi L)\tau + \xi \Delta)} U_{i0}\left(\mathbf{r}_1 - \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) U_{i0}^*(\mathbf{r}_1) \times \left[U_{i0}(\mathbf{r}_2) U_{i0}^*\left(\mathbf{r}_2 - \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) - U_{i0}\left(\mathbf{r}_2 + \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) U_{i0}^*(\mathbf{r}_2) e^{i\xi(\xi-1)\kappa^2 L/k} \right] \right\}, \quad (8)$$

$$K_{I_i}\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \mathbf{R}, \rho; \tau\right) = 2k^2 L \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} C_n^2(L\xi) \Phi_n(\mathbf{k}) \times \text{Re} \left\{ e^{i\mathbf{k}(\mathbf{V}(\xi L)\tau + \xi \Delta)} U_{t0}\left(\mathbf{R} + \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_1 - \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) \times U_{t0}^*\left(\mathbf{R} + \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_1\right) \left[U_{t0}\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2\right) \times U_{t0}^*\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2 - \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) - U_{t0}\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2 + \frac{L}{k}(1-\xi)\mathbf{k}\right) \times U_{t0}^*\left(\mathbf{R} - \frac{\rho}{2}, \mathbf{r}_2\right) e^{i\xi(\xi-1)\kappa^2 L/k} \right] \right\}, \quad (9)$$

где $\Delta = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$; $C_n^2(x)$ – структурная характеристика атмосферной турбулентности; $\Phi_n(\mathbf{k})$ – трехмерный спектр флуктуаций показателя преломления [16].

Входящую в (8) функцию (5) вычислим, считая начальное распределение поля источника гауссовым:

$$U_0(\rho) = U_0 \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2F_0}\rho^2\right\}, \quad (10)$$

где a_0 и F_0 – радиус пучка и радиус кривизны волнового фронта соответственно; U_0 – амплитуда поля на оптической оси. Подстановка (10) в (5) дает

$$U_{i0}(\mathbf{r}) = \frac{ikU_0}{z_i L} \exp\left\{\frac{k^2 r^2}{2z_i L^2}\right\}, \quad z_i = -\frac{1}{a_0^2} + ik\left(\frac{1}{L} - \frac{1}{F_0}\right). \quad (11)$$

Введем функции Грина для объектива ($j = 1$) и окуляра ($j = 2$) [15]:

$$h_j(l_j, \rho, \rho') = \frac{k}{2\pi i l_j} \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2a_j^2} - \frac{ik}{2F_{tj}}\rho'^2 + \frac{ik}{2l_j}(\rho - \rho')^2\right\}, \quad (12)$$

где принята гауссова аппроксимация для функций пропускания линз; $F_{t1,2}$ – их фокусные расстояния; $a_{t1,2}$ – эффективные радиусы. Функцию $h_t(\rho, \rho_2)$ можно выразить через функции (12) следующим образом:

$$h_t(\rho, \rho_2) = \int d\rho_1 h_1(l_1, \rho_1, \rho_2) h_2(l_2, \rho, \rho_1). \quad (13)$$

Подстановка выражения (13) в (6) позволяет вычислить интеграл по поверхности объектива:

$$U_{t0}(\rho, \mathbf{r}) = \frac{ik^3}{2\pi L l_1 l_2 z_t z_{t0}} \times \exp\left\{\frac{ik}{2l_2}\left(1 - \frac{ik}{z_{t0}l_2}\right)\rho^2 + \frac{k^2}{2z_t L^2}\left(\mathbf{r} - \frac{ikL}{z_{t0}l_1 l_2}\rho\right)^2\right\}, \quad (14)$$

$$z_{t0} = \frac{1}{a_{t2}^2} + ik\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} - \frac{1}{F_{t2}}\right),$$

$$z_t = \frac{1}{a_{t1}^2} + ik\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{L} - \frac{1}{F_{t1}}\right) + \frac{k^2}{l_1^2 z_{t0}}. \quad (15)$$

Изображение экрана в плоскости регистрации сжимается с коэффициентом масштабирования

$$m = \frac{L l_1 l_2}{k^3 a_{td}^2 \text{Im}\left(\frac{1}{z_{t0} z_t}\right)}, \quad (16)$$

где $a_{td}^2 = L^2 |z_t|^2 / (k^2 \text{Re} z_t)$ – квадрат радиуса телескопического пучка на экране, который в отсутствие окуляра ($l_2 \rightarrow 0$, $F_{t2} \rightarrow \infty$, $a_{t2} \rightarrow \infty$) переходит в отношение расстояния между объективом и фотоприемником к длине трассы [14]. Поскольку для восстановления профиля скорости ветра необходимо разрешать участки поверхности диффузного экрана с масштабами порядка радиуса Френеля $\sqrt{L/k}$, минимальные размеры приемного устройства, например для трассы длиной 1 км, оказываются ~ 1 м. За счет выбора параметров окуляра коэффициент сжатия и, следовательно, размеры телескопа могут быть многократно уменьшены.

Вычислим интегралы по поверхности отражателя в (2), учитывая соотношения (8), (9) и (11), (14), а также считая амплитуду коэффициента отражения экспоненциальной:

$$A(\mathbf{r}) = A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2a_r^2}\right\}, \quad (17)$$

где A_0 – амплитуда в центре диффузного отражателя; a_r – эффективный радиус отражателя. В результате получим выражение для корреляционной функции интенсивности в плоскости регистрации

$$K_I(\mathbf{R}, \rho; \tau) = K_0 \exp\left\{-\frac{2\mathbf{R}^2 + \rho^2/2}{a^2}\right\} \times \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} C_2^n(L\xi) \Phi_n(\mathbf{k}) \times \times \text{Re}\left\{e^{i\mathbf{k}\mathbf{V}(\xi L)\tau} \sum_{n=1}^2 \left[\exp(-\text{Re}\beta_n \mathbf{k}^2 - 2\text{Re}\gamma_n \mathbf{R}\mathbf{k} + i\text{Im}\gamma_n \rho\mathbf{k}) - \exp(-\beta_n \mathbf{k}^2 + \gamma_n \rho\mathbf{k})\right]\right\}, \quad (18)$$

которое отличается от выражения для корреляционной функции турбулентных флуктуаций интенсивности рассеянной волны за линзой [14] только значениями параметров

$$K_0 = \frac{2L}{k^2} \left(\frac{k^4 a_s A_0 U_0}{l_1 l_2 L^2 |z_t z_{t0} z_t|}\right)^4; \quad (19)$$

$$\beta_{1,2} = \left(i\xi - \frac{k}{L z_{it}}(1 - \xi)\right) \times$$

$$\times \left\{i\xi - \frac{k}{L z_{it}}\left(1 - \frac{2L^2 z_{it}}{k^2 a_s^2}\right)(1 - \xi)\right\}; \quad (20)$$

$$\gamma_1 = -\frac{a_s^2}{m a_{td}^2} \left(i\xi - \frac{k}{L z_i}(1 - \xi)\right),$$

$$\gamma_2 = \frac{ik^2(1 - \xi)}{l_1 l_2 z_{t0} z_t} - \frac{a_s^2}{m a_{td}^2} \left(i\xi - \frac{k}{L z_t}(1 - \xi)\right); \quad (21)$$

$$a_s = \left(a_r^{-2} + a_{td}^{-2} + \frac{k^2}{L^2 a_0^2 |z_i|^2}\right)^{1/2},$$

$$a = \left[\frac{k^2}{L^2} \text{Re}\left(\frac{k^2}{l_1^2 z_{t0} z_t} - \frac{1}{z_{t0}}\right) - \frac{a_s^2}{m^2 a_{td}^4}\right]^{1/2}. \quad (22)$$

2. Алгоритм восстановления профиля скорости ветра

Для восстановления профиля скорости ветра перейдем, как и в [14], к Фурье-трансформанте корреляционной функции (18), нормированной на колмогоровский спектр флуктуаций показателя преломления $\Phi_n(\mathbf{k}) = 0,033k^{-11/3}$:

$$g_i(\alpha, q) = \frac{q a^{10/3}}{2^{20/3} \pi^5 K_0 \Phi_n(\mathbf{q})} \times$$

$$\int d\mathbf{R} d\rho d\tau K_I(\mathbf{R}, \rho, \tau) \exp[i(\omega\tau + q\mathbf{e}_i \rho)], \quad (23)$$

где вектор пространственной частоты направлен вдоль одной из координатных осей $\mathbf{q} = q\mathbf{e}_i$; $\mathbf{V}(x)\mathbf{e}_i = V_i(x)$ – проекция скорости на эту ось; $\alpha = \omega/q$. Как следует из анализа, проведенного в [9, 14], каждая точка ξ трассы вносит заметный вклад в значение спектра флуктуаций интенсивности только в окрестности двух (по количеству слагаемых в ряде в (18)) лучей $\alpha = \text{const}$. Введение вспомогательной функции

$$\begin{aligned}
f_i(\alpha, p) &= 4 \int_0^{\infty} g_i(\alpha, q) e^{ipq^2} q dq = \\
&= \int_0^1 d\xi C_n^2(L\xi) \sum_{n=1}^2 \left| \frac{\text{Im} \gamma_n}{\text{Re} \eta_n} \right|^{11/3} \delta \left(\alpha - \frac{a^2 \text{Im} \gamma_n}{2 \text{Re} \eta_n} V_i(\xi L) \right) \times \\
&\times \left\{ \frac{2/\text{Re} \eta_n}{\frac{a^2}{2} \left(1 + \frac{a^2 (\text{Im} \gamma_n)^2}{2 \text{Re} \eta_n} \right) - ip} - \frac{1/\eta_n}{\frac{a^2}{2} \left(1 + \frac{a^2 \gamma_n^2}{2 \eta_n} \right) - ip} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{1/\eta_n^*}{\frac{a^2}{2} \left(1 + \frac{a^2 \gamma_n^{*2}}{2 \eta_n^*} \right) - ip} \right\}, \quad (24)
\end{aligned}$$

где $\eta_n = \beta_n - (a^2 \gamma_n^2 / 2)$, позволяет сопоставить каждой точке трассы два находящихся в области $p > 0$ максимума абсолютной величины $|f_i(\alpha, p)|$ с координатами

$$p_n \approx \frac{a^4}{4} \text{Im} \left(\frac{\gamma_n^2}{\eta_n} \right), \quad \alpha_n = \frac{a^2 \text{Im} \gamma_n}{2 \text{Re} \eta_n} V_i(\xi L). \quad (25)$$

Это дает возможность, отслеживая максимумы $|f_i(\alpha, p)|$ и решая уравнения (25) относительно ξ и $V_i(\xi L)$, восстановить профиль проекции скорости ветра $V_i(x)$ на ось \mathbf{e}_i . Восстанавливая тем же способом вторую компоненту поперечной скорости, найдем профиль скорости ветра.

3. Численные эксперименты по восстановлению профиля скорости ветра

Для проверки работоспособности предложенного алгоритма было проведено компьютерное моделирование распространения лазерного пучка в турбулентной атмосфере и его рассеяния на диффузном экране. Для расчета интенсивности волны, рассеянной диффузным экраном, использовался приближенный алгоритм, предложенный в [17]. Распространение освещающего пучка в атмосфере моделировалось в соответствии с алгоритмом, разработанным в [18]. Моделирование атмосферных неоднородностей осуществлялось посредством возмущений распространяющейся волны равноотстоящими друг от друга случайными фазовыми экранами с колмогоровским спектром флуктуаций фазы. Параметры экранов и их количество были выбраны так, чтобы обеспечивалась необходимая точность моделирования и реализовывался режим слабых флуктуаций.

Ветер на трассе имитировался поперечными смещениями положений фазовых экранов со временем на расстоянии $\mathbf{V}(x)\tau$. Из полученных реализаций интенсивности в плоскости фотодетектора рассчитывался Фурье-спектр корреляционной функции (23), который обрабатывался в соответствии с формулой (24), после чего профиль скорости ветра определялся по координатам максимумов функций $|f_i(\alpha, p)|$.

При проведении численного эксперимента были заданы следующие значения параметров моделирования: длина трассы $L = 1000$ м, длина волны $\lambda = 0,5$ мкм, $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$, параметры объектива $F_{t1} = 43,7$ см, $a_{t1} = 5$ см, параметры окуляра $F_{t2} = 2,5$ см, $a_{t2} = 5$ см, расстояние между линзами $l_1 = 50$ см. Фотодетектор был расположен в плоскости резкого изображения. Лазерный пучок был задан сходящимся с фокусным расстоянием 2 км и начальным радиусом $a_0 = 5$ см. Моделирование распространения пучка в атмосфере ($0 \leq x \leq L$) проводилось на сетке размером 512×512 элементов в пространстве с шагом 1,5 мм. В плоскости фотодетектора выполнялось масштабирование расчетной сетки, так что ее разрешение становилось равным 13,5 мкм. Спектр оценивался по двадцати реализациям распределений интенсивности длительностью, равной 256 отсчетам во времени с задержкой 1,5 мс. Результаты расчетов пространственно-временного спектра (23) показаны на рис. 2 в логарифмическом масштабе.

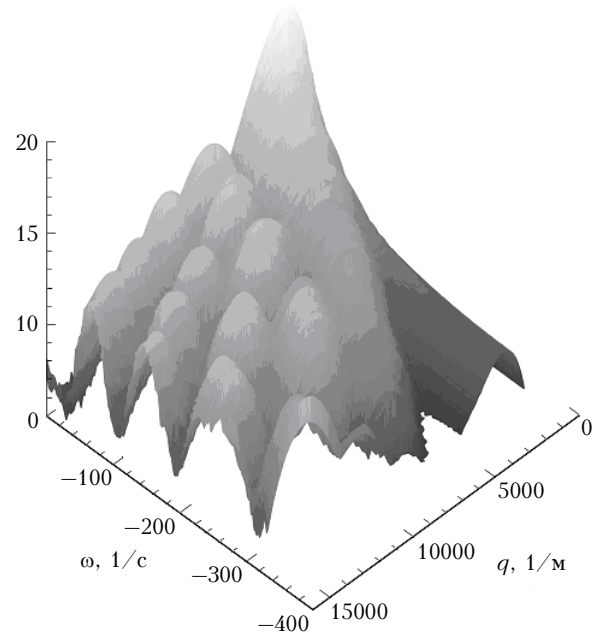


Рис. 2. Пространственно-временной спектр флуктуаций интенсивности в плоскости резкого изображения

Каждый фазовый экран отображается в виде луча, вдоль которого спектральная плотность принимает значительно большие значения, чем в его окрестности. На рис. 3 представлены результаты восстановления профилей скорости ветра. Исходные профили изображены сплошной линией, восстановленные — штриховой. Вдоль всей трассы профили скорости ветра восстановлены с ошибкой, не превосходящей 40 м по координате и 0,1 м/с по скорости.

Результаты численного эксперимента показывают, что предложенный алгоритм позволяет восстанавливать профиль скорости ветра из турбулентных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, рассеянного диффузным экраном, в плоскости резкого изображения приемного телескопа.

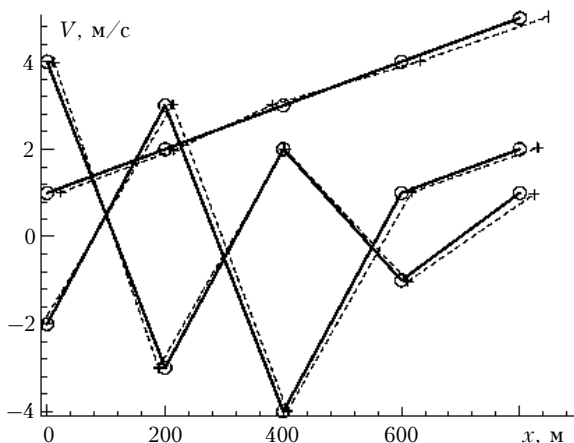


Рис. 3. Исходные (сплошные линии, положение экранов отмечено кружками) и восстановленные по флуктуациям интенсивности в плоскости резкого изображения (штриховые линии) профили скорости ветра

Заключение

В данной статье рассмотрена задача восстановления профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности излучения, рассеянного диффузным экраном в турбулентной атмосфере. Показано, что в условиях слабой оптической турбулентности каждая точка трассы отображается в пространственно-временном спектре интенсивности в виде двух полос, исходящих из начала координат, наклон которых пропорционален скорости ветра в этой точке. Разработан алгоритм восстановления профиля скорости ветра из пространственно-временного спектра флуктуаций интенсивности в плоскости резкого изображения.

Работоспособность алгоритма подтверждена результатами численных экспериментов по восстановлению скорости и направления ветра из моделируемых на компьютере случайных реализаций трехмерных распределений интенсивности лазерного излучения, рассеянного диффузным экраном.

Установлено, что использование телескопической системы в приемном канале не ухудшает точность восстановления профиля и позволяет уменьшить габариты приемного устройства до нескольких десятков сантиметров.

Автор признателен В.А. Банаху и М.А. Воронцову за инициирование этой работы и ценные замечания.

Статья подготовлена при поддержке Technical Research Institute (USA) (грант W911NF-05-1-0552) и РФФИ (гранты № 06-05-64445, 06-05-96951-reg).

1. Wang T.-I., Ochs G.R., Lawrence S. Wind measurements by the temporal cross-correlation of the optical scintillations // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. N 23. P. 4073–4081.
2. Johnston R., Dainty C., Wooster N., Lane R. Generalized scintillation detection and ranging results obtained

by use of a modified inversion technique // *Appl. Opt.* 2002. V. 41. N 32. P. 6768–6772.

3. Kluckers V.A., Wooster 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. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1998. V. 130. N 1. P. 141–155.
4. Prieur J.-L., Avila R., Daigne G., Vernin J. Automatic determination of wind profiles with generalized SCIDAR // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 2004. V. 116. N 822. P. 778–789.
5. Avila R., Carrasco E., Ibanez F., Vernin J., Prieur J.-L., Cruz D.X. Generalized SCIDAR measurements at San Pedro Martin. II Wind profile statistics // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 2006. V. 118. P. 503–515.
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. P. 1483–1495.
7. 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.
8. 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 10. P. 3245–3254.
9. Marakasov D.A. Восстановление профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности лазерного пучка в приемном телескопе // *Квант. электрон.* 2008 (в печати).
10. Clifford S.F., Ochs G.R., Wang T.-I. Optical wind sensing by observing the scintillations of a random scene // *Appl. Opt.* 1975. V. 14. P. 2844–2850.
11. Банах В.А., Маракасов Д.А. Восстановление профиля ветра из флуктуаций интенсивности лазерного пучка, отраженного в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 2008 (в печати).
12. Банах В.А., Воронцов М.А., Маракасов Д.А. Восстановление профиля скорости ветра из турбулентных флуктуаций интенсивности отраженной сферической волны в фокальной плоскости приемного телескопа // *Квант. электрон.* 2008 (в печати).
13. Banakh V.A., Marakasov D.A., Vorontsov M.A. Cross-wind profiling based on the scattered wave scintillations in a telescope focus // *Appl. Opt.* 2008. (in press).
14. Банах В.А., Маракасов Д.А. Восстановление профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности рассеянной волны в приемном телескопе // *Квант. электрон.* 2008 (в печати).
15. Panofsky H.A., Dutton J.A. Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications. A Wiley Interscience Publications. New York; Singapore, 1983. 397 p.
16. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
17. Банах В.А. Моделирование изображения подсвечиваемого лазером рассеивающего слоя в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2007. Т. 20. № 4. С. 303–307.
18. Banakh V.A., Falits A.V. Turbulent statistics of laser beam intensity on ground-to-satellite optical link // *Proc. SPIE.* 2001. V. 4678. P. 132–143.

D.A. Marakasov. Algorithm for wind profile reconstruction from turbulent intensity fluctuations of a scattered wave in a receiving telescope.

The problem of wind velocity profile reconstruction from turbulent fluctuations of a laser beam scattered by a diffuse screen is considered. The expressions for spatiotemporal correlation function of weak intensity fluctuations in a receiving telescope and its spectrum are outlined. The algorithm for wind profile and direction reconstruction is presented. Computer simulations show the correctness of wind profiles reconstruction by the developed algorithm.