«Оптика атмосферы», **1**, № 1 (1988) УДК 551.510 : 551.593 : 538.566

В.В. Носов

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОДНОВРЕМЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И РЕГУЛЯРНОЙ РЕФРАКЦИИ

На основе Фурье–анализа оптического изображения некогерентного источника предложен простой метод одновременного измерения характеристик атмосферной турбулентности и регулярной рефракции. К этим характеристикам относятся масштабы и интенсивность турбулентности, функционалы от регулярного профиля показателя преломления.

Для решения задач распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере при наличии регулярной рефракции обычно требуется знать турбулентные и рефракционные характеристики атмосферы. К этим характеристикам относятся внутренний l_0 и внешний L_0 масштабы турбулентности, структурная постоянная пульсаций показателя преломления C_n^2 компоненты поперечного градиента регулярного профиля показателя преломления вдоль трассы (компоненты вектора $\nu(\mathbf{x}) = (\nabla_\rho n(\mathbf{x},\rho))_{\rho=0}$, $\nu=(\nu_1,\nu_2)$, где $n(x, \rho) + 1$ — регулярный профиль показателя преломления среды; $\mathbf{x}$, $\rho\{y, z\}$ — продольная и поперечные координаты трассы). Характерные масштабы (l_0, L_0) и интенсивность (C_n^2) турбулентности являются параметрами в спектре флуктуации показателя преломления $\Phi_л(\kappa)$. Функцию $\Phi_л(\kappa)$ мы задаем в виде [1, 2]

$$\Phi_n(\varkappa) = A_0 C_n^2 \varkappa^{-11/3}\, \mathrm{e}^{-\varkappa^2/\varkappa_m^2}\,(1-\mathrm{e}^{-\varkappa^2/\varkappa_0^2}),\ A_0 = 0{,}033, \tag{1}$$

где $\varkappa_m = 5{,}92/l_0$, $\varkappa_0 = 2\pi/L_0$. В инерционном интервале ($\varkappa_0 \ll \varkappa \ll \varkappa_m$) модель (1) совпадает с колмогоровским спектром турбулентности $\Phi_n^k(\varkappa) = A_0 C_n^2 \varkappa^{-11/3}$.

В настоящее время известен ряд оптических методов измерения параметров турбулентности и регулярной рефракции [2–5]. В этих методах для определения какого-либо одного параметра применяется отдельный оптический измеритель. При определении параметров турбулентности источником в таких измерителях обычно служит лазер. Для одновременных измерений параметров C_n^2, l_0, L_0, ν_1, ν_2 можно использовать соответствующее число таких измерителей. При этом надо иметь в виду, что при измерениях какого-либо одного параметра всякий раз требуется исключать влияние других параметров. Поэтому гораздо удобнее, экономичнее и надежнее применять один измеритель, основанный на простых принципах приема обработки оптического сигнала. В качестве источника света в таком измерителе предпочтительнее применять дешевый и надежный в работе тепловой (некогерентный) источник.

В сообщении предлагается простой оптический метод одновременного восстановления параметров турбулентности C_n^2, l_0, L_0 и интегральных параметров регулярной рефракции $b_1(x)$, $b_2(x)$ — функционалов от компонент $\nu_i(x)$, $i = 1, 2$,

$$b_i(x) = \int_0^1 d\xi\,\xi\,\nu_i(\xi x),\ \boldsymbol{b}(x) = (b_1,\ b_2) = \int_0^1 d\xi\,\xi\,[\nabla_\rho n(\xi x,\ \rho)]_{\rho=0}.$$

Для этой цели используется анализ пространственного спектра изображения (иногда называемого частотно-контрастной характеристикой) теплового источника света с длиной волны λ (характеризующей максимум некоторого заданного спектрального диапазона $\Delta\lambda$) и эффективным радиусом a.

Оптическое некогерентное излучение, прошедшее слой атмосферы длиной x, принимается обычным оптическим приемником. Радиус приемной линзы телескопа — a_t, фокусное расстояние — F. Принимаемый поток разделяется на три канала. В каждом канале (в фокальной плоскости телескопа) устанавливаются обычные квадратичные фотоприемники. Перед фотоприемниками размещены транспаранты с коэффициентами пропускания по интенсивности τ_m(m — номер канала, $m = 0, 1, 2$):

$$\tau_1(y) = (1+\cos\xi y)/2,\quad \tau_2(y) = (1+\sin\xi y)/2,\quad \tau_0 = 1,\quad \xi\,[\mathrm{м}^{-1}]. \tag{2}$$

Простой моделью транспаранта τ_1 служит дифракционная решетка с расстоянием между центрами линий $d = 2\pi/\xi$. Транспарант τ_2 — такая же решетка, но сдвинутая по оси y относительно τ_1 на $d/4$.

Используя результаты теории распространения волн в неоднородных средах [1, 2], для средней интенсивности оптического изображения в фокальной плоскости телескопа $\langle I(F,\,\boldsymbol{\rho})\rangle$ можно записать выражение

$$\langle I(F,\,\boldsymbol{\rho})\rangle = \left(\frac{\kappa}{2\pi F}\right)^2 \int \mathrm{d}^2t \int \mathrm{d}^2R\, \Gamma_2(x,\,\boldsymbol{R},\,\boldsymbol{t})\, \mathrm{e}^{-\frac{R^2}{a_t^2}-\frac{t^2}{4a_t^2}-\frac{i\kappa}{F}\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{t}}.$$

Здесь
$\Gamma_2(x,\,\boldsymbol{R},\,\boldsymbol{t}) = \langle u(x,\,\boldsymbol{R}+\boldsymbol{t}/2)\, u^*(x,\,\boldsymbol{R}-\boldsymbol{t}/2)\rangle$ – функция когерентности поля падающей на телескоп волны на поверхности входной апертуры, $k = 2\pi/\lambda$). Электрические усредненные сигналы на выходе фотоприемников E_m (m – номер канала) с учетом (2) представляются в виде

$$E_m = \int \mathrm{d}^2\rho\,\tau_m(\boldsymbol{\rho}) \langle I(F,\,\boldsymbol{\rho})\rangle,\quad m = 0,\ 1,\ 2;\quad \boldsymbol{\rho} = (y,\,z).$$

Выполняя здесь интегрирование, получим

$$E_0 = \int \mathrm{d}^2R \exp\left(-\frac{R^2}{a_t^2}\right)\Gamma_2(x,\,\boldsymbol{R},\,0), \tag{3}$$

$$E_j - \frac{E_0}{2} = \frac{i^{1-j}}{4}\exp\left(-\frac{\xi^2F^2}{4\kappa^2a_t^2}\right)\int \mathrm{d}^2R\exp\left(-\frac{R^2}{a_t^2}\right)\times$$
$$\times\left[\Gamma_2\left(x,\,\boldsymbol{R},\,\frac{\xi F}{\kappa},\,0\right)+(-1)^{j-1}\Gamma_2\left(x,\,\boldsymbol{R},\,-\frac{\xi F}{\kappa},\,0\right)\right],\quad j=1,\ 2.$$

Будем считать, что оптическое излучение распространяется в турбулентной среде с регулярным градиентом показателя преломления, который вызывает оптическую регулярную рефракцию. Как показано в [4], с достаточной точностью распространение излучения в такой среде может описываться уравнением

$$2i\kappa\frac{\partial u}{\partial x} + \Delta_\rho u(x,\,\boldsymbol{\rho}) + 2\kappa^2\left[n(x,\,0) + \nabla_\rho n(x,\,\boldsymbol{\rho})\big|_{\rho=0}\cdot\boldsymbol{\rho} + n_1(x,\,\boldsymbol{\rho})\right]u = 0,$$

где $n_1(x,\,\boldsymbol{\rho})$ – случайное однородное поле флуктуации показателя преломления, $\langle n_1\rangle = 0$. Для функции когерентности второго порядка поля $u(x,\,\boldsymbol{\rho})$, удовлетворяющего этому уравнению, в работе [4] записано выражение

$$\Gamma_2(x,\,\boldsymbol{R},\,\boldsymbol{\rho}) = \left(\frac{\kappa}{2\pi x}\right)^2\int \mathrm{d}^2R' \int \mathrm{d}^2\rho'\,\Gamma_2(0,\,\boldsymbol{R}',\,\boldsymbol{\rho}')\,\mathrm{e}^{\frac{i\kappa}{x}(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')}\times$$
$$\times\exp\left\{-\frac{\pi\kappa^2x}{4}\int_0^1\mathrm{d}\xi\, H(\xi x,\,\xi\boldsymbol{\rho}+(1-\xi)\boldsymbol{\rho}') + i\kappa x\int_0^1\mathrm{d}\xi\,\nabla_\rho n(\xi x,\,\boldsymbol{\rho})\big|_{\rho=0}(\xi\boldsymbol{\rho}+(1-\xi)\boldsymbol{\rho}')\right\}, \tag{4}$$
$$H(x,\,\boldsymbol{\rho}) = 8\int \mathrm{d}^2\varkappa\,\Phi_n(x,\,\varkappa)\left(1-\mathrm{e}^{i\varkappa\rho}\right).$$

Здесь функция $\Phi_n(x,\,\varkappa)$ отличается от (1) только зависимостью параметров C_n^2, l_0, L_0 от текущей точки трассы x. Как известно [1, 2], в случае теплового источника с профилем интенсивности $I_0(\boldsymbol{R})$ (далее, мы аппроксимируем этот профиль выражением $I_0(\boldsymbol{R}) = I^0\exp[-(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0)^2/a^2]$, где $\boldsymbol{R}_0 = (R_{01}, R_{02})$ – радиус–вектор центра источника) $\Gamma_2(0,\boldsymbol{R},\rho) = I_0(\boldsymbol{R})\delta(\rho)$. Подставляя это выражение в (4), получаем

$$\Gamma_2(x,\,\boldsymbol{R},\,\boldsymbol{\rho}) = \frac{\kappa^2a^2I^0}{4\pi x^2}\,\mathrm{e}^{\frac{i\kappa}{x}\boldsymbol{\rho}(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0) - \frac{D(\boldsymbol{\rho})}{2} + i\kappa x\boldsymbol{b}(x)\boldsymbol{\rho} - \frac{\kappa^2a^2}{4x^2}\rho^2}, \tag{5}$$
$$D(\boldsymbol{\rho}) = \frac{\pi\kappa^2x}{2}\int_0^1\mathrm{d}\xi\, H(\xi x,\,\xi\boldsymbol{\rho}),\quad D(\boldsymbol{\rho}) = D(\rho).$$

Функция $D(\rho)$ имеет следующие асимптотические представления ($0 \le x' \le x$):

$$D(\rho) = 1,1\,\kappa^2 x \rho^{5/3} \frac{8}{3} \int_0^1 d\xi \xi^{5/3} C_n^2(\xi x), \tag{6а}$$

$\rho \varkappa_m(x') \gg 1,\ \rho \varkappa_0(x') \ll 1;$

$$D(\rho) = 0,6\kappa^2 x \rho^2 3 \int_0^1 \mathrm{d}\xi\, \xi^2 C_n^2(\xi x)\, \varkappa_m^{1/3}(\xi x), \tag{6б}$$

$\rho \varkappa_m(x') \ll 1;$

$$D(\rho) = 8,64\,\kappa^2 x \int_0^1 \mathrm{d}\xi\, C_n^2(\xi x)\, \varkappa_0^{-5/3}(\xi x), \tag{6в}$$

$\rho \varkappa_0(x') \gg 1.$

Применяя (5) в (3), находим

$$A_1 = \frac{E_1 - E_0/2}{E_0/2} = \mu \cos\left(\xi F x b_1(x) - \xi F \frac{R_{01}}{x}\right),$$

$$A_2 = \frac{E_2 - E_0/2}{E_0/2} = \mu \sin\left(\xi F x b_1(x) - \xi F \frac{R_{01}}{x}\right),$$

$$E_0 = \left(\frac{\kappa a a_t}{2x}\right)^2 I^0,\ \mu = \exp\left\{-\frac{\xi^2 F^2}{4\kappa^2 a_t^2} - \frac{\xi^2 F^2}{4x^2}(a^2 + a_t^2) - \frac{1}{2} D\left(\frac{\xi F}{\kappa}\right)\right\}.$$

Последние соотношения позволяют установить связь между электрическими сигналами $E_m (m = 0, 1, 2)$ и характеристиками турбулентности и регулярной рефракции:

$$\frac{A_2}{A_1} = \mathrm{tg}\left[\xi F\left(x b_1(x) - \frac{R_{01}}{x}\right)\right],$$

$$D\left(\frac{\xi F}{\kappa}\right) = -\ln(A_1^2 + A_2^2) - \frac{\xi^2 F^2}{2}\left(\frac{1}{\kappa^2 a_t^2} + \frac{a^2 + a_t^2}{x^2}\right). \tag{7}$$

Поворот решеток в каналах (вокруг их центров) на угол $\pi/2$ относительно прежнего положения приводит к замене в первом выражении (7) величин $b_1(x)$ и R_{01} на $b_2(x)$ и R_{02}, соответственно.

На однородных трассах параметры турбулентности C_n^2, l_0, L_0 не зависят от текущей точки трассы. Выбирая постоянную решетки ξ так, чтобы попасть на $5/3$ — участок функции $D(\rho)$, из выражений (7) и (6а) находим C_n^2. Уменьшая ξ, попадаем на начальный квадратичный участок (6б) функции $D(\rho)$ и по известному значению C_n^2, находим внутренний масштаб l_0. Увеличивая ξ, попадаем на область насыщения $D(\rho)$ (выражение (6в)) и, если позволяет динамический диапазон применяемой аппаратуры, из (7) и (6в) находим внешний масштаб L_0.

Параметры рефракции $b_1(x)$ и $b_2(x)$ при известных координатах центра источника .R_{01} и R_{02} находятся из первого выражения (7). Если же координаты центра источника неизвестны, то для определения величин $b_1(x)$, $b_2(x)$ можно учесть их зависимость от длины волны λ [2, 5]. Эта зависимость имеет вид $b_m^{\lambda_2}(x) = \varkappa b_m^{\lambda_1}(x)$, $m = 1,2$; $\varkappa = \mathrm{const}$, $\varkappa \ne 1$. Проводя измерения для двух разнесенных спектральных диапазонов $(\Delta\lambda)_1$ $(\Delta\lambda)_2$, в каждом из которых λ_1 и λ_2 соответствуют максимуму спектра излучения, и, используя выражение (7), получаем систему уравнений вида

$$x b_m^{\lambda_1}(x) - \frac{R_{0m}}{x} = \mathrm{arctg}\,[(A_2/A_1)_{\lambda_1}],\ (A_2/A_1)_\lambda = f(m),$$

$$\varkappa x b_m^{\lambda_1}(x) - \frac{R_{0m}}{x} = \mathrm{arctg}\,[(A_2/A_1)_{\lambda_2}],\ m = 1, 2;\ \varkappa = \varkappa(m).$$

Здесь $(A_2/A_1)_\lambda$ — отношение A_2/A_1, измеренное для излучения с длиной волны λ. Решая эту систему уравнений, находим $b_m^{\lambda_1}(x)$ и R_{0m}, $m = 1, 2$.

1. Рытов С.М, Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 463 с.
2. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов и др. — М.: Наука, 1976. — 277 с.
3. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация /В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.Г. Матвиенко и др. — Новосибирск: Наука, 1982. — 225 с.
4. Виноградов В.В., Костерин А.Г., Медовиков А.С., Саичев А.И. — Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1985, т. 28, № 10, с. 1227—1232.
5. Островский А.Л. — Геодезия и картография, 1985, № 10, с. 30—37.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, г. Томск

Поступило в редакцию
28 сентября 1987 г.

V.V. Nosov. **The optical method of simultaneous restitution of atmospheric turbulence and regular refraction characteristics.**

A simple method of simultaneous measurement of atmospheric turbulence and regular refraction characteristics has been developed based an the Fourier analysis of an optical incoherent source image. These characteristics include turbulence scales and intensities, functionals of regular refractive—index profile.