«Оптика атмосферы и океана», **21**, № 1 (2008)

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 550.388.2; 551.510.535

Л.В. Антошкин, В.В. Лавринов, Л.Н. Лавринова, В.П. Лукин

Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 19.08.2007 г.

Представлено теоретическое обоснование использования дифференциального метода и корреляционного анализа при измерении структурной постоянной показателя преломления, длины когерентности и поперечной составляющей скорости ветра. В качестве инструмента измерений рассматривается датчик волнового фронта. Результаты теоретических исследований подтверждены численными экспериментами.

Распространение оптического излучения в атмосфере сопровождается флуктуациями его параметров: интенсивности, фазы, угла прихода и т.д. Возникшие в результате турбулентности атмосферы изменения хода лучей приводят к флуктуациям фазы вдоль и поперек пучка. Если флуктуации фазы вдоль пучка уменьшают временную когерентность, то поперечные флуктуации нарушают пространственную когерентность волнового фронта, искривляя и изгибая пучок, вызывая «дрожание» изображения. Флуктуации фазы приводят к флуктуациям угла прихода. Оценивание флуктуаций угла прихода на основе взаимного корреляционного анализа позволяет определить характерные параметры атмосферной турбулентности, а использование дифференциального метода — минимизировать ошибки измерений, возникающие в результате собственных колебаний измерительной системы.

Идея использования измерения угла прихода света от звезды для определения параметров турбулентности была предложена еще в середине прошлого столетия [1]. Фридом [2] определены количественные уравнения, связывающие углы прихода и параметры турбулентности. Дифференциальное измерение движения света от звезды было реализовано в дифференциальном измерителе дрожания изображения (Differential Image Motion Monitor [3]), посредством которого из дисперсии случайных смещений энергетических центров тяжести (ЭЦТ) изображения вычисляются параметры турбулентности. В целом, дифференциальный измеритель — практичный и доступный инструмент, который способен измерять несколько параметров турбулентности и в настоящее время является постоянным инструментом таких обсерваторий мира, как Cerro Paranal или Мауна-Кеа. В то же время он не может обеспечить полной информацией о детальной структуре турбулентности.

На анализе пространственной ковариации флуктуаций углов прихода в рамках модели Кармана построена идеология дифракционно решеточного масштабного измерителя (Grating Scale Monitor [4]), который использует принцип, подобный датчику Шэка—Гартмана, т.е. измеряет флуктуации угла прихода, одновременно детектируемые в нескольких точках волнового фронта, и может обеспечить почти полный набор параметров волнового фронта, важных для методов с высоким угловым разрешением. Для измерения скорости волнового фронта GSM рассматривает временную взаимную корреляцию угла прихода между двумя телескопами, отделенными фиксированным расстоянием. Применение дифференциального метода в GSM позволяет избежать влияния источников шума в определении видимости [5].

Суть дифференциального метода, который положен в основу дифференциального измерителя турбулентности [6], заключается в том, что по измерениям дисперсии разности угловых смещений α_1, α_2 ЭЦТ изображений от двух субапертур диаметром D, расположенных в плоскости входного зрачка на расстоянии d, без учета анизотропии, т.е. $\sigma^2_{\alpha_1} = \sigma^2_{\alpha_2}$, из выражения

$$\sigma^2_\alpha = 2r_0^{-5/3}\lambda^2 q \qquad (1)$$

вычисляются параметры турбулентности: среднее по трассе распространения значение структурной постоянной показателя преломления

$$C_n^2 = \frac{\sigma^2_\alpha}{3{,}384\pi^2 L q} \qquad (2)$$

и радиус Фрида плоской волны

$$r_0 = \left(\frac{\sigma^2_\alpha}{2\lambda^2 q}\right)^{-3/5}, \qquad (3)$$

где $\sigma_\alpha^2 = \sigma_{\alpha_1-\alpha_2}^2$; $q = A_\alpha D^{-1/3} - Fd^{-1/3}$ — константа, характеризующая применимость дифференциального метода, $F = 0{,}097$ в случае продольной корреляции и $F = 0{,}145$ в случае поперечной, $A_\alpha = \dfrac{A}{1{,}692\pi^2}$, в рамках модели турбулентности Колмогорова

$$A = 1{,}46 \text{ при } l_0 < D < \sqrt{\lambda L}, \qquad A = 2{,}9 \text{ при } L_0 > D > \sqrt{\lambda L}, \tag{4}$$

L — длина трассы; $[l_0, L_0]$ — инерционный интервал пространственных масштабов неоднородностей.

Дифференциальный метод, предназначенный для минимизиции ошибки измерений, связанной с собственными колебаниями измерительной системы, позволяет найти структурные характеристики турбулентности.

Определить характерные параметры турбулентности можно и датчиком волнового фронта. На рис. 1 дано схематическое изображение датчика волнового фронта (ДВФ) шэка-гартмановского типа. Линзовый растр разбивает приходящий волновой фронт на локальные участки, которые фокусируются на приемнике. На приемнике формируется изображение, называемое гартманограммой.

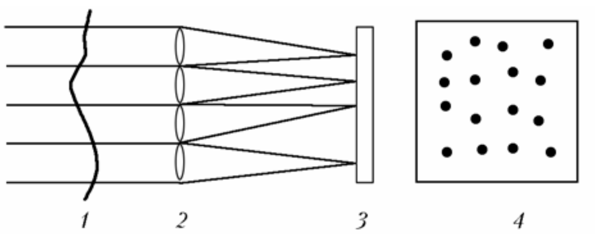

Рис. 1. Схематичное изображение ДВФ Шэка–Гартмана: *1* — волновой фронт; *2* — линзовый растр; *3* — приемное устройство; *4* — гартманограмма

Принцип действия ДВФ Шэка–Гартмана основан на измерении локальных наклонов волнового фронта, координаты которых

$$x_k = \sum_{i,j} x_{i,j} I_{i,j} \Big/ \sum_{i,j} I_{i,j}, \quad y_k = \sum_{i,j} y_{i,j} I_{i,j} \Big/ \sum_{i,j} I_{i,j}$$

выражаются в радианах через масштаб изображения на приемнике; $I_{i,j}$ — интенсивности света на пикселях приемника; i, j — номера пикселей измеряемой зоны фокального пятна. Локальные наклоны волнового фронта пропорциональны смещениям ЭЦТ фокального пятна с координатами (x_k, y_k) относительно ЭЦТ пятна, полученного для плоского волнового фронта, с координатами (x_k^0, y_k^0):

$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial x} = \frac{1}{f}(x_k^0 - x_k), \quad \frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial y} = \frac{1}{f}(y_k^0 - y_k), \tag{5}$$

где f — фокус микролинз.

На рис. 2 представлено прохождение оптического излучения через одиночную микролинзу BC диаметром D. Прямая DE соответствует плоскости приемника, прямая AB — плоскости приходящего волнового фронта. Отрезок DE равен смещению координаты фокального пятна $x^0 - x$ и пропорционален углу прихода α. Угол наклона волнового фронта к плоскости микролинзы $\angle ABC$ равен углу прихода α и пропорционален отрезку AC, соответствующему разности фаз $\varphi(A) - \varphi(B)$.

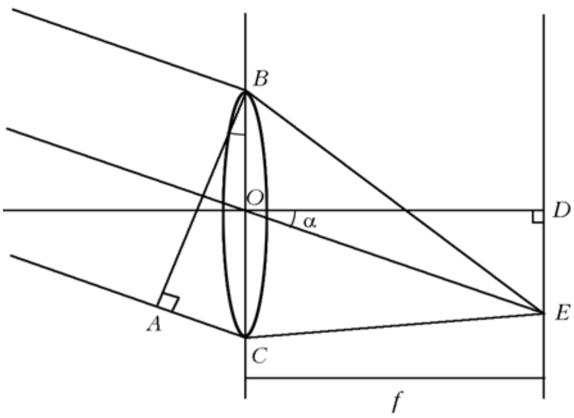

Рис. 2. Схематичное изображение преломления оптического излучения одиночной микролинзой

Таким образом, измерив смещение координат ЭЦТ фокального пятна гартманограммы, можно определить угол прихода $\mathrm{tg}\,\alpha = (x^0 - x)/f$ (так как при малых значениях α $\mathrm{tg}\,\alpha \approx \alpha$, то $\alpha = (x^0 - x)/f$), угол наклона и вычислить разность фаз: $\Delta\varphi = [D(x^0 - x)/f]$, учитывая, что $\sin\alpha \approx \alpha$ для малых значений α.

С одной стороны, дисперсия угла прихода вычисляется следующим образом:

$$\sigma_\alpha^2 = \sum_{m=1}^{M} \frac{(\alpha_m - \bar{\alpha})^2}{M-1}, \tag{6}$$

где M — число измерений угла прихода в фокальном пятне; $\bar{\alpha} = \langle \alpha_m \rangle$ — среднее по трассе распространения значение угла прихода.

В системе координат x, y угол прихода зависит от расстояния $d = \sqrt{(x^0 - x)^2 + (y^0 - y)^2}$ и имеет вид $\alpha = d/f$, тогда дисперсию угла прихода можно выразить через дисперсию смещений ЭЦТ фокального пятна:

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{1}{f^2} \sum_{m=1}^{M} \frac{(d_m - \bar{d})^2}{M-1}, \text{ или } \sigma_\alpha^2 = \frac{1}{f^2}\sigma_d^2, \tag{7}$$

где $d_m = \sqrt{(x_m^0 - x_m)^2 + (y_m^0 - y_m)^2}$ — смещение ЭЦТ фокального пятна; $\bar{d} = \langle d_m \rangle$ — среднее по трассе распространения значение смещений ЭЦТ того же фокального пятна.

С другой стороны, дисперсия угла прихода в рамках модели турбулентности Колмогорова [7] имеет вид

$$\sigma_\alpha^2 = \begin{cases} 1{,}46 D^{-1/3} C_n^2 L \quad \text{при} \quad l_0 < D < \sqrt{\lambda L} \\ 2{,}9 D^{-1/3} C_n^2 L \quad \text{при} \quad L_0 > D > \sqrt{\lambda L}, \end{cases} \qquad (8)$$

или

$$\sigma_\alpha^2 = ALC_n^2 D^{-1/3}$$

при условиях (4). Приравнивание правых частей выражений (7) и (8) позволяет определить C_n^2 через дисперсию смещений ЭЦТ фокального пятна:

$$C_n^2 = \frac{D^{1/3}}{Af^2L}\sum_{m=1}^{M}\frac{(d_m - \bar{d})^2}{M-1}, \text{ или } C_n^2 = \frac{D^{1/3}}{Af^2L}\sigma_d^2. \quad (9)$$

Как и в дифференциальном измерителе турбулентности, для датчика волнового фронта могут быть применены дифференциальный метод и взаимный корреляционный анализ сигналов [6] при вычислении параметров турбулентности из измерений дисперсии разности смещений ЭЦТ фокальных пятен гартманограммы, полученной в результате прохождения оптического излучения через линзовый растр.

Дисперсия разности смещений ЭЦТ вычисляется для пар фокальных пятен, соответствующих паре микролинз диаметром D, расстояние между их центрами d_{mc}, расстояние между соседними микролинзами d. Соотношение, связывающее расстояние между центрами микролинз

$$d_{mc} = \sqrt{(\xi_{ij} - \xi_{i+kj+l})^2 + (\eta_{ij} - \eta_{i+kj+l})^2}, \quad \xi_{ij} = \frac{x_{ij}^0}{h},$$

$$\eta_{ij} = \frac{y_{ij}^0}{h}, \quad \xi_{i+kj+l} = \frac{x_{i+kj+l}^0}{h}, \quad \eta_{i+kj+l} = \frac{y_{i+kj+l}^0}{h}$$

и расстояние между центрами соответствующих зон фокальных пятен

$$d_f = \sqrt{(x_{ij}^0 - x_{i+kj+l}^0)^2 + (y_{ij}^0 - y_{i+kj+l}^0)^2}, \quad d_f / d_{mc} = h$$

зависит от разрешения камеры: $h = D_z/D$, где D_z – размер зоны фокального пятна на гартманограмме.

Из измерения дисперсии разности смещений ЭЦТ пары фокальных пятен с расстоянием между их центрами d_f вычисляется среднее по трассе распространения значение структурной постоянной согласно выражению (2) по формуле

$$C_n^2 = \frac{\sigma_d^2}{3{,}384\pi^2 f^2 L q_{mc}}, \qquad (10)$$

где $q_{mc} = A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}$, d_{mc} – расстояние между центрами выбранных микролинз; $A_\alpha = A/1{,}692\pi^2$ при условиях (4); дисперсия разности смещений ЭЦТ фокальных пятен имеет вид

$$\sigma_d^2 = \sum_{m=1}^{M}\frac{[(d_{ij} - d_{i+kj+l})_m - (\overline{d_{ij} - d_{i+kj+l}})^2]}{M-1}, \qquad (11)$$

где

$$d_{ij} = \sqrt{(x_{ij}^0 - x_{ij})^2 + (y_{ij}^0 - y_{ij})^2},$$

$$d_{i+kj+l} = \sqrt{(x_{i+kj+l}^0 - x_{i+k+lj})^2 + (y_{+kij+l}^0 - y_{i+kj+l})^2}$$

– смещения ЭЦТ фокальных пятен с координатами (x_{ij}, y_{ij}), (x_{i+kj+l}, y_{i+kj+l}) относительно фокальных пятен с координатами (x_{ij}^0, y_{ij}^0), $(x_{i+kj+l}^0, y_{i+kj+l}^0)$ соответственно: $i = 1, 2, ..., N$; $j = 1, 2, ..., N$; $k = 1, 2, ..., N - 1$; $l = 1, 2, ..., N - 1$.

Если измерять дисперсию разности смещений ЭЦТ пары соседних фокальных пятен, полагая, что $d_{mc} = d = D$, то $q_{mc} = D^{-1/3}(A_\alpha - F) = D$, или $q_{mc} = D^{-1/3}(A_\alpha - F\sqrt{2})$. В этом случае дифференциальный метод сводится к формуле (9) и C_n^2 вычисляется по дисперсии смещений ЭЦТ одного фокального пятна.

Применение взаимного корреляционного анализа в работе датчика волнового фронта позволяет вычислить среднее значение поперечной составляющей скорости ветра. Известно [8], что под действием поперечной составляющей скорости ветра турбулентность согласно гипотезе «замороженности» «плывет» в плоскости, параллельной плоскости линзового растра и, соответственно, параллельной плоскости гартманограммы (см. рис. 1).

На рис. 3 представлено виртуальное совмещение плоскости движения турбулентности под действием поперечной составляющей скорости ветра с плоскостью гартманограммы.

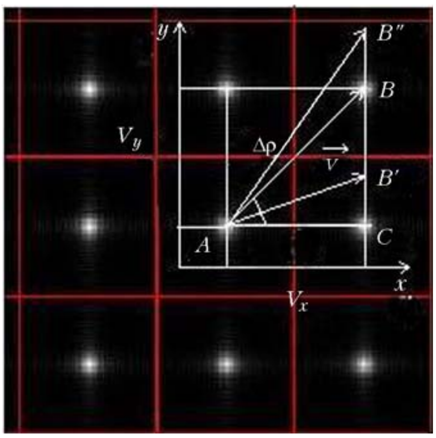

Рис. 3. Часть гартманограммы; V_x, V_y – проекции вектора скорости ветра

Видно, что проекции поперечной составляющей скорости ветра на оси координат, в которых заданы смещения ЭЦТ фокальных пятен, образуют между собой угол $\theta = \mathrm{arctg}(V_y/V_x)$. В общем случае скорость меняется по линейному закону: $V = \mathrm{k}\Delta\rho/\Delta t$, $\mathrm{k} = V_y/V_x$. В применении к данному случаю время корреляции $\Delta t = t_1 - t_m$, где t_1 и t_m – моменты времени, когда координаты ЭЦТ фокальных пятен должны совпадать, т.е. $x_k(t_1) = x_k(t_m)$

и $y_k(t_1) = y_k(t_m)$, поскольку движение турбулентности в рамках модели Колмогорова представляет собой периодический процесс [9].

Дисперсия разности смещений ЭЦТ пары фокальных пятен согласно выражениям (1) и (7) имеет вид

$$\sigma_d^2 = 2f^2 r_0^{-5/3}\lambda^2 (A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}). \qquad (12)$$

Для $d_{mc} = d$ дифференциальный метод не может быть реализован. Физический смысл дифференциального метода заключается в значении разности $A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}$, а точнее, в численном соотношении D и d_{mc}. Дифференциальный метод может быть реализован достаточно хорошо, если значение $d_{mc}^{-1/3}$ очень мало или величина d_{mc} достаточно велика, т.е. расстояние между центрами выбранных микролинз должно значительно превышать диаметр самих микролинз. Можно подобрать значения i, j, k, l таким образом, чтобы d_{mc} соответствовало микролинзам, максимально разнесенным, т.е. размещенным на краях растра.

С другой стороны, использование корреляционного анализа в вычислении параметров турбулентности по дисперсии разности смещений ЭЦТ пары фокальных пятен возможно лишь при условии, что флуктуации смещений ЭЦТ фокальных пятен некоррелированы. Для этого расстояние между центрами выбранных линз d_{mc} должно быть больше внешнего масштаба турбулентности L_0.

При условии, что $d_{mc} \neq d$ или, другими словами, для выражения $A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}$, где $d_{mc} = (N_{lens} - 1)D$ (N_{lens} – размерность линзового растра при условии $L_0 > D > \sqrt{\lambda L}$), с учетом, что $d_f / d_{mc} = h$, расстояние между центрами зон соответствующих фокальных пятен d_f может быть выражено из формулы (12) в следующем виде:

$$d_f = h\left(\frac{A_\alpha D^{-1/3}}{F} - \frac{\sigma_d^2}{2f^2 r_0^{-5/3}\lambda^2 F}\right)^{-3}, \qquad (13)$$

или

$$d_f = \frac{h}{(\pi^2 F)^{-1/3}}\left(\frac{AD^{-1/3}}{1{,}692} - \frac{\sigma_d^2}{3{,}384 f^2 C_n^2 L}\right)^{-3}. \qquad (14)$$

Из рис. 3 следует, что

$$\Delta\rho = \frac{d_f}{\cos\theta} \text{ и } V = \frac{\Delta\rho}{\Delta t} = \frac{d_f}{\Delta t \cos\theta},$$

тогда

$$d_f = V \Delta t \cos\theta. \qquad (15)$$

Приравнивание правых частей равенств (14) и (15) дает выражение поперечной составляющей скорости ветра

$$V = \frac{d_f}{\Delta t \cos\theta (1{,}692\pi^2 F)^{-1/3} d_{mc}}\left(AD^{-1/3} - \frac{\sigma_d^2}{2f^2 C_n^2 L}\right)^{-3}, \qquad (16)$$

или

$$V = \frac{d_f}{\Delta t \cos\theta A_d d_{mc}}\left(AD^{-1/3} - \frac{\sigma_d^2}{2f^2 L C_n^2}\right)^{-3}, \qquad (17)$$

где $A_d = 0{,}391 F^{-1/3}$; $A = 0{,}29$.

В выражении (17) отсутствует разность $A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}$ в явном виде. Параметр скорости зависит от соотношения σ_d^2 / C_n^2. Выражение $A_\alpha D^{-1/3} - F d_{mc}^{-1/3}$ входит в формулу для структурной постоянной C_n^2, и, таким образом, дифференциальный метод присутствует при вычислении поперечной составляющей скорости ветра. В формуле (17) значение скорости определяется выражением $AD^{-1/3} - \sigma_d^2 / (2f^2 L C_n^2)$, точнее значением второго слагаемого.

Поперечная составляющая скорости ветра проецируется на оси координат (см. рис. 3). Проекции образуют между собой угол, который также меняется со временем. В формуле (17) изменение направления ветра характеризуется косинусом θ.

Пусть точке A (см. рис. 3) соответствуют координаты (i, j), точка C характеризуется координатами $(i + k, j)$ и точка B связана с координатами $(i + k, j + l)$, расстояние между точками A и C обозначено через d_{fx}, а расстояние BC соответственно d_{fy}, тогда $\mathrm{tg}\theta = V_y / V_x$ в каждый момент времени определяется отношением d_{fy}/d_{fx}, которое согласно выражению (13) зависит от

$$\sigma_{dx}^2 = \sum_{m=1}^{M}\frac{[(d_{i+kj} - d_{ij})_m - (\overline{d_{i+kj} - d_{ij}})^2]}{M-1}$$

и

$$\sigma_{dy}^2 = \sum_{m=1}^{M}\frac{[(d_{i+kj+l} - d_{i+kj})_m - (\overline{d_{i+kj+l} - d_{i+kj}})^2]}{M-1}.$$

Зависимость угла между проекциями вектора скорости от дисперсии разности смещений ЭЦТ пар фокальных пятен проиллюстрирована на рис. 4.

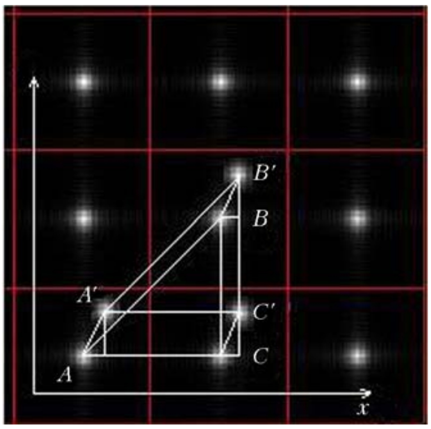

Рис. 4. Часть гартманограммы; $V_x = AC$, $V_y = BC$ и $V'_x = A'C'$, $V'_y = B'C'$ – проекции вектора скорости ветра в моменты t_1 и t_2

В начальный момент времени t_1:

$$\theta = \mathrm{arctg}(V_y / V_x),$$

$$V_x = (x_C - x_A)^2 + (y_C - y_A)^2 = (x^0_{i+kj} - x^0_{ij})^2 + (y^0_{i+kj} - y^0_{ij})^2$$

соответствует расстоянию между точками A и C, т.е. d_{fx},

$$V_y = (x_B - x_C)^2 + (y_B - y_C)^2 = (x^0_{i+kj+l} - x^0_{i+kj})^2 + (y^0_{i+kj+l} - y^0_{i+kj})^2$$

соответствует расстоянию между точками B и C, т.е. d_{fy}. В следующий момент времени t_2:

$$\theta = \mathrm{arctg}(V'_y / V'_x),$$

где проекции скорости пропорциональны разности смещений ЭЦТ пар фокальных пятен, что аналитически может быть представлено следующим образом:

$$V'_x = V_x + [(x_{i+kj} - x^0_{i+kj})^2 + (y_{i+kj} - y^0_{i+kj})^2] -$$
$$-[(x_{ij} - x^0_{ij})^2 + (y_{ij} - y^0_{ij})^2] =$$
$$= V_x + d_{i+kj} - d_{ij} = d_{fx} + d_{i+kj} - d_{ij},$$
$$V'_y = V_y + [(y_{i+kj+l} - y^0_{i+kj+l})^2 + (y_{i+kj+l} - y^0_{i+kj+l})^2] -$$
$$-[(x_{i+kj} - x^0_{i+kj})^2 + (y_{i+kj} - y^0_{i+kj})^2] =$$
$$= V_y + d_{i+kj+l} - d_{i+kj} = d_{fy} + d_{i+kj+l} - d_{i+kj},$$

$$(x^0_{ij}, y^0_{ij}),\ (x^0_{i+kj}, y^0_{i+kj}),\ (x^0_{i+kj+l}, y^0_{i+kj+l})$$

– координаты фокальных пятен в момент t_1;

$$(x_{ij}, y_{ij}),\ (x_{i+kj}, y_{i+kj}),\ (x_{i+kj+l}, y_{i+kj+l})$$

– координаты фокальных пятен в момент t_2; $i = 1, 2, ..., N$; $j = 1, 2, ..., N$; $k = 1, 2, ..., N - 1$; $k = 1, 2, ..., N - 1$.

В момент времени t_m:

$$V_x^{(m)} = V_x + \sum_{m=1}^{M} \frac{(d_{i+kj} - d_{ij})_m}{M-1},$$

$$V_y^{(m)} = V_y + \sum_{m=1}^{M} \frac{(d_{i+k+lj} - d_{i+kj})_m}{M-1}.$$

Усредненное по трассе распространения значение скорости ветра определяется дисперсиями разностей смещений ЭЦТ пар фокальных пятен σ^2_{dx} и σ^2_{dy} с центрами в точках A, B, C соответственно.

Применение в качестве приемного устройства CCD-камеры позволяет измерять дисперсию угла прихода, которая обычно составляет 1–10″. Диаметр фокального пятна D_f зависит от разрешения CCD-камеры, диаметра и фокуса микролинзы. Если разрешение камеры 512×512 пикселей, то зона с фокальным пятном составляет 64×64 пикселя для линзового растра размером 24 мм, состоящего из 64 микролинз (8×8). Размер одного пикселя соответствует 10×10 мкм. Таким образом, зона с фокальным пятном в данном случае составляет 640×640 мкм и соответствует микролинзе размером 3000×3000 мкм. Чтобы фокальное пятно не выходило за пределы отведенной ему зоны, случайные смещения фокального пятна не должны превышать $1/3$ радиуса дифракционного изображения. Радиус фокального пятна соответствует радиусу третьей темной полосы в дифракционной картине Эйри: $D_f = 1{,}619\lambda/D$. При диаметре микролинзы 3 мм максимально допустимое значение углового смещения ЭЦТ фокального пятна составляет $8{,}5 \cdot 10^{-5}$ рад. Дисперсия угловых смещений не должна превышать $7{,}2 \cdot 10^{-10}$ рад. Если α – максимально допустимое значение углового смещения ЭЦТ фокального пятна, то ему соответствует фокальное расстояние $f = D_f/2\alpha = 1{,}619\lambda/2\alpha D$, в данном случае $f \approx 2$ м для $\lambda = 0{,}63$ мкм. Тогда максимально допустимое значение смещения ЭЦТ фокального пятна составляет $1{,}7 \cdot 10^{-11}$ м.

Для оценивания эффективности измерения параметров турбулентности датчиком волнового фронта построена численная модель, включающая в себя модель динамической турбулентности со спектром неоднородностей фон Кармана [8, 9], модель линзового растра, модель датчика Шэка–Гартмана. В результате численных экспериментов было получено значение смещения ЭЦТ фокальных пятен по оси абсцисс, которое составляет $1{,}51765 \cdot 10^{-11}$ м при диаметре микролинз $D = 3$ мм, расстоянии между их центрами $d = 21$ мм, длине трассы $L = 300$ м, внешнем масштабе $L_0 = 10$ мм. В случае поперечной корреляции

$$\sigma_d^2 = 1{,}54207 \cdot 10^{-11}\ \text{м}^2,\quad C_n^2 = 5{,}76473 \cdot 10^{-14}\ \text{м}^{-2/3}.$$

В численном эксперименте $h = 12$. В течение интервала времени $\Delta t = 100$ с при $D = 3$ мм, $L = 300$ м, $f \approx 2$ м, $\theta = 45°$ среднее по трассе распространения значение поперечной составляющей скорости ветра

$$V = \frac{0{,}213\sqrt{2}}{100\,\text{с} \cdot 0{,}855}\left(1{,}46(3{,}0 \cdot 10^{-3}\text{м})^{-1/3} - \right.$$
$$\left. - \frac{1{,}54207 \cdot 10^{-11}\text{м}^2}{2 \cdot 4{,}0\,\text{м}^2 \cdot 300\,\text{м} \cdot 6{,}48954 \cdot 10^{-14}\ \text{м}^{-2/3}}\right)^{-3} = 0{,}965\ \text{м/с}.$$

Это значение соответствует параметру скорости ветра 1,0 м/с в численной модели динамической турбулентности, с которым моделируется движение «замороженной» турбулентности.

1. *Hosfeld R.* Comparisons of stellar scintillations with image motion // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. P. 284.
2. *Fried D.* Statistics of a geometric interpretation of wave front distortion // J. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. N 11. P. 1426–1435.

3. *Sarazin M. and Roddier F.* The ESO differential image motion monitor // Astronom and Astrophys. 1990. V. 227. N 1. P. 294–300.
4. *Ziad A., Conan R., Tokovinin A., Martin F., Borgnino J.* From the grating scale monitor to the generalized seeing monitor // Appl. Opt. 2000. V. 39. N 10. P. 5415–5425.
5. *Tokovinin A.* Measurement of seeing and the atmospheric time constant by differential scintillations // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 10. P. 957–964.
6. *Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Лукин В.П.* Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 11. С. 1219–1223.
7. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
8. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.
9. *Lavrinova L.N.* Dependence of adaptive correction with multiactuators mirror on statistical properties of turbulence // Proc. SPIE 2005. V. 6160. P. 201–205.

L.V. Antoshkin, V.V. Lavrinov, L.N. Lavrinova, V.P. Lukin. **Differential method for measurement of turbulence parameters and wind velocity by the wave front sensor.**

The theoretical basis for applying the differential method and the correlation analysis to measurement of the structural constant of the refractive index, the coherence length and a transversal component of wind speed is presented. As the measurement instrument a sensor of wave front is considered. The results of the theoretical investigations are confirmed by the numerical experiments.