

## ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 550.388.2; 554.510.535

### О СТАБИЛИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

© В. В. Лавринов, Л. В. Антошкин, Л. Н. Лавринова, А. А. Селин

*Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН,  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1  
E-mail: lvv@iao.ru*

Для изучения особенностей стабилизации оптического излучения в турбулентной атмосфере создана модель дрожания изображения, формируемого излучением в фокальной плоскости. Изображение характеризуется наклонами волнового фронта. Обозначены подходы к моделированию наклонов волнового фронта и способы оценки изображения, сформированного излучением в фокальной плоскости регистрирующего устройства. Статистические исследования включают в себя вычисление координат энергетического центра тяжести фокального пятна разными алгоритмами в зависимости от параметров случайного фазового экрана, задающего турбулентные неоднородности, их интенсивности и расположения на трассе распространения излучения. Представлены результаты экспериментов по стабилизации оптического излучения на стенде адаптивной оптической системы.

*Ключевые слова:* оптическое излучение, атмосферная турбулентность, моделирование наклонов волнового фронта.

DOI: 10.15372/AUT20230210

**Введение.** Распространение оптического излучения на атмосферной трассе сопровождается дрожанием его изображения на входной апертуре системы адаптивной оптики. Дрожание обусловлено как атмосферной турбулентностью, так и собственными колебаниями системы. Изображение в плоскости регистрации становится нечётким, расплывчатым и флуктуирующим относительно оси распространения излучения [1]. При этом на входной апертуре системы распределение волнового фронта будет характеризоваться углами наклона (наклонами в пределах входной апертуры или общими наклонами), которые меняются с той же частотой, что и изображение светового поля в фокальной плоскости. Для стабилизации излучения на входной апертуре оптической системы применяется корректор наклонов волнового фронта [2].

Известно [2], что наклоны волнового фронта вносят наибольший вклад в фазовые искажения излучения, поэтому первые системы адаптивной оптики были системами коррекции наклонов, позднее стали появляться более сложные адаптивные системы. Однако для решения разноплановых проблем наземных астрономических наблюдений работы по созданию корректоров наклонов волнового фронта, оснащённых современными высокоскоростными видеокамерами и укомплектованных новыми технологичными материалами, не теряют своей актуальности [3–5].

В Институте оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН был создан корректор углов наклона волнового фронта (зеркало Tip-Tilt) [6], который устраняет общие наклоны волнового фронта, стабилизируя изображение, сформированное оптическим излучением в плоскости регистрации.

Для проведения качественного анализа коррекции, устраняющей наклоны волнового фронта оптического излучения, следует учесть, что расплывание и потеря контрастности

изображения, сформированного излучением в фокальной плоскости, порождаются, прежде всего, атмосферной турбулентностью. Искажения изображения, обусловленные тепловым взаимодействием [7], помимо расплывания, сопровождаются также ветровой рефракцией (конвективным выносом тепла из канала распространения излучения под действием ветра). В работе [8] представлена модель распространения излучения в турбулентной атмосфере с учётом ветровой рефракции, на основе которой определены энергетические характеристики излучения при совместном влиянии на него случайных флуктуаций показателя преломления и ветровой рефракции.

В реальных условиях практически невозможно определить, чем обусловлено дрожание изображения, сформированного оптическим излучением в плоскости регистрации: атмосферной турбулентностью, собственными колебаниями системы или тем и другим вместе. Расплывание изображения является следствием влияния как атмосферной турбулентности, так и тепловых искажений излучения. Смещение оси распространения излучения в фокальной плоскости, являясь результатом собственных колебаний адаптивной системы и ветровой рефракции, проявляется в виде отклонения изображения излучения в фокальной плоскости.

Чтобы оценить эффективность стабилизации оптического излучения корректором наклонов волнового фронта [6], достаточно оценить остаточные ошибки в результате коррекции наклонов, полученных на основе моделирования дрожания изображения, сформированного оптическим излучением в фокальной плоскости системы.

При астрономических наблюдениях такие источники фазовых искажений, как атмосферная турбулентность и дрожание оси распространения пучка, представляют динамическую составляющую наклонов. Погрешности оптической схемы и юстировки, температурные деформации механических конструкций, обладающие большой тепловой инерционностью, а также ошибки системы наведения, анизопланатизм рассматриваются как статическая составляющая [9].

Для анализа стабилизации оптического излучения корректором наклонов волнового фронта [6] на основе численной модели формируются управляющие сигналы в виде углов наклона, пропорциональных углам прихода в приближении геометрической оптики, которые выражаются через координаты энергетического центра тяжести (ЭЦТ) изображения излучения в фокальной плоскости (центроида). Точность оценки координат центроида влияет на значения управляющих сигналов для корректора, поэтому в данной работе проанализированы два способа оценки координат центроида в плоскости наблюдения (алгоритмы центрирования изображения, сформированного оптическим излучением в плоскости его регистрации).

В работах [10–12] на основе компиляции аналитической теории с численным моделированием было выполнено сравнение этих алгоритмов в зависимости от потока фотонов, считываемого шума светочувствительной матрицы в плоскости регистрации, а также в зависимости от параметров датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка — Гартмана и заполнения гартманограммы фокальными пятнами [13, 14].

В данной работе сравнение алгоритмов центрирования изображения, сформированного оптическим излучением в плоскости его регистрации, проводится в зависимости от параметров случайного фазового экрана, задающего турбулентные неоднородности, от их интенсивности и от размещения искажающих факторов на трассе распространения излучения.

Цель работы — показать, что стабилизация оптического излучения, отработанная в лабораторных условиях на стенде с моделируемыми пучками и коррекцией их искажений, обусловленных турбулентной атмосферой, может упростить натурные измерения, существенно сокращая время исследований, повышая точность оптических систем и их надёжность.

Для достижения поставленной цели решены следующие задачи:

- 1) определение оптимального подхода к моделированию выборки управляющих сигналов для корректора наклонов волнового фронта;
- 2) оценка способов центрирования изображения, формируемого излучением в фокальной плоскости на основе численных экспериментов, и анализ флуктуации наклонов волнового фронта относительно масштабов неоднородностей в протяжённом слое искажающей среды;
- 3) оценка качества коррекции оптического излучения, искажённого смоделированной турбулентностью, с помощью программно-аппаратного комплекса на стенде адаптивной оптической системы.

**Формирование флуктуаций светового поля в фокальной плоскости.** Комплексная амплитуда светового поля  $E(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  выражается через амплитудное  $A(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  и фазовое  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  распределения:  $E(\boldsymbol{\rho}, z, t) = A(\boldsymbol{\rho}, z, t) \exp(i\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t))$ ,  $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ . Распределение интенсивности изображения, сформированного оптическим излучением в плоскости регистрации, амплитудное и фазовое распределения задаются действительной и мнимой частями амплитуды светового поля.

Амплитудные и фазовые флуктуации светового поля обусловлены разными участками спектра флуктуаций показателя преломления светового поля [15]. На флуктуации амплитуды наибольшее влияние оказывают мелкомасштабные флуктуации, размер которых не превосходит радиуса первой зоны Френеля  $\sqrt{\lambda L}$ , где  $L$  — протяжённость трассы в турбулентной среде;  $\lambda$  — длина волны. Дрожание изображения, сформированное оптическим излучением в фокальной плоскости, проявляется флуктуациями интенсивности сфокусированного пучка в плоскости регистрации. Дисперсия флуктуаций интенсивности зависит от структурной функции фазы, вычисленной в пределах апертуры приёмного устройства  $D$ :  $D_\varphi(D) = 1,1k^2LC_n^2D^{5/3}$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число. При этом влияние масштабов фазовых флуктуаций, превышающих  $D$ , не учитывается.

Структурная характеристика флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$  входит во все соотношения, определяющие взаимодействие излучения с атмосферой и для плоской волны связана с радиусом Фрида  $r_0$ . Радиус Фрида, введённый для оценки «астрономического видения» [16], применяется для численной оценки уровня или интенсивности искажений волнового фронта излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Радиус Фрида задаёт поперечный размер неоднородностей, в пределах которого сохраняются устойчивые фазовые соотношения для пространственно разнесённых точек из инерционного интервала  $l_0 \ll \rho \ll L_0$ , где  $l_0$ ,  $L_0$  называются внутренним и внешним масштабами турбулентных неоднородностей [17]. В инерционном интервале случайное поле флуктуаций показателя

преломления с учётом выражения  $r_0 = \left(0,423k^2 \int_0^L C_n^2(l) dl\right)^{-3/5}$  соответствует случайному полю фазовых флуктуаций, заданному спектром фон Кармана:

$$F_S(\chi_{K,M}) = 0,489r_0^{-5/3}(\chi_{K,M}^2 + \chi_0^2)^{-11/6} \exp(-\chi_{K,M}^2/\chi_m^2), \quad (1)$$

где  $\chi_{K,M} = \Delta\chi\sqrt{(K^2 + M^2)}$ ;  $K, M$  — индексы узлов расчётной сетки размерностью  $N \times N$ ;  $\Delta\chi = 2\pi/(N\Delta\rho)$  — шаг дискретизации по пространственной частоте;  $\Delta\rho$  — расстояние между разнесёнными точками;  $\chi_0 = 2\pi/L_0$  и  $\chi_m = 5,92/l_0$  — спектральные частоты, соответствующие внутреннему и внешнему масштабам турбулентных неоднородностей  $l_0$ ,  $L_0$  соответственно. Фазовые флуктуации светового поля, обусловленные турбулентностью на атмосферной трассе, характеризуются структурной функцией фазы  $D_\varphi(\boldsymbol{\rho}) = 6,88(|\boldsymbol{\rho}|/r_0)^{5/3}$ .

Случайный фазовый экран представляет распределение фазы  $\Phi_S(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  в виде двумерного массива из спектральных отсчётов:

$$\Phi_S(\boldsymbol{\rho}, z, t) = [F_S(\chi_{K,M})]^{1/2} \Delta\chi \exp(i\varphi_{\text{rand}}), \quad (2)$$

где  $\varphi_{\text{rand}}$  — равномерно распределённая фаза Фурье-образа в инерционном интервале.

Реконструкция распределения фазы  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  светового поля, приходящего на входную апертуру системы, представляет аппроксимацию функции  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  путём разложения её в ряд по полиномам Цернике (модам, абберациям) с различными весовыми коэффициентами, рассчитанными по измерениям ДВФ Шэка — Гартмана [2, 5, 13]. Распределение  $W(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  является результатом реконструкции распределения фазы  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  и включает в себя вклад каждой моды, в том числе и наклонов [2]. Весовые коэффициенты наклонов в разложении волновой функции вычисляются в пределах субапертур линзового раstra ДВФ Шэка — Гартмана [18]. Наклоны как абберации волнового фронта в результате реконструкции не совпадают с общими наклонами волнового фронта, так как масштабы фазовых флуктуаций, определённые в пределах микролинз раstra, отличаются от масштабов фазовых флуктуаций в пределах входной апертуры системы.

Общие наклоны волнового фронта можно получить смещением фокального пятна в плоскости регистрации. Амплитудные флуктуации светового поля играют роль приближений второго порядка [15] и выражаются флуктуациями координат центроида, при этом амплитудные распределения светового поля в поперечном сечении излучения имеют вид функции Гаусса  $A(\boldsymbol{\rho}, z, t) = A_0 \exp[-((x - x_c(t))^2 + (y - y_c(t))^2)/2a_0^2]$ , где  $A_0$  — пиковая интенсивность в центре амплитудного распределения;  $a_0$  — начальный радиус пучка;  $x_c(t)$  и  $y_c(t)$  — значения координат центроида, меняющихся в пределах  $|x_c(t)| \leq (N - a_0)/6$  и  $|y_c(t)| \leq (N - a_0)/6$ ;  $N$  — размерность расчётной сетки.

Моделирование общих наклонов фазового распределения  $W(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  предлагаем реализовать суммированием значений фазового распределения  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$ , представляющего конкретный набор турбулентных неоднородностей, со значениями плоскости  $\Phi_{\text{tilt}}(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \alpha(t)x + \beta(t)y$ , где  $\alpha(t)$ ,  $\beta(t)$  — углы наклона плоскости, поперечной распространению излучения, меняющиеся во времени произвольным образом.

На рис. 1 представлены профили (кривые) двумерных фазовых распределений измеряемого  $\Phi(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  и реконструированного  $W(\boldsymbol{\rho}, z, t)$  волновых фронтов.

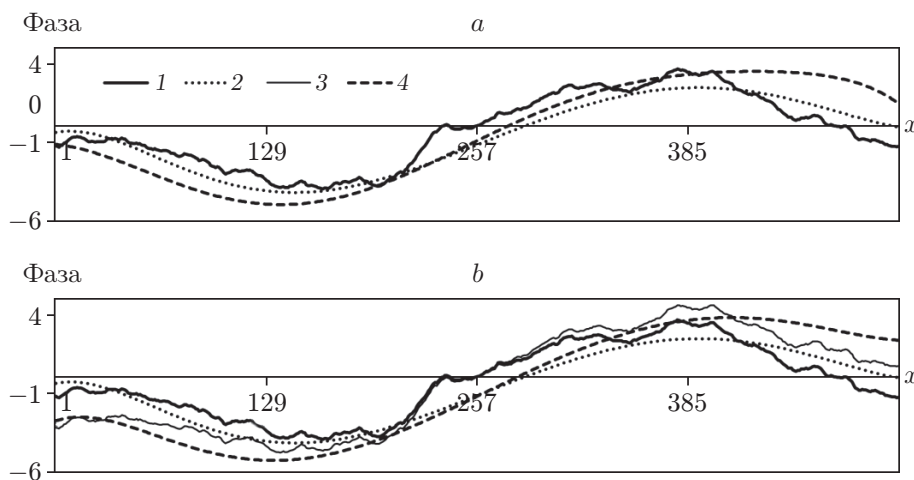


Рис. 1. Результаты флуктуаций светового поля, обусловленных варьированием: амплитудного (а) и фазового (б) распределений (обозначения: кривые 1, 2 — профили измеряемых фазовых распределений, 3, 4 — профили, реконструированные датчиком)

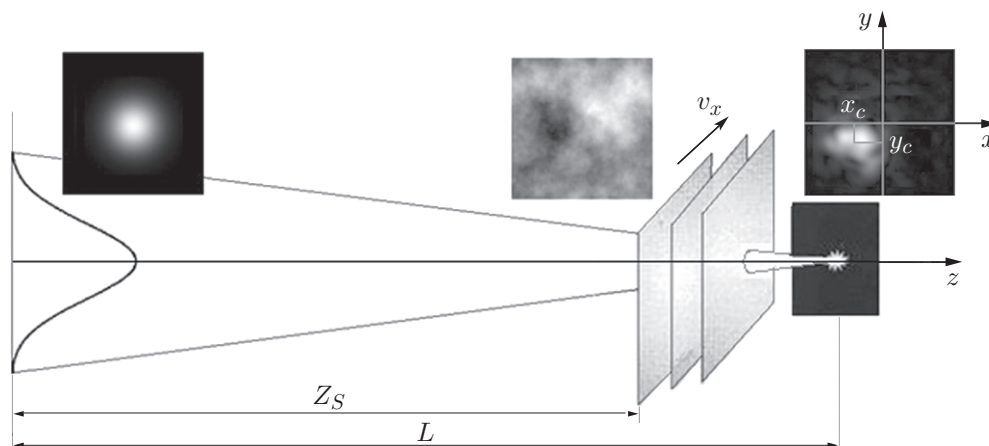


Рис. 2. Сценарий численных экспериментов

Каждый профиль в двумерном массиве данных размерностью  $N = 512$  соответствует числам из строки массива (по абсциссе) с номером  $N/2$  и обозначен как Фаза. Интенсивность турбулентных искажений излучения соответствует  $r_0 = 5$  см. Реконструкция выполнена посредством численной модели датчика Шэка — Гартмана (с линзовым растром  $8 \times 8$  субапертур и аппроксимацией 35-ю полиномами Цернике) [13, 14].

Таким образом, выборка управляющих сигналов для анализа стабилизации оптического излучения корректором наклонов волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы может быть сформирована варьированием фазового и амплитудного распределений, так как  $\alpha(t) = [x_c(t) - x_c^0(t)]/Z_d$ ,  $\beta(t) = [y_c(t) - y_c^0(t)]/Z_d$  [14], где  $x_c^0(t)$  и  $y_c^0(t)$  — координаты несмещённого центра;  $Z_d = ka_0^2$  — дифракционная длина.

Значение управляющего сигнала для корректора зависит от точности алгоритма центрирования изображения, сформированного оптическим излучением в плоскости регистрации. Чтобы оценить алгоритмы центрирования изображения, проведены численные эксперименты по распространению оптического излучения в случайно-неоднородной среде.

**Численные эксперименты.** Модель распространения излучения в случайно-неоднородной среде описывается решением параболического уравнения квазиоптики относительно комплексной амплитуды светового поля с использованием быстрого преобразования Фурье [17].

В соответствии со сценарием (рис. 2) световое поле с гауссовым распределением амплитуды и плоским фазовым распределением проходит через протяжённый слой искажающей среды, который задан различным числом случайных фазовых экранов  $N_{scr}$ , равномерно расположенных по трассе распространения на расстоянии от источника излучения  $Z_S$  и разделённых участками свободной дифракции согласно методу расщепления по физическим факторам.

В численных экспериментах длина трассы  $L$  нормировалась на дифракционную длину излучения  $Z_d$ , поперечные координаты — на начальный радиус пучка  $a_0$ . Значение радиуса Фрида соответствует типичным значениям  $r_0$  для видимого диапазона оптического излучения и является входным параметром.

Дрожание изображения, сформированного оптическим излучением в фокальной плоскости, — это флуктуации положения центра тяжести изображения в плоскости приёмного устройства, размера области, куда попадает большая часть мощности излучения, и расстояния, на котором значения интенсивности в фокальной плоскости сохраняют корреляционные свойства [1, 15]. Статистическими характеристиками изображения излучения

в фокальной плоскости размерностью  $N \times N$  пикселей являются координаты центроида  $\mathbf{r}_c = (x_c, y_c)$  [8]:

$$\mathbf{r}_c(t) = \frac{1}{P_0(t)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \mathbf{r} I_{ij},$$

где  $P_0(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N I_{ij}$  — мощность излучения в начальный момент времени;  $I_{ij} = I(x_i, y_j)$  — интенсивность пикселя с координатами вектора  $\mathbf{r} = (x_i, y_j)$ .

Важной характеристикой фокального пятна является эффективный радиус излучения, описывающий область, куда попадает большая часть его мощности [8, 19]:

$$\psi_{\text{eff}}(t) = \left\{ \frac{1}{P_0(t)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [(\mathbf{r}_m - \mathbf{r})^2 I_{ij}] \right\}^{1/2},$$

где  $\mathbf{r}_m = (x_m, y_m)$  — вектор координат пикселя, соответствующего пиковой интенсивности распределения

$$I_m(t) = \frac{1}{I_0} \max_{ij} I_{ij};$$

$I_0$  — начальная интенсивность на оси распространения излучения.

Изображение излучения в фокальной плоскости может быть оценено алгоритмом взвешенных центров тяжести, который предполагает расчёт доли мощности светового поля, попадающего в пределы апертуры заданного радиуса. Если  $P_{\text{eff}}(t)$  — интегральная интенсивность изображения в пределах эффективного радиуса излучения, то координаты центроида, нормированные на интегральную интенсивность изображения в пределах его эффективного радиуса, имеют следующий вид:

$$x_c(t) = \frac{1}{P_{\text{eff}}(t)} \sum_{i=1}^N x_i \sum_{j=1}^N I_{ij}; \quad y_c(t) = \frac{1}{P_{\text{eff}}(t)} \sum_{j=1}^N y_j \sum_{i=1}^N I_{ij}. \quad (3)$$

Квадрантный алгоритм, вычисляющий координаты центроида, предусматривает разбиение распределения интенсивности на квадранты относительно центра двумерного распределения:

$$\begin{aligned} x_c(t) &= \pi\gamma \left( \frac{\sum_{ij} (I_{ij}^L - I_{ij}^R)}{\sum_{ij} (I_{ij}^L + I_{ij}^R)} \right); \\ y_c(t) &= \pi\gamma \left( \frac{\sum_{ij} (I_{ij}^U - I_{ij}^D)}{\sum_{ij} (I_{ij}^U + I_{ij}^D)} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\gamma$  — нормирующий коэффициент;  $L, R$  — левая и правая полуплоскости,  $U, D$  — верхняя и нижняя полуплоскости.

Анализ алгоритмов центрирования изображения излучения в фокальной плоскости проводился на основе численных экспериментов по сценарию (см. рис. 2).

Пусть одиночный случайный фазовый экран интенсивностью  $r_0 = 5$  см размещён на середине трассы:  $Z_S = 0,25Z_d$ . В плоскости регистрации изображения, сформированного оптическим излучением, прошедшего через турбулентный экран (рис. 3, а), фазовое

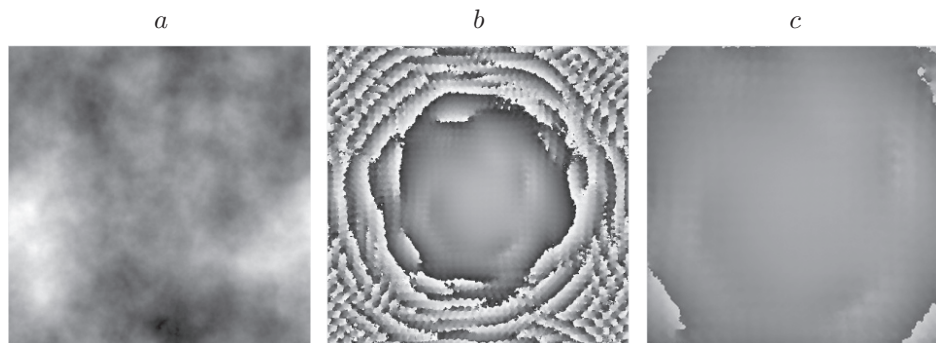


Рис. 3. Распространение оптического пучка: в случайный фазовый экран на трассе (a); фазовое распределение в плоскости регистрации (b); центральная область фазового распределения (c)

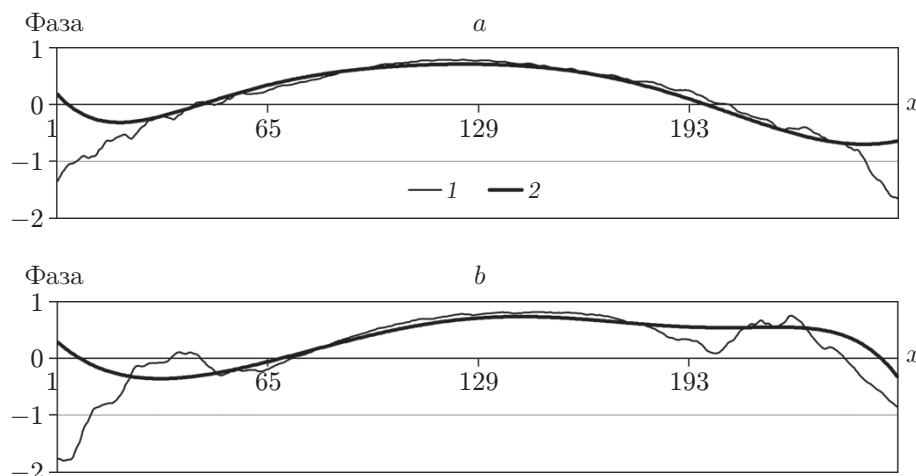


Рис. 4. Профили фазовых распределений: по оси абсцисс (a) и по оси ординат (b) (измеряемого (кривая 1) и реконструированного (кривая 2) волновых фронтов)

распределение имеет вид негладкой многолистной поверхности (рис. 3, b) [20]. В данных исследованиях, поскольку вся энергия оптического пучка сосредоточена в центре, то реконструкция фазового распределения выполняется по его центральной области (рис. 3, c).

На рис. 4 представлены профили центральной области измеряемого волнового фронта и результаты его реконструкции, выполненной с помощью численной модели датчика Шэка — Гартмана.

Сравнение алгоритмов центрирования изображения, сформированного излучением в плоскости регистрации, выполняется путём оценивания среднеквадратических отклонений (СКО) фазового распределения светового поля в фокальной плоскости, а также распределений волнового фронта, реконструированных по координатам центроидов, вычисленным на основе алгоритма взвешенных центров тяжести и квадрантного алгоритма.

Среднеквадратическое отклонение фазового распределения  $W(x_i, y_j)$  относительно его среднего значения определяется по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_r N_r - 1} \sum_{-N_r \leq i, j \leq N_r} [W(x_i, y_j) - \bar{W}(x_i, y_j)]^2},$$

где  $N_r$  — число пикселей оцениваемого распределения волнового фронта.

Таблица 1

## Усреднённые значения СКО в зависимости от радиуса Фрида

$r_0$ , см	$\langle\sigma\rangle$	$\langle\sigma_h\rangle$	$\langle\sigma_q\rangle$
1	1,698	1,549	1,552
5	1,437	1,118	1,166
10	0,974	0,815	0,848

Таблица 2

СКО для одиночного случайного экрана в пределах слоя  $\Delta Z$ 

$r_0 = 1$ см	$0,45Z_d$	$0,25Z_d$	$0,05Z_d$
$\langle\sigma_h\rangle$	1,399	1,549	1,604
$\langle\sigma_q\rangle$	1,428	1,552	1,666

Таблица 3

СКО для слоя  $\Delta Z = 0,25Z_d$  в зависимости от числа  $N_{scr}$ 

$r_0 = 5$ см	$N_{scr} = 1$	$N_{scr} = 3$	$N_{scr} = 5$
$\langle\sigma_h\rangle$	1,118	1,359	1,574
$\langle\sigma_q\rangle$	1,166	1,378	1,582

В табл. 1 представлены усреднённые по выборке из  $N_t = 50$  различных случайных фазовых экранов значения СКО (в радианах) распределений измеряемого волнового фронта и распределений, реконструированных на основе алгоритмов взвешенных центров тяжести и квадрантного, обозначенные как  $\langle\sigma\rangle$ ,  $\langle\sigma_h\rangle$  и  $\langle\sigma_q\rangle$  соответственно.

В предположении, что турбулентность вдоль трассы распространения является статистически однородной и изотропной, участок трассы длиной  $\Delta Z = L - Z_S$  делится на равные сегменты  $\Delta Z/N_{scr}$ , где  $N_{scr}$  — число случайных фазовых экранов (2). Случайный фазовый экран расположен в центре каждого сегмента [21].

Совокупность случайных фазовых экранов, размещённых в пределах  $\Delta Z$ , представляет слой искажающей среды протяжённостью  $\Delta Z$ . Число случайных фазовых экранов в слое искажающей среды варьируется:  $N_{scr} = 1-6$ . На трассе длиной  $L = 0,5Z_d$  протяжённость искажающего слоя меняется от  $0,45Z_d$  до  $0,05Z_d$ .

Оценки изображений в плоскости регистрации (см. рис. 2) алгоритмами (3) и (4) центрирования изображения, сформированного излучением в фокальной плоскости, представлены в табл. 2 и 3 в виде значений остаточной ошибки реконструкции, усреднённых по выборке из  $N_t$  наборов турбулентных неоднородностей, моделируемых по формуле (2).

Достоверность вычисления значений СКО для распределений измеряемого волнового фронта и реконструированных датчиком  $P_{N_t}$  ( $0,4 \leq \sigma, \sigma_h, \sigma_q \leq 3,5$ ) составляет около 6 %.

Алгоритм взвешенных центров тяжести характеризуется меньшей среднеквадратичной ошибкой, чем квадрантный алгоритм, независимо от интенсивности искажений светового поля, от протяжённости турбулентного слоя и будет использован в дальнейших исследованиях.

При распространении излучения вдоль случайно-неоднородной трассы его фазовые искажения зависят от масштабов пространственных неоднородностей [15, 17], которые могут быть оценены через координаты центра тяжести изображения, сформированного излучением в фокальной плоскости (см. рис. 2).

На рис. 5 показано, что уменьшение протяжённости слоя искажающей среды  $\Delta Z$  сопровождается движением координат центра тяжести изображения излучения, искажённого



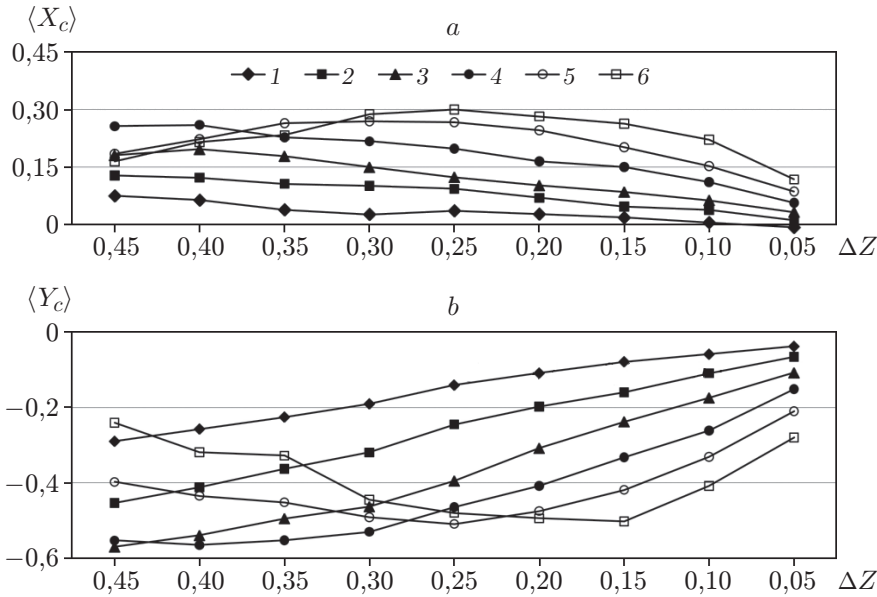


Рис. 5. Усреднённые значения координат центра в пикселях  $\alpha$ : по  $X$  (а) и по  $Y$  (б). Номер ряда соответствует числу случайных фазовых экранов  $N_{scr}$  в слое искажающей среды

турбулентностью, к калибровочным координатам центра (для неискажённого турбулентностью гауссова пучка). Одновременно с уменьшением протяжённости слоя  $\Delta Z$  до  $0,25Z_d$  увеличение числа случайных фазовых экранов  $N_{scr}$  в слое, например до пяти экранов, характеризуется ростом смещений центров относительно калибровочных и снижением после  $0,25Z_d$ .

Усреднение выполнено по выборке из  $N_t = 50$  различных случайных фазовых экранов. Достоверность определения координат центра  $P_{N_t} (-0,019 \leq x_c \leq 0,3)$ ,  $P_{N_t} (-0,57 \leq y_c \leq -0,019)$  составляет приблизительно 4,5.

Очевидно, что флуктуации наклонов волнового фронта в плоскости их регистрации относительно турбулентного слоя искажающей среды в значительной степени обусловлены изменением длины участков свободной дифракции.

**Результаты экспериментов на стенде адаптивной оптики.** Эмуляция наклонов волнового фронта оптического излучения представляет воспроизведение предварительно зафиксированных общих наклонов волнового фронта моделирующим зеркалом Tip-Tilt и их коррекцию в фокальной плоскости вторым зеркалом Tip-Tilt. Набор управляющих сигналов для моделирующего наклоны зеркала Tip-Tilt может быть получен как по результатам трассовых измерений, так и с помощью вышепредложенной численной модели дрожания изображения.

В качестве источника эмулируемых искажений изображения, сформированного излучением в плоскости наблюдения, используется пьезокерамический дефлектор наклонов волнового фронта [6] или зеркало Tip-Tilt. На рис. 6 представлена оптическая схема эмуляции наклонов волнового фронта оптического излучения.

Полупроводниковый лазер 1 с длиной волны 532 нм подсвечивает отражатель на удалённой цели 2. Излучение, пройдя через турбулентную атмосферу, попадает на приёмную апертуру телескопа 3. Поворотные зеркала 4 направляют излучение на зеркала Tip-Tilt 5 и 6. Далее посредством окуляра и светоделительного куба происходит фокусировка излучения, приходящего на камеру 7. Формируются управляющие сигналы для

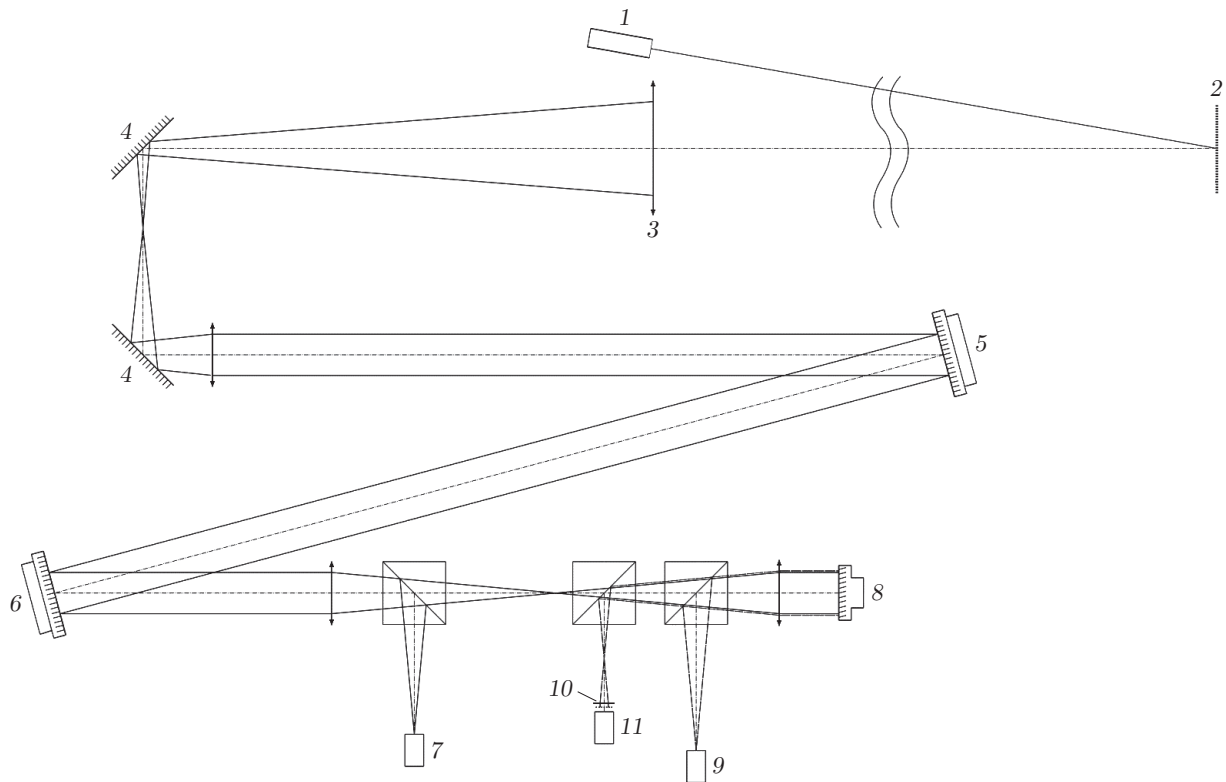


Рис. 6. Оптическая схема стенда адаптивной оптической системы эмуляции общих наклонов атмосферной турбулентности: 1 — источник излучения; 2 — мишень; 3 — приёмный телескоп; 4 — поворотные зеркала; 5 — зеркало Tip-Tilt, эмулирующее искажения; 6 — зеркало Tip-Tilt, корректирующее искажения; 7 — датчик наклонов; 8 — деформируемое зеркало; 9 — видеокамера наблюдения; 10, 11 — датчик волнового фронта Шэка — Гартмана

зеркал Tip-Tilt, выполняющих стабилизацию излучения. Часть излучения, которая проходит через светоделительный куб, попадает на деформируемое зеркало 8. Отражаясь, излучение проходит в обратном направлении по той же оптической оси, но при этом используются дополнительные светоделители. Часть излучения направляется на камеру 9, где осуществляется контроль качества коррекции, выполненной зеркалом 8. Другая часть излучения с помощью второго светоделителя проходит через масштабирующую оптику и попадает на датчик волнового фронта Шэка — Гартмана с дифракционным линзовым растром 10 и высокоскоростной камерой 11. Датчик волнового фронта используется для управления деформируемым зеркалом 8 при коррекции искажений приходящего лазерного излучения.

На рис. 7 представлены результаты эмуляции наклонов волнового фронта оптического излучения на стенде с учётом шумовой составляющей компонент стенда и помещения, где он расположен.

В табл. 4 представлены количественные оценки коррекции наклонов волнового фронта, выполненных по измерениям датчика волнового фронта Шэка — Гартмана на стенде адаптивной оптической системы.

Длина анализируемой выборки, снятой на частоте 500 Гц, составляет 2000 значений. Коррекция общих наклонов осуществлялась с частотой 1 кГц. Генерация эмуляции общих наклонов выполнялась с частотой 68 Гц.

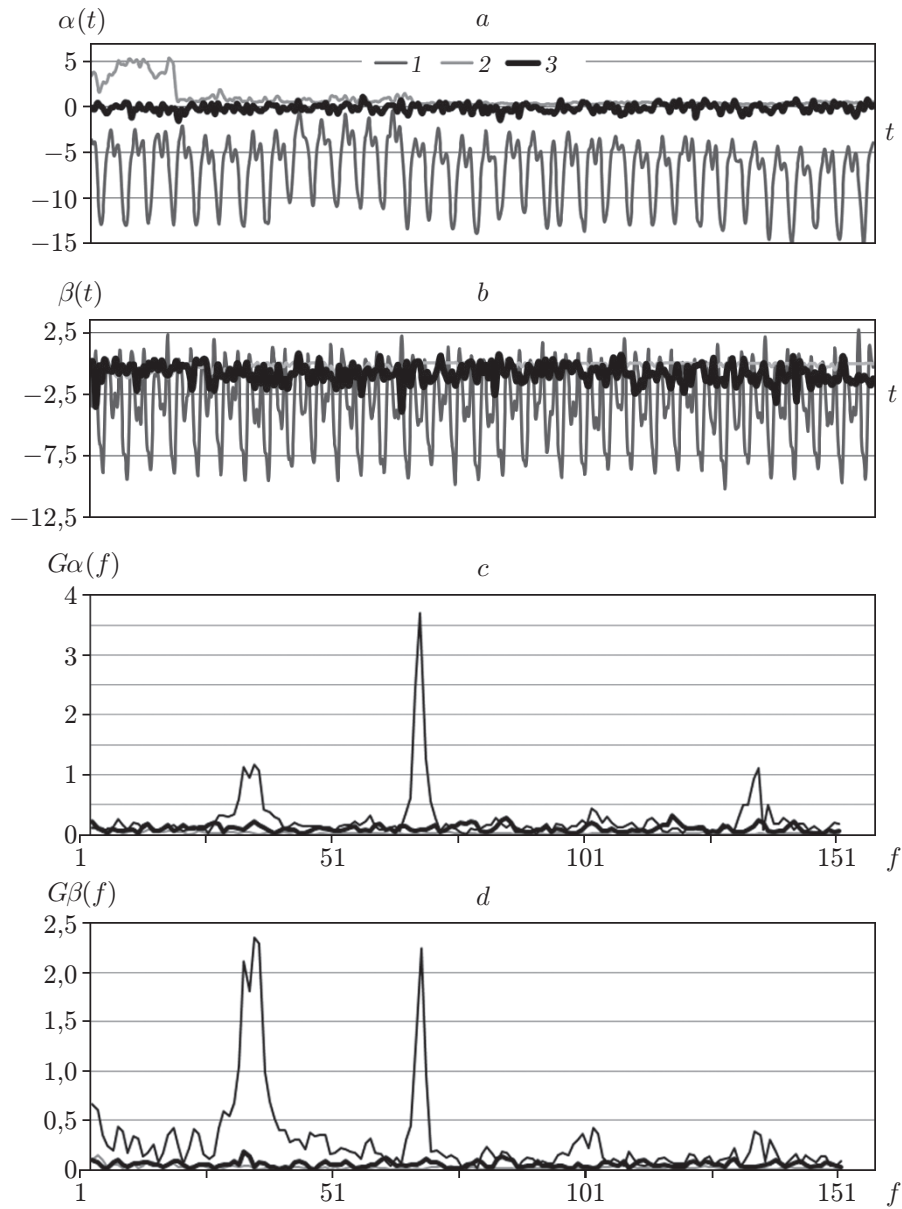


Рис. 7. Значения наклонов: по  $X$  (a); по  $Y$  (b); спектры выборок наклонов по  $X$  (c); по  $Y$  (d). Смоделированные общие наклоны без коррекции соответствуют ряду 1; представляющие шум — 2 и с коррекцией — 3

Таблица 4

**Статистические данные анализа смещений центроидов по  $X$  и по  $Y$**

Значение по выборке	Шум по $X$	Модель $X$ без коррекции	Наклон по $X$ после коррекции	Шум по $Y$	Модель $Y$ без коррекции	Наклон по $Y$ после коррекции
Среднее	0,88907	-6,96603	-0,13433	-0,22179	-3,50412	-0,83646
СКО	1,25703	4,22266	1,06965	0,57001	4,52977	1,77871
Дисперсия	1,58012	17,83083	1,14415	0,32491	20,5188	3,16383
Абсолютное отклонение	0,78527	3,33942	0,64053	0,3892	3,86136	1,3423

Результаты табл. 4 показывают, что применение пьезокерамических дефлекторов [6] для коррекции общих наклонов волнового фронта достаточно эффективно: величина первых аберраций волнового фронта (наклонов) уменьшается на порядок.

Эксперименты на стенде адаптивной оптической системы продемонстрировали не только возможность эмуляции общих наклонов фронта волны и их последующей коррекции, но и возможность воспроизведения предварительно зарегистрированных наклонов волнового фронта оптического излучения, непосредственно измеренных на атмосферной трассе.

**Заключение.** На основе анализа флуктуаций светового поля в фокальной плоскости предложен и экспериментально проверен подход к моделированию выборки управляющих сигналов для корректора наклонов волнового фронта. Длина выборки определяется только оперативной памятью компьютера. Управляющие сигналы представляют формируемые случайным образом наклоны плоского волнового фронта.

Посредством численной модели датчика Шэка — Гартмана оценены алгоритмы центрирования изображения, сформированного излучением в фокальной плоскости, относительно случайного фазового экрана, задающего турбулентные неоднородности и их интенсивности. Анализ остаточной ошибки реконструкции волнового фронта по измеренным координатам энергетических центров тяжести фокального пятна показал, что алгоритм взвешенных центров тяжести является более точным в сравнении с квадрантным алгоритмом. Оценки наклонов волнового фронта излучения по его изображению в фокальной плоскости, полученные на основе анализа флуктуаций наклонов относительно масштабов неоднородностей в протяжённом слое искажающей среды, зависят от его протяжённости и от интенсивности турбулентных неоднородностей.

На стенде адаптивной оптической системы показано, что качество коррекции общих наклонов оптического излучения, искажённого смоделированной турбулентностью, составляет более 90 %. Разрешающая способность используемых на стенде дефлекторов [6] по углу равна 0,05 угл. с, что превосходит зарубежные зеркала Tip-Tilt [22].

Потенциальные возможности стенда предполагают задание параметров турбулентных искажений, характерных для трасс различной протяжённости, а также различных режимов работы стабилизации изображения, сформированного излучением в плоскости приёмного устройства, с включённым и отключённым контурами адаптивной коррекции. Полученные результаты в дальнейшем позволят проводить экспериментальные исследования алгоритмов, методов и технических реализаций элементов адаптивной оптики.

**Благодарности.** В дефлекторах серии ДП применены пьезокерамические актюаторы российского производства АО НИИ «Элпа».

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания «Исследование особенностей формирования оптических изображений и пучков излучения в атмосфере с использованием адаптивной оптики, включая распространение мощного, амплитудно-и фазово-модулированного оптического излучения».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Шанин О. И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М: Техносфера, 2013. 296 с.
3. Бокало С. Ю., Бокашов И. М., Ляхов Д. М. и др. Стабилизация астрономических изображений с помощью управляемого плоского зеркала // Автометрия. 2018. 54, № 1. С. 54–60. DOI: 10.15372/AUT20180108.

4. **Боршевников А. Н., Дементьев Д. А., Леонов Е. В. и др.** Управление адаптивной оптической системой с деформируемыми зеркалами низкого и высокого пространственных разрешений // *Автометрия*. 2018. **54**, № 3. С. 119–125. DOI: 10.15372/AUT20180315.
5. **Волков М. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А., Шнягин Р. А.** Численные исследования динамической адаптивной фазовой коррекции турбулентных искажений излучения и оценка их временных характеристик с помощью датчика Шэка — Гартмана // *Оптика атмосферы и океана*. 2021. **34**, № 7. С. 547–554.
6. **Пат. № 2695281 RU.** Устройство управления двухкоординатным пьезокерамическим оптическим дефлектором /Л. В. Антошкин. Зарегистрирован 22.07.2019. Правообладатель: ИОА СО РАН. Опубл. 22.07.2019, Бюл. № 21.
7. **Канев Ф. Ю., Макенова Н. А., Лукин В. П. и др.** Адаптивная компенсация тепловых искажений многоканального лазерного излучения // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. **31**, № 2. С. 90–94.
8. **Шленов С. А., Васильцов В. В., Кандидов В. П.** Энергетические характеристики излучения CO<sub>2</sub>-лазера при фокусировке в турбулентной атмосфере в условиях ветровой рефракции // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. **29**, № 3. С. 177–183.
9. **Лубков А. А., Попов Ю. А.** Современные солнечные телескопы наземного базирования и требования к системам их автоматизации // *Автометрия*. 2019. **55**, № 1. С. 111–128. DOI: 10.15372/AUT20190114.
10. **Lardièrè O., Conan R., Clare R. et al.** Performance comparison of centroiding algorithms for laser guide star wavefront sensing with extremely large telescopes // *Appl. Opt.* 2010. **49**, Iss. 31. P. G78–G94.
11. **Thomas S., Fusco T., Tokovinin A. et al.** Comparison of centroid computation algorithms in a Shack — Hartmann sensor // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2006. **371**, Iss. 1. P. 323–336.
12. **Restrepo R., Estrada J. C., Sorzano C. O. S. et al.** Shack—Hartmann centroid detection using the spiral phase transform // *Appl. Opt.* 2012. **51**, Iss. 30. P. 7362–7367.
13. **Антошкин Л. В., Голенева Н. В., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н.** Метод вычисления поперечных составляющих скорости ветра на входной апертуре адаптивной системы по измерениям датчика волнового фронта Шэка — Гартмана // *Автометрия*. 2015. **51**, № 6. С. 63–69.
14. **Кучеренко М. А., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н.** Реконструкция искажённого атмосферной турбулентностью волнового фронта с учётом оптической схемы телескопа // *Автометрия*. 2019. **55**, № 6. С. 117–125. DOI: 10.15372/AUT20190615.
15. **Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И.** Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
16. **Fried D., Mevers G.** Evaluation of  $r_0$  for propagation down the atmosphere // *Appl. Opt.* 1974. **13**, N 11. P. 2620–2622.
17. **Лукин В. П., Фортес Б. В.** Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.
18. **Лукин В. П., Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н. и др.** Датчик Шэка — Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // *Автометрия*. 2009. **45**, № 2. С. 88–98.
19. **Ягнятинский Д. А., Федосеев В. Н.** Алгоритм последовательной коррекции aberrаций волнового фронта по критерию минимизации размера фокального пятна // *Оптический журнал*. 2019. **86**, № 1. С. 32–39.

20. **Канев Ф. Ю., Аксенов В. П., Макенова Н. А., Веретехин И. Д.** Сравнение точности определения координат оптических вихрей различными методами // Автометрия. 2020. **56**, № 3. С. 12–19. DOI: 10.15372/AUT20200302.
21. **Voelz D., Wijerathna E., Muschinski A., Xiao X.** Computer simulations of optical turbulence in the weak- and strong-scattering regime: Agle-of-arrival fluctuations obtained from ray optics and wave optics // Opt. Eng. 2018. **57**, Iss. 10. P. 104102-1–104102-9.
22. **Zhao D., Song Y., Liu Y. et al.** Research on control technology of tip-tilt mirror system in adaptive optics // Journ. Physics: Conf. Ser. 2021. **2087**. 012056.

*Поступила в редакцию 07.09.2022*

*После доработки 07.11.2022*

*Принята к публикации 29.12.2022*

---