

УДК 535.3

## ИСПЫТАНИЯ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА МОДЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ТРАССЕ

С. В. Пикулев, В. В. Семенов, А. В. Черных,  
О. И. Шанин, В. И. Щипалкин

*Федеральное государственное унитарное предприятие  
«Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение "ЛУЧ"»,  
142100, г. Подольск Московской обл., ул. Железнодорожная, 24  
E-mail: oshanin@luch.podolsk.ru*

Физическое моделирование является мощным инструментом при исследовании и обработке различных технических объектов. В процессе обработки адаптивных оптических систем (АОС) необходимо проводить измерения фазовых искажений на реальных объектах (трассах, устройствах и т. п.), результаты которых позволяют предъявить реальные требования и диапазоны моделирования. Приведены оценки условий моделирования и результаты испытаний АОС в модельных условиях, а именно экспериментальные результаты адаптивной коррекции волнового фронта лазерного излучения на атмосферной турбулентной трассе длиной  $\sim 100$  м. В экспериментах регистрировались среднеквадратичное отклонение волнового фронта и расходимость излучения до и во время коррекции. В ряде случаев эффективность коррекции по СКО превышала 10 раз.

*Ключевые слова:* моделирование, атмосферная турбулентная трасса, адаптивная оптическая система, датчик волнового фронта, адаптивное зеркало.

**Введение.** При исследованиях и испытаниях адаптивных оптических систем (АОС), предназначенных для компенсации фазовых искажений на турбулентных трассах, главной проблемой является моделирование статистических свойств фазовых искажений. В лабораторной практике для этого используют различные имитаторы: фазовые пластинки, жидкостные кюветы, конвективные нагреватели, жидкокристаллические пространственные модуляторы и т. д. [1, 2]. Однако всегда возникает вопрос об адекватности такого моделирования, особенно при практическом применении адаптивной системы, т. е. при испытаниях АОС. Вместе с тем натурные испытания, как правило, трудоёмки и дороги, поэтому при обработке АОС целесообразно найти компромисс между ними и лабораторными исследованиями.

**Моделирование атмосферных турбулентных трасс при испытаниях АОС.** Для описания статистических свойств турбулентной среды используют структурные функции. В настоящее время наиболее распространено описание структурной функции диэлектрической проницаемости локально-однородного изотропного турбулентного движения «законом  $2/3$ » Колмогорова — Обухова [3]:

$$D_\varepsilon(r) = C_\varepsilon^2 r^{2/3} \quad (l_0 \ll r \ll L_0), \quad (1)$$

где  $l_0$  и  $L_0$  — внутренний и внешний масштабы турбулентности.

Структурные характеристики диэлектрической проницаемости и показателя преломления связаны соотношением  $C_n^2 = 4C_\varepsilon^2$ . Структурная характеристика показателя преломления для приземного слоя атмосферы в зависимости от метеорологических условий изменяется в широких пределах от  $\sim 10^{-13}$  м $^{-2/3}$  (сильная турбулентность) до  $\sim 10^{-18}$  м $^{-2/3}$ . С этой характеристикой связан радиус когерентности (его часто называют параметром или радиусом Фрида) при распространении плоской волны:

$$r_0 = 1,68(C_n^2 k^2 L)^{-3/5} \text{ м}, \quad (2)$$

где  $C_n^2$  — структурная характеристика флуктуаций показателя преломления;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число ( $\lambda$  — длина волны);  $L$  — длина трассы. Заметим, что при фиксированной длине волны и длине трассы  $r_0$  и  $C_n^2$  однозначно связаны.

Для горизонтальных трасс обычно берётся среднее значение  $C_n^2$ , а для вертикальных и наклонных трасс существуют различные модели структурной характеристики. Интегрирование этой характеристики вдоль пути распространения приводит к чрезвычайно простым формулам для  $r_0$ . В частности, типичное среднее значение  $r_0$  в ночных условиях для вертикальных и наклонных трасс в зависимости от длины волны аппроксимируется выражением [4]

$$[r_0]_{\text{cp}} = 0,114 \left( \frac{\lambda}{5,5 \cdot 10^{-7}} \right)^{6/5} (\sec \beta)^{-3/5} = 3,7 \cdot 10^6 (\lambda^2 \sin \beta)^{3/5}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — зенитный угол.

Известно, что в дневных условиях уровень турбулентности в 1,5–2 раза выше, чем ночью, поэтому радиус Фрида в первом случае соответственно будет меньше. Типичные значения параметра Фрида для астрономических обсерваторий в видимом диапазоне спектра составляют 2–20 см [5].

В работе [6] также приведена зависимость для вертикальной и наклонной трасс при распространении волн от Земли через толщу атмосферы в космос:

$$r_0 = 3,85 \cdot 10^6 (\lambda^2 \cos Q)^{3/5} \text{ м}, \quad (4)$$

где  $Q$  — зенитный угол.

Как видно, зависимости (3) и (4) практически совпадают за исключением тригонометрической функции от зенитного угла. В англоязычной литературе зенитный угол определяется как угол между плоскостью Земли и линией между наблюдателем и объектом, т. е.  $\beta = 90^\circ - Q$ .

В [7] приведены результаты измерения радиуса Фрида  $r_0$  и оценка видения  $\sim \lambda/r_0$  с помощью датчика Шэка — Гартмана по вертикальному краю солнечного диска. При измерениях, проведённых при зенитном угле Солнца  $\sim 30^\circ$  на длине волны 0,535 мкм, получено среднее значение  $r_0 = 52,54$  мм. Расчёты по формуле (4) для этих условий дают значение

$$r_0 = 3,85 \cdot 10^6 (0,535^2 \cdot 10^{-12} \cos 30^\circ)^{3/5} = 0,1052 \text{ м},$$

что вдвое превышает полученное в экспериментах значение радиуса Фрида в дневных условиях.

Обратим внимание на то, что в (2) показатели уровня турбулентности  $C_n^2$  и  $r_0$  связаны между собой через длину волны излучения и длину трассы. Эта зависимость предоставляет большие возможности для моделирования различных турбулентных трасс. Следует оговориться, что полученные зависимости справедливы для однородной изотропной турбулентности и при моделировании необходимо оценивать соответствие модельной трассы колмогоровской модели турбулентности. Впрочем, аналогичная проблема возникает и при оценке реальных трасс.

В табл. 1 и на рис. 1 представлены зависимости радиуса Фрида от длины волны и значения зенитного угла. Видно, что для диапазона длин волн от 0,5 до 1 мкм в модельных условиях необходимо на трассе провести исследование в диапазоне радиусов когерентности от  $\sim 4$  см (для длины волны 0,53 мкм в дневных условиях) до  $\sim 24$  см (для длины волны 1,0 мкм в ночных условиях).

Таблица 1

Трасса	$\lambda$ , мкм		
	0,53	0,7	1,0
	$r_0$ , м		
Вертикальная	0,113	0,158	0,243
$Q = 45^\circ$	0,092	0,129	0,197
$Q = 60^\circ$	0,075	0,104	0,16

Для длины волны 0,7 мкм (средняя длина волны при наблюдении) радиус когерентности изменяется в диапазоне  $\sim(10-16)$  см для ночных и  $\sim(5-10)$  см для дневных условий.

Как правило, в качестве параметра турбулентности задают структурную характеристику флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ . С учётом этого и полученных радиусов когерентности из формулы (2) можно оценить длины горизонтальных приземных трасс для моделирования вертикальных и наклонных трасс при заданной турбулентности как

$$L = (1,68/r_0)^{5/3} / (C_n^2 k^2). \quad (5)$$

Расчётные значения длин приземных трасс при  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  составляют  $\sim 127$  м для вертикальной трассы и  $\sim 180$  м для наклонной трассы с зенитным углом  $45^\circ$ . Для  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$  длина трассы  $\sim 100$  м. Заметим, что длина приземной трассы при моделировании вертикальных и наклонных трасс не зависит от длины волны излучения. Если мы зафиксируем длины волны излучения и трассы и будем изменять в определённых пределах радиус когерентности, то получим условия моделирования турбулентности. Например, если испытания адаптивной системы проводятся на длине волны 0,6328 мкм и трассе 100,7 м, то при изменении  $r_0$  в диапазоне 4–25 см получим для  $C_n^2$  соответствующий диапазон  $5 \cdot 10^{-14} - 2,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ .

**Эксперименты по компенсации приземной турбулентности.** Описание экспериментальной установки и методики измерений [8]. Схема экспериментальной АОС с горизонтальной атмосферной турбулентной трассой представлена на рис. 2. Излучение лазера 2 (или светодиода), размещённого в помещении, с уровня  $\sim 9$  м над землёй расширяется объективом до диаметра пучка 375 мм и передаётся по горизонтальной турбулентной трассе длиной  $\sim 100$  м на приёмный зрачок объектива диаметром 0,5 м, находящийся в другом помещении на такой же высоте. Затем коллиматором 2 производится уменьшение диаметра излучения до 100 мм, и оно попадает вначале на корректор наклонов (КН), далее на адаптивное зеркало (АЗ) и в приёмный зрачок диаметром 100 мм датчика волнового

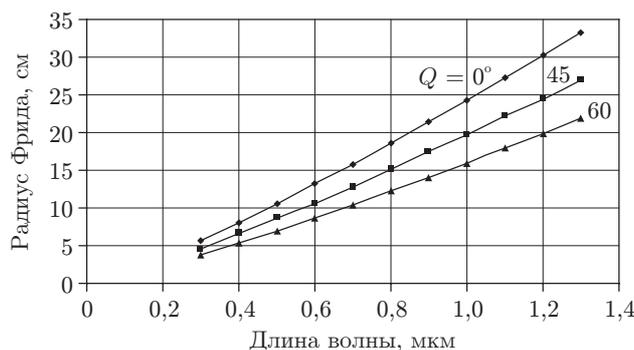


Рис. 1

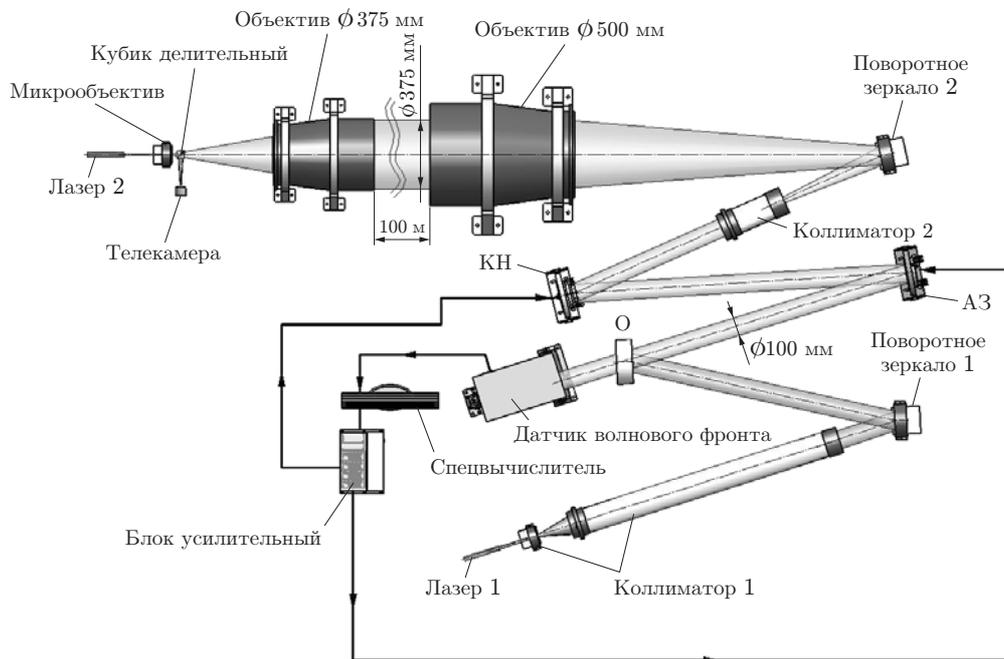


Рис. 2

фронта (ДВФ). Кроме того, в схеме реализован встречный пучок излучения, который от лазера 1 через коллиматор 1, отражаясь от поворотного зеркала 1, ответвителя (О), АЗ, КН, поворотного зеркала 2, проходит два объектива, турбулентную трассу между ними и через делительный кубик приходит в сетевую телекамеру марки "AXIS 210". Изображение фокального пятна транслируется по компьютерной сети в помещение, где размещена основная система. Оси опорного и встречного пучков совмещены. Оптический стол с размещённым на нём экспериментальным оборудованием общей массой около трёх тонн снабжён активной системой виброизоляции и позволяет с высокой точностью стабилизировать оптическую ось системы во время экспериментов, так что основными источниками фазовых искажений лазерного пучка являются именно турбулентность на трассе и незначительная вибрация на приёмном участке.

В начале каждого эксперимента с помощью ДВФ измеряли значение структурной постоянной флуктуации показателя преломления на трассе  $C_n^2$ , радиус когерентности  $r_0$  и определяли степень соответствия измеренной турбулентности колмогоровской модели. Оценка параметров турбулентности проводилась на основании подхода, изложенного в работе [9]. Данный подход использует колмогоровскую модель турбулентности и применим в тех случаях, когда параметр  $r_0$  сравним с диаметром входной апертуры системы. Поэтому оценка параметров турбулентности проводилась при величине  $r_0$ , не превышающей 10-кратного размера апертуры.

В адаптивной системе фазового сопряжения использовался ДВФ Шэка — Гартмана, имеющий  $\sim 300$  контролируемых пятен. Частота считывания информации о волновом фронте кадров изменялась в диапазоне от 100 до 1400 кадр./с. Датчик разработан ООО «Визионика» (Москва), а усилительная аппаратура — ООО «ТУРН» (Москва). При анализе результатов можно выделить вклад в расходимость излучения поверхностей до десятого порядка. Приводы в АЗ (61 шт.) размещены в узлах гексагональной решётки с шагом 15 мм. Среднее по апертуре перемещение оптической поверхности под воздействием приводов составляло  $\sim 5$  мкм. Корректор наклонов позволял изменять углы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в диапазоне  $\pm 30''$ .

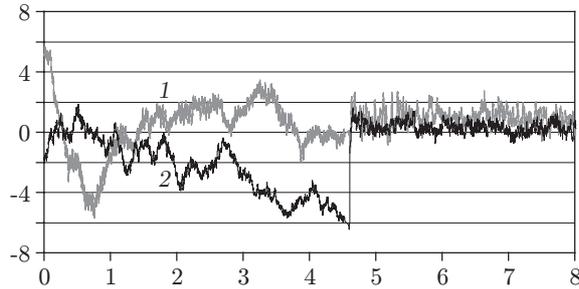


Рис. 3

Рис. 3–5 иллюстрируют вид и форму регистрации и обработки экспериментальных результатов. На рис. 3 приведена типичная запись наклонов волнового фронта в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: tilt — вокруг оси  $x$  (кривая 1), tip — вокруг оси  $y$  (кривая 2) до коррекции и после включения обратной связи в системе. Аналогично можно выделять дефокусировку, астигматизм и другие aberrации.

На рис. 4,  $a, b$  показаны типичные амплитудные спектры наклонов волнового фронта по одной из осей (tip) до и после коррекции соответственно.

На рис. 5,  $a, b$  приведены распределения интенсивностей встречного пучка в фокальной плоскости объектива  $\varnothing 375$  мм в одной из реализаций сеанса коррекции: до ( $\text{FWHM} = 7,1 \cdot 10^{-5}$  рад) и после ( $\text{FWHM} = 2,61 \cdot 10^{-5}$  рад) коррекции соответственно.

*Сопоставление расчётных и экспериментальных СКО фазовых искажений на трассе.* Экспериментальные и расчётные данные для среднеквадратичных отклонений фазы волнового фронта при распространении лазерного излучения на вышеописанной трассе представлены на рис. 6 (эксперимент: кривая 1 — суммарная фазовая ошибка, 2 — наклоны, 3 — СКО высших порядков; расчёт: 4 — суммарная фазовая ошибка, 5 — СКО высших порядков; 6 — степенная аппроксимация экспериментальных результатов (суммарная) и 7 — аппроксимация высших порядков). Во время измерений адаптивная система не работала и из показаний датчика вычитались статические aberrации, свойственные оптическому тракту. Видно, что во всём диапазоне исследованных отношений  $D/r_0$  основную часть фазовых aberrаций составляют наклоны волнового фронта. Из теории известно, что нескорректированный волновой фронт при распространении плоской волны на турбулентной трассе в случае колмогоровской турбулентности имеет вариацию  $D_S^2 = 1,03(D/r_0)^{5/3}$ , а после коррекции двумерного наклона —  $D_S^2 = 0,134(D/r_0)^{5/3}$  [9]. СКО вычисляется по формуле  $\sigma = \lambda D_S / 2\pi$  мкм. Соответственно, для экспериментальной

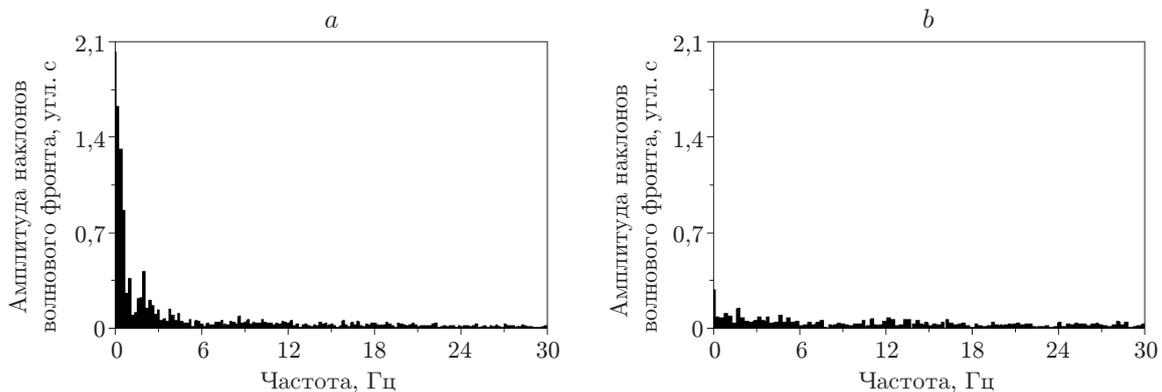


Рис. 4

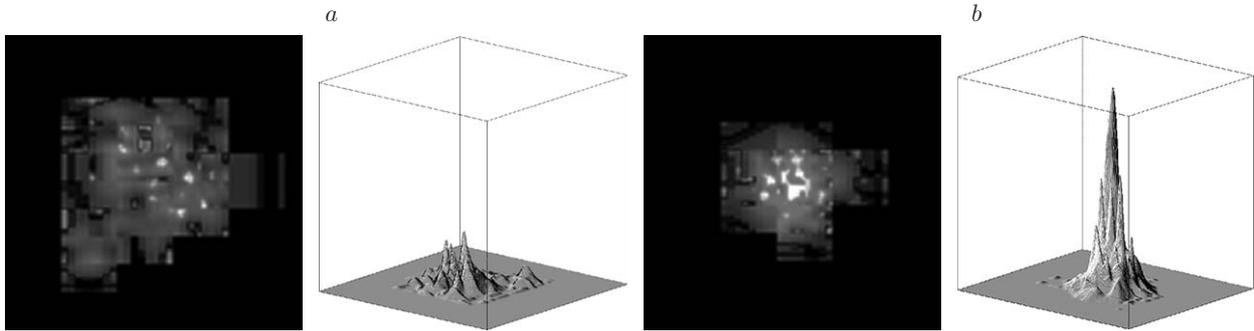


Рис. 5

длины волны  $\lambda = 0,63$  мкм получим  $\sigma = 0,102(D/r_0)^{5/6}$  мкм и для СКО высших порядков (за вычетом наклонов) —  $\sigma_{\text{бн}} = 0,0367(D/r_0)^{5/6}$  мкм.

Аппроксимация экспериментальных данных степенными зависимостями даёт  $\sigma_{\Sigma} = 0,1259(D/r_0)^{0,2982}$  и  $\sigma_{\Sigma, \text{бн}} = 0,0319(D/r_0)^{0,8401}$ . Для полной фазовой ошибки при  $D/r_0 = 10$  отличие составляет  $\sim 12\%$  в сторону завышения экспериментальных данных, а для фазовых искажений высших порядков  $\sim 12\%$  в сторону занижения. Полученные отклонения можно объяснить вибрацией оптического стола на приёмном участке (увеличение вклада наклонов в суммарную фазовую ошибку) и отклонением характеристик турбулентности от колмогоровской модели (соответствие составляло  $\sim (75-95\%)$ ). В целом же совпадение экспериментальных и расчётных результатов можно признать удовлетворительным.

Из рис. 6 видно, что практически во всём исследованном диапазоне интенсивности турбулентности

- 1) экспериментальные данные превышают расчётные;
- 2) основной вклад в фазовые искажения делают наклоны (в соответствии с результатами теоретической работы [9] вариация наклонов составляет  $\sim 87\%$  от общей абберации);
- 3) во всём исследованном диапазоне отношений  $D/r_0 = 1-12$  компенсация наклонов особенно эффективна.

Полученные результаты хорошо согласуются с приведённым в [10] анализом разрешающей способности оптической системы в случаях длительной и короткой экспозиции, где показано, что в диапазоне отношений  $D/r_0 = 2-10$  при короткой экспозиции в ближней зоне (за счёт нейтрализации только наклонов) можно повысить разрешающую способность

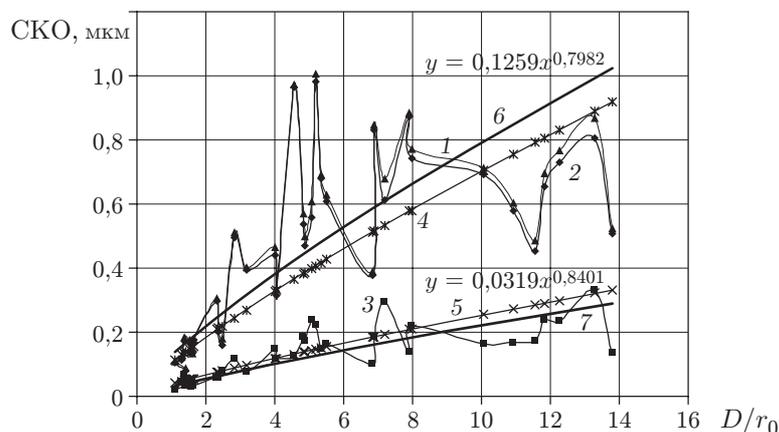


Рис. 6

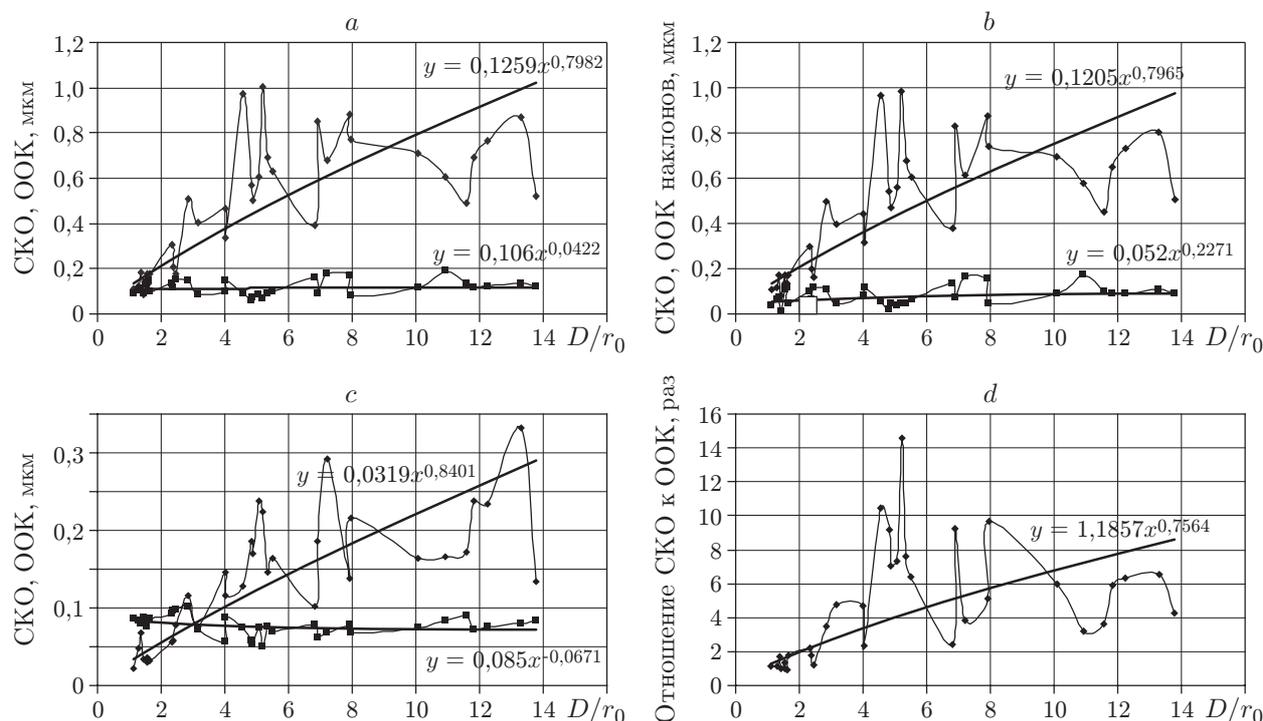


Рис. 7

более чем в 2 раза, а при  $D/r_0 \approx 4$  это повышение наиболее заметно и может достигать 3,5 раза.

**Испытания адаптивной оптической системы на турбулентной трассе.** На рис. 7, *a—d* приведены экспериментальные данные коррекции фазовых искажений адаптивной системой на турбулентной трассе (*a* — СКО и остаточная ошибка коррекции (ООК); *b* — СКО и ООК наклонов; *c* — СКО и ООК aberrаций высших порядков; *d* — эффективность коррекции). При различных условиях (радиусах Фрида) на трассе измерялись среднеквадратичные отклонения волнового фронта до и после коррекции (ромбы — экспериментальные результаты для СКО (*a—c*); квадраты — для остаточной ошибки коррекции: *a* — для волнового фронта, *b* — для наклонов волнового фронта, *c* — для aberrаций высших порядков; сплошные линии — степенная аппроксимация экспериментальных результатов; *d* — зависимость эффективности коррекции (отношение СКО к ООК) от степени турбулентности). Измерения проводились при частоте считывания кадров ДВФ 1420 кадр./с. Шаг между приводами адаптивного зеркала соответствовал значению отношения  $D/r_0 = 6,67$ .

Для сравнения полученных результатов с расчётными экспериментальные данные аппроксимированы степенными функциями. В табл. 2 приведены теоретические расчётные зависимости и полученные при аппроксимации экспериментальных данных. Видно неплохое их соответствие, несмотря на то что эксперименты проводились в различные дни и при различной погоде на протяжении четырёх месяцев.

ООК состоит из статической  $\sigma_{ст}$  и динамической  $\sigma_{д}$  ошибок. Известно, что динамическая ошибка коррекции aberrаций высших порядков (за исключением наклонов) может быть вычислена по формуле  $\sigma_{д}^2 = (f_G/f_{3дБ})^{5/3}$ , где  $f_G$  — частота Гринвуда,  $f_{3дБ}$  — частота разомкнутой системы по уровню 3 дБ. При постоянном поперечном ветре частоту Гринвуда можно оценить по формуле  $f_G = 0,43v_w/r_0$ . Оценки показывают, что в нашем случае при поперечной скорости ветра 2 м/с для диапазона изменений  $r_0 = 4\text{--}25$  см диапа-

Таблица 2

Тип аберрации	СКО (теория), мкм	СКО (эксперимент), мкм	Различие при $D/r_0 = 10$	ООК (эксперимент), мкм
Общая	$0,102(D/r_0)^{5/6}$	$0,1259(D/r_0)^{0,7982}$	+12 %	$0,106(D/r_0)^{0,0422}$
Наклоны	$0,0952(D/r_0)^{5/6}$	$0,1205(D/r_0)^{0,7965}$	+14 %	$0,052(D/r_0)^{0,2271}$
Высших порядков	$0,0367(D/r_0)^{5/6}$	$0,0319(D/r_0)^{-0,8401}$	-12 %	$0,085(D/r_0)^{-0,0671}$

зон частот Гринвуда  $\sim(4-20$  Гц) (спектр на рис. 4 полностью подтверждает эту оценку) и при  $f_{3\text{ дБ}} \sim 200$  Гц динамическая ошибка составляет  $\sim(0,004-0,015$  мкм), что в 5–20 раз меньше суммарной ООК. Поэтому при дальнейших рассуждениях динамической ошибкой коррекции можно пренебречь.

Видно, что во всём диапазоне изменения отношений  $D/r_0$  остаточная ошибка коррекции наклонов слабо возрастает, ООК аберраций высших порядков слабо убывает с ростом  $D/r_0$ , а в целом общая остаточная ошибка коррекции изменяется мало. Это объясняется тем, что области действия КН и АЗ дополняют друг друга.

При  $D/r_0 < 3$  (эквивалентно расстоянию в плоскости АЗ  $\gtrsim 33$  мм) наблюдается ухудшение работы АОС при компенсации аберраций высших порядков (см. рис. 7, *c*) — адаптивное зеркало увеличивает аберрации, размер которых превышает размер элементарной гексагональной ячейки. Видно, что наиболее эффективная коррекция осуществляется в диапазоне радиусов когерентности, равных 1–2 межприводным расстояниям (диаметру зоны локальной деформации) (см. рис. 7, *d*). Далее эффективность коррекции снижается, что объясняется довольно большими по сравнению с зоной локальной деформации зеркала наклонными фрагментами в структуре фазовых искажений, которые затруднительно отрабатывать гибкому зеркалу, но вместе с тем их величина недостаточна для эффективной работы корректора наклонов. В [6] расчётным способом показано, что при компенсации гибким зеркалом турбулентных фазовых искажений с ростом пространственного масштаба возмущений при определённом конструктивном параметре зеркала сначала достигается минимум ошибки коррекции, а затем она увеличивается.

С ростом масштаба возмущений должен возрастать конструктивный параметр. В рамках одного зеркала это можно сделать, уменьшая степень локализации зон управления. Крайний случай уменьшения локализации — использование корректора наклонов.

Согласно полученным экспериментальным данным (см. рис. 7, *c*) наибольшая эффективность коррекции достигается в диапазоне отношений  $D/r_0 \approx 3-7$ , а пик в районе  $D/r_0 \approx 5$  означает, что в данном случае удачно сочетаются компенсационные возможности КН и АЗ. Обратим внимание также и на то, что полученный максимум эффективности коррекции довольно узкий и отклонение от него в ту или иную сторону приводит к  $\sim 30$  % -ной потере эффективности.

Таким образом, в наших экспериментах зафиксирован сдвиг наибольшей эффективности адаптивной системы к значению  $D/r_0 \approx 5$  в отличие от ситуации с исключением из рассмотрения только наклонов, где оптимум повышения разрешающей способности был определён при значении  $D/r_0 \approx 3,8$  [10]. Это объясняется использованием в системе АЗ. При уменьшении шага между приводами можно ожидать дальнейшего расширения зоны эффективности адаптивной системы. Полученный результат подтверждает известный теоретический вывод о том, что статическая ошибка коррекции прошедшего через турбулентную среду волнового фронта деформируемым зеркалом с конечным значением межприводного расстояния  $r_s$  составляет  $\sigma_{\text{ст}}^2 = k(r_s/r_0)^{5/3}$  [11], в частности для сплошного деформируемого зеркала с гауссовской функцией отклика  $\sigma_{\text{ст}}^2 = 0,708(r_s/r_0)^{5/3}$  [6].

**Заключение.** Приведённое в данной работе обоснование моделирования позволяет распространять полученные результаты на различные турбулентные трассы.

Созданный экспериментальный стенд даёт возможность проводить исследования и повышать качество адаптивных оптических систем при компенсации обусловленных турбулентностью фазовых искажений в приближённых к натурным условиям.

Экспериментальные результаты качественно и количественно согласуются с полученными ранее теоретическими результатами и указывают на то, что для реализации эффективной коррекции во всём диапазоне изменения радиуса когерентности (широкополосных адаптивных оптических систем) необходимо иметь набор управляемых зеркал с различными пространственными разрешениями либо одно зеркало с регулируемым в процессе работы конструктивным параметром.

Для минимизации остаточной ошибки коррекции в двухзеркальной схеме передающая апертура должна иметь отношение  $D/r_0 \approx 3-7$ , а адаптивное зеркало — межприводное расстояние  $\sim 0,7r_0/M$  с учётом коэффициента увеличения выходного телескопа.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pat. Appl. Publ. 2010/0192709 A1 US.** System and method of generating atmospheric turbulence for testing adaptive optical systems /C. Wilcox, S. Restaino, T. Martinez, S. Teare. Publ. Aug. 5, 2010. 18 p.
2. **Андреева М. С., Ирошников Н. Г., Корябин А. В. и др.** Использование датчика волнового фронта для оценки параметров атмосферной турбулентности // *Автометрия*. 2012. **48**, № 2. С. 103–111.
3. **Рытов С. А., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.** Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
4. **Fried D., Mevers G.** Evaluation of  $r_0$  for propagation down the atmosphere // *Appl. Opt.* 1974. **13**, N 11. P. 2620–2622.
5. **Lei F., Tiziani H. J.** Atmospheric influence on image quality of airborne photographs // *Opt. Eng.* 1993. **32**, N 9. P. 2271–2280.
6. **Тараненко В. Г., Шанин О. И.** Адаптивная оптика в приборах и устройствах. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ», 2005. 416 с.
7. **Антошкин Л. В., Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н. и др.** Оценка параметра атмосферной турбулентности из измерений смещения изображения края солнечного диска // Сб. тр. XVII Междунар. симп. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2011. С. В61–В63. [CD-ROM].
8. **Пикулев С. В., Семенков В. В., Черных А. В. и др.** Адаптивная коррекция лазерного излучения на турбулентной трассе // Там же. С. В38–В41.
9. **Noll R. J.** Zernike polynomials and atmospheric turbulence // *JOSA*. 1976. **66**, N 3. P. 207–211.
10. **Fried D. L.** Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // *JOSA*. 1966. **56**, N 10. P. 1372–1379.
11. **Хаджин Р.** Ошибка коррекции волнового фронта, связанная с конечными размерами элементов корректора // *Адаптивная оптика*. М.: Мир, 1980. С. 407–415.

*Поступила в редакцию 11 ноября 2011 г.*