

# Взаимная корреляция фазовых флуктуаций, измеренных с помощью точечного источника и некогерентного светящегося объекта

Н.Н.Ботыгина, О.Н.Емалеев, П.А.Коняев, В.П.Лукин

*На основе одновременных измерений фазовых флуктуаций в оптических волнах при их распространении в турбулентной атмосфере впервые обнаружена высокая степень взаимной корреляции aberrаций волнового фронта излучения от точечного источника (опорного излучения) и от протяженного объекта, представляющего собой систему нескольких светящихся точек. Полученные экспериментальные данные согласуются с аналитическими расчетами. Высокая взаимная корреляция (более 0.97) измеренных фазовых флуктуаций доказывает, что протяженный некогерентный источник может быть использован в качестве опорного источника для обеспечения работы адаптивной системы фокусировки излучения.*

**Ключевые слова:** атмосфера, турбулентность, корреляционный датчик волнового фронта, протяженный источник.

## 1. Введение

Известно, что в ряде практических приложений возникает задача распространения оптического излучения через атмосферу, когда атмосферная турбулентность и другие факторы становятся серьезным препятствием, ограничивающим предельно достижимые характеристики и возможности оптико-электронных систем. Применение методов адаптивной оптики (АО) позволяет существенно снизить эти ограничения [1–5]. Однако применение систем АО, как правило, требует наличия дополнительного источника, обеспечивающего проведение измерений фазовых искажений в канале распространения излучения. Такой источник является одним из важнейших элементов системы АО, он называется опорным и может быть сформирован различными методами. В качестве опорного источника может выступать естественный источник излучения, специально сформированный источник, излучение, рассеянное назад от объекта, и, наконец, это может быть излучение, рассеянное назад (или переизлученное) от неоднородностей атмосферы [5–7]. Так, например, для задач астрономии и систем видения через атмосферу был выполнен ряд исследований по использованию техники лазерных опорных звезд для обеспечения коррекции изображений [8–10].

Наряду с задачами коррекции изображений, важной проблемой оптики является обеспечение фокусировки когерентного оптического излучения через атмосферу. Она возникает, когда нужно обеспечить доставку энергии с помощью лазерного излучения на достаточно удаленный объект. Сделанные разными авторами заключения сводятся к тому, что с точки зрения волновой теории формирования оптического излучения в случайно-неоднородных средах [11] оптимальным опорным источни-

ком для обеспечения фокусировки когерентного оптического излучения является точечный источник, т.е. опорная сферическая волна [10, 12]. Но если в теории такой точечный источник может быть введен достаточно легко, то на практике его применение может вызывать ряд трудностей. В частности, такой источник малого размера, как правило, несет мало энергии, что затрудняет работу датчика волнового фронта. Еще одной проблемой при использовании точечного источника является выделение полезного сигнала от окружающего фона.

## 2. Аналитические расчеты

Еще в конце 80-х годов прошлого века у исследователей возникла идея найти некий аналог сферической волны. Ранее в ряде работ [10, 12–18] уже анализировалось (на основе применения обобщенного принципа Гюйгенса–Френеля [11]) использование в качестве опорного источника излучения объекта конечных размеров. При этом в качестве опорного было рассмотрено [6, 7, 14–16] отраженное излучение как от объекта, на который фокусируется когерентное лазерное излучение, так и от неоднородностей атмосферы [10, 17, 18].

В этой связи были проанализированы ранее выполненные экспериментальные исследования [19–21], а также теоретические расчеты [14–16, 22]. В частности, в этих работах показано, что при аналитическом анализе формирования изображения некогерентного объекта в условиях турбулентной атмосферы можно заменить на формирование некогерентного сингулярного пучка излучения (на основании применения обобщенной теоремы Эренфеста [22]). При этом такой некогерентный сингулярный пучок, имеющий функцию когерентности в виде дельта-функции, с эффективным радиусом  $b$  может быть представлен как сумма нескольких элементарных пучков, распространяющихся из начальной плоскости. Из-за сильной дифракционной расходимости элементарного пучка формируется область его сильного дифракционного, но слабого турбулентного, уширения. Сильная дифракционная расходимость приводит к тому, что размер

Н.Н.Ботыгина, О.Н.Емалеев, П.А.Коняев, В.П.Лукин. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: lukin@iao.ru

Поступила в редакцию 27 ноября 2020 г.

элементарного пучка в конце атмосферной трассы становится значительно больше его размера в начале трассы. Как показано в работах [16, 22, 23], дисперсия случайного смещения изображения такого некогерентного пучка  $\sigma_{\text{image}}^2$ , измеряемая на приемной апертуре эффективного радиуса, на неоднородной трассе в турбулентной атмосфере определяется формулой

$$\sigma_{\text{image}}^2 = 4f^2 \int_0^X d\xi C_n^2(\xi) \left(1 - \frac{\xi}{X}\right)^2 \left[ \left(1 - \frac{\xi}{X}\right)^2 d^2 + \left(\frac{\xi}{X}\right)^2 b^2 \right]^{-1/6}, \quad (1)$$

где  $\xi$  – текущая координата по трассе распространения;  $C_n^2(\xi)$  – функция, описывающая эволюцию структурного параметра показателя преломления вдоль трассы распространения;  $X$  – длина атмосферной трассы;  $b$  – размер некогерентного источника излучения;  $d$  – размер (радиус) приемника;  $f$  – эффективный фокус приемной системы.

Для однородной атмосферной трассы, когда  $C_n^2(\xi)$  – константа, с учетом (1) получаем следующее выражение:

$$\sigma_{\text{image}}^2 = 4f^2 C_n^2 X \int_0^1 d\xi (1 - \xi)^2 [(1 - \xi)^2 d^2 + \xi^2 b^2]^{-1/6}. \quad (2)$$

Анализ (2) показывает, что при малых размерах некогерентного пучка (когда его размер  $b$  меньше радиуса приемника  $d$ ) смещения изображения такого пучка и сферической волны совпадают, при этом

$$\sigma_{\text{image}}^2 = \frac{3}{2} f^2 C_n^2 X d^{-1/3}, \quad b < d. \quad (3)$$

При больших размерах некогерентного пучка ( $b > d$ ) дисперсия дрожания изображения некогерентного источника перестает зависеть от радиуса приемника и определяется только размером  $b$  самого некогерентного источника:

$$\sigma_{\text{image}}^2 = \frac{27}{8} f^2 C_n^2 X b^{-1/3}, \quad b > d. \quad (4)$$

Если рассмотреть вертикальную атмосферную трассу, когда объект находится далеко за пределами атмосферы, то, вводя угловой размер источника излучения  $\Theta_b = b/X$  и устремив длину трассы  $X \rightarrow \infty$ , выражение (1) можно записать в виде

$$\sigma_{\text{image}}^2 = 4f^2 \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) [d^2 + \xi^2 \Theta_b^2]^{-1/6}. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что для протяженных неоднородных атмосферных трасс, например при работе через всю толщу атмосферы, для оценки соотношения размера приемника  $d$  и углового размера источника излучения  $\Theta_b$ , необходима информация об интегральной оптической толще атмосферы [11]. Эта величина может быть рассчитана с использованием функции  $C_n^2(\xi)$ , описывающей эволюцию структурного параметра показателя преломления для турбулентной атмосферы вдоль трассы распространения, по следующей формуле:

$$H_{\text{eff}} = \int_0^\infty d\xi \xi C_n^2(\xi) \left( \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) \right)^{-1}. \quad (6)$$

На однородной атмосферной трассе  $H_{\text{eff}}$  равна длине трассы.

Таким образом, в теоретических работах [13–16] показано, что дрожание изображения протяженного некогерентного объекта описывается практически так же, как дрожание сферической волны, т. е. точечного источника, положение которого определяется центром тяжести изображения. Окончательные выводы относительно обоснованности формул (1), (2), (5) были сделаны в работах [22, 23]. Безусловно, полученные там выводы требовали подтверждения в эксперименте.

Вместе с тем число проведенных экспериментов в атмосфере пока остается ограниченным. Так, эксперименты на горизонтальной атмосферной трассе были выполнены в [19–21], что же касается вертикальной трассы – это работы [22–26].

### 3. Экспериментальная установка

В литературе до сих пор практически отсутствуют результаты прямых экспериментов, цель которых – сравнение данных одновременных измерений фазовых флуктуаций для точечного и протяженного источников излучения. Проведение такого натурального эксперимента и стало основной задачей настоящей работы.

Основы построения датчика волнового фронта, который обеспечивает работу с протяженным изображением объекта, были даны в [27, 28]. В настоящее время такие датчики, получившие название корреляционных датчиков волнового фронта, широко применяются для работы с изображениями протяженных объектов, в частности при создании систем АО для солнечных телескопов [29–31]. Нами была создана целая серия таких датчиков для применения на солнечных телескопах [25, 30]. Используемый в настоящем эксперименте высокотехнологичный корреляционный датчик Шака–Гартмана обеспечивал одновременные измерения флуктуаций фазы волнового фронта как от протяженного, так и от точечного опорного источника.

В качестве протяженного источника использовалась система точечных источников на лазерных диодах. Такая модель некогерентного протяженного источника примерно соответствует практическому случаю, когда объект освещен солнечным светом и отдельные элементы этого объекта имеют различное отражение. В условиях слабой освещенности такой протяженный объект виден как система святающихся точек. Оптическая система построена таким образом, что отдельные святающиеся элементы протяженного некогерентного объекта-источника не разрешаются, но каждый элемент объекта виден отдельно.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а. Точечный когерентный источник был создан на основе лазера LCS-DTL-317 с длиной волны 0.532 мкм и длиной когерентности более 50 м. Диаметр пучка на выходе лазера составил 0.27 мм, расходимость излучения – 2.3 мрад, что обеспечивало размер пучка 23 см в конце протяженной атмосферной трассы. Некогерентный протяженный источник света был сформирован с использованием нескольких святающихся точечных объектов, создаваемых лазерными модулями KLM-B532-5-5 с многомодовым оптоволоконным диаметром 0.4 мм. Лазерные модули посредством оптоволоконки размещались в отверстиях металлического диска диаметром 12 мм. В результате протяженный некогерентный объект представлял собой систему из нескольких святающихся точек, которые уверен-

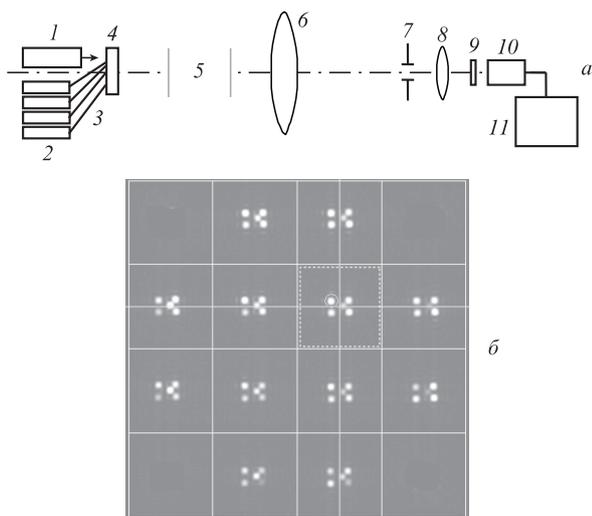


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а) и внешний вид картины фокальных пятен, регистрируемой датчиком Шака–Гартмана (б): 1 – источник когерентного излучения (лазер LCS-DTL-317 с длиной волны излучения 0.532 мкм); 2 – лазерные модули KLM-B532-5-5 (длина волны излучения 0.532 мкм); 3 – многолучевые оптоволоконна (диаметр 0.4 мм); 4 – круглый диск с отверстиями, фиксирующий положения всех источников излучения; 5 – атмосферная трасса; 6–11 – элементы датчика волнового фронта Шака–Гартмана (6, 8 – объектив и окуляр коллиматора соответственно, 7 – диафрагма поля, 9 – дифракционный растр Шака–Гартмана, 10 – видеокамера Prosilica, 11 – компьютер).

но отдельно воспроизводятся (разрешаются) оптической системой телескопа в условиях наблюдения через турбулентную среду. Измерения проводились для разных конфигураций отверстий на поверхности диска, т.е. для различных систем светящихся точек [32]. Было использовано разное число светящихся точек (а именно 2 и 4), расположенных различным образом.

Когерентное лазерное излучение выводилось в атмосферу через центральное отверстие в диске. Параметр Френеля для когерентного лазерного источника был равен 0.002, для системы светящихся точек объекта – 0.0102. Регулировка выходной мощности излучения лазерных модулей позволяла подобрать необходимую яркость светящихся точек, чтобы обеспечить одинаковые условия регистрации изображений когерентного и некогерентных источников. Эксперименты проводились на горизонтальной атмосферной трассе длиной 110 м. На рис.1,б показана фотография картины фокальных пятен (гартманограмма), полученная при одновременном использовании когерентного источника (пятно в центре) и излучений от лазерных модулей (четыре фокальных пятна по краю).

В качестве измерителя фазовых флуктуаций в экспериментах использовался корреляционный датчик Шака–Гартмана, имеющий следующие параметры:

диаметр входного зрачка (позиция 6 на рис.1)	
коллиматора (мм)	. . . . . 98.6
диаметр выходного зрачка (позиция 8 на рис.1)	
коллиматора (мм)	. . . . . 3.64
период дифракционного растра	
(позиция 9 на рис.1) (мкм)	. . . . . 814
фокусное расстояние (мм)	. . . . . 84.7
размер субапертуры датчика	
во входном зрачке (мкм)	. . . . . 22 × 22
число субапертур в растре	. . . . . 4 × 4

Регистрация гартманограммы осуществлялась видеокамерой Prosilica GE680 (640×640 пикселей, размер одного пикселя 7.4 мкм). Угловой масштаб пикселя при регистрации смещения изображения, приведенный к входному зрачку, составлял 0.67". Использование квадратичной интерполяции при определении положения максимума корреляционной функции позволяет измерять смещение изображения с точностью до долей пикселя. Диаметр входной апертуры датчика волнового фронта равен 9.86 см, диаметр субапертур – 2.2 см (параметр Френеля входной субапертуры – 6.9).

Частота кадров видеокамеры составляла 77–87 кадров в секунду, время экспозиции одного кадра – от 130 до 250 мкс; число регистрируемых кадров в пределах одной реализации – 5000, длительность реализации – примерно 57–65 с.

По данным датчика волнового фронта восстанавливались разложения фазы по полиномам Цернике [33], причем синхронно как для точечного когерентного источника, так и для протяженного источника, создаваемого несколькими разнесенными в плоскости передатчика точечными источниками. По фазовым флуктуациям для каждого эксперимента рассчитывался радиус Фрида для плоской и сферической волн. Далее рассчитывалась взаимная корреляционная функция для первых модовых компонент с номерами разложения фазовых флуктуаций 1–9 [33].

#### 4. Результаты измерений в атмосфере

Как уже было сказано, условия на атмосферной трассе определялись путем измерения параметра Фрида [11]. В процессе проведения измерений были зафиксированы различные уровни турбулентности на трассе. Это позволило нам выполнять измерения в различных условиях. Были зафиксированы следующие значения параметра Фрида  $r_0$  для плоской волны: 32.7, 16.3 и 14.2 мм. Такая последовательность характеризует собой процесс усиления турбулентности. Эксперименты выполнялись на атмосферной трассе длиной 110 м.

Дополнительно изменялась форма некогерентного освещающего объекта: применялся объект как из четырех светящихся источников в форме квадрата, так и в виде двух светящихся точек. В последнем случае исследовалась взаимная корреляция фазовых искажений между двумя некогерентными точечными источниками, а также корреляция между отдельным источником и их объединением. Всего было выполнено несколько десятков экспериментов.

Фазовые искажения волновых фронтов когерентного и протяженного некогерентного источников измерялись на входной апертуре оптической системы (см. рис.1). Измеренный фазовый фронт разлагался согласно [33] по полиномам Цернике, и рассчитывалась взаимная корреляция между полиномами фазовых флуктуаций с номерами 1–9, включая полиномы первых степеней разложения и полиномы третьей степени с номерами 6–9. На рис.2 показаны значения коэффициента взаимной корреляции для модовых составляющих флуктуаций фазы, измеренные при использовании как точечного опорного источника, так и протяженного объекта, состоящего из четырех светящихся точек; также приведены данные по радиусу Фрида, рассчитанного на основе измерений. В эксперименте анализировались коэффициенты корреляции

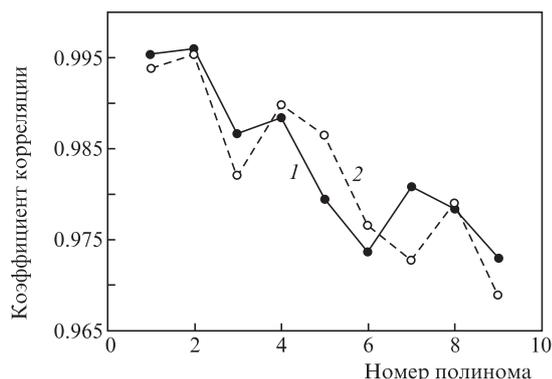


Рис. 2. Коэффициент взаимной корреляции первых девяти мод разложения фазовых флуктуаций волнового фронта по полиномам Цернике для лазерного излучения и для излучения некогерентного объекта при различных уровнях турбулентности; 1 – радиус Фрида для плоской волны равен 32.70 мм, для сферической – 59.00 мм; 2 – радиус Фрида для плоской волны равен 14.20 мм, для сферической – 25.60 мм.

наиболее важных фазовых составляющих. Синхронные фазовые измерения первых полиномов Цернике (а это два наклона, три компонента дефокусировки, а также четыре компонента комы) показывают высокую взаимную корреляцию для протяженного объекта и для точечного источника. Обнаруженная в эксперименте высокая степень корреляция для первых мод разложения фазовых флуктуаций действительно важна, т.к. именно первые моды несут основную энергию флуктуаций, а их высокая корреляция с флуктуациями, измеренными при использовании точечного источника, указывает на то, что измерения дрожания изображения протяженного источника могут дать правильный сигнал, обеспечивающий высокий уровень коррекции.

В частности, было обнаружено, что даже объект, состоящий всего из двух некогерентных светящихся точек, разнесенных в пространстве, довольно правильно моделирует поведение протяженного некогерентного объекта и может служить для имитации точечного опорного источника.

Полученная в эксперименте высокая взаимная корреляция (выше 0.97) доказывает, что неразрешаемый телескопом (рассматриваемый как точечный) объект и протяженный некогерентный источник одинаково эффективно могут быть использованы в качестве опорного источника для обеспечения работы адаптивной системы фокусировки излучения. Проведенные эксперименты могут служить основой для разработки технических предложений построения корректирующей системы дальнего видения. Однако практическая реализация такой системы, использующей сигнал от опорного источника, будет сопряжена, например, с проявлением эффекта усиления обратного рассеяния [34, 35]. Кроме того, важно понимать, что на открытой атмосферной трассе имеются малые рассеиватели (аэрозоли, твердые и жидкие осадки), в результате при рассматривании объекта через реальную аэрозольную среду [36] только достаточно большой объект можно «видеть» настолько четко, чтобы использовать его изображение в корреляционном датчике волнового фронта [27, 28]. Поэтому в условиях сильного аэрозольного рас-

сеяния обеспечить высокую точность измерения фазы проблематично.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. Babcock H.W. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **65**, 229 (1953).
2. Линник В.П. *Оптика и спектроскопия*, № 4, 401 (1957).
3. Shapiro J.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 492 (1971).
4. Hardy J.W. *Proc. IEEE*, **66** (6), 651 (1978).
5. *Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп*. Под ред. А.Х.Курмаевой, В.С.Шевченко (Л.: Наука, 1988).
6. Лукин В.П., Черноцкий М.И. *Материалы VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере* (Томск, 1981, ч. 3, с. 83–87).
7. Лукин В.П., Черноцкий М.И. *Квантовая электроника*, **9** (5), 952 (1982) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, 602 (1982)].
8. Лукин В.П., Матюхин В.Ф. *Квантовая электроника*, **10** (12), 2465 (1983) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **13**, 1604 (1983)].
9. Foy R., Labeyrie A. *Astron. Astrophys.*, **152**, 129 (1985).
10. Лукин В.П., Фортес Б.В. *Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999).
11. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976).
12. Лукин В.П., Черноцкий М.И. *Оптика атмосферы*, **3** (12), 1294 (1990).
13. Калистратова М.А., Кон А.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **9** (6), 1100 (1966).
14. Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **17** (10), 1501 (1974).
15. Миронов В.Л., Носов В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **20** (10), 1530 (1977).
16. Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23** (4), 461 (1980).
17. Ragazzoni R. *Astron. Astrophys.*, **305**, L13 (1996).
18. Belen'kii M.S. *Appl. Opt.*, **39** (33), 6097 (2000).
19. Калистратова М.А., Покасов В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **15** (2), 723 (1972).
20. Гельфер Э.И., Кон А.И., Черемухин А.Н. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **16** (2), 245 (1973).
21. Банах В.А., Меламуд А.Э., Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. *Оптика и спектроскопия*, **62** (5), 1136 (1987).
22. Носов В.В. Докт. дис. (Томск, ИОА СО РАН, 2009).
23. Nosov V.V. *Proc. X Joint Int. Symp. «Atm. and Ocean Optics. Atm. Physics»* (Tomsk: IAO SB RAS, 2003, B1).
24. Лукин В.П., Григорьев В.М., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Ковадло П.Г., Носов В.В., Скомооровский В.И. *Оптика атмосферы и океана*, **22** (5), 499 (2009).
25. Больбасова Л.А., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов В.В., Торгаев А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **25** (10), 845 (2012).
26. Lukin V.P. *J. Opt.*, **15**, 044009 (2013).
27. Von der Luhe O., Widener A.L., Rimmele Th., Spence G., Dunn R.B., Wiborg P. *Astron. Astrophys.*, **224**, 351 (1989).
28. Michau V., Rousset G., Fontanella J.C. *Proc. Workshop on Real-Time and Post-Facto Solar Image Correction* (NSO Sacramento Peak, USA, 1992, pp 91–102).
29. Scharmer G.V. *Proc. SPIE*, **4853**, 4853-52 (2002).
30. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Ковадло П.Г., Коняев П.А., Лукин В.П., Петров А.И., Янков А.П. *Оптика атмосферы и океана*, **15** (11), 1027 (2002).
31. Rimmele T.R. *Living Rev. Solar Phys.*, **8**, 92 (2011).
32. Botygina N.N., Emaleev O.N., Lukin V.P. *Proc. SPIE*, **10425**, 10425 OM (2017).
33. Noll R. *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (3), 596 (1976).
34. Банах В.А., Герасимова Л.О., Залозная И.В., Фалиц А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **31** (8), 609 (2018).
35. Банах В.А., Фалиц А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **33** (4), 277 (2020).
36. Зув В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В. *Теория систем в оптике дисперсных сред* (Томск: Спектр, 1997).