

УДК 550.388.2; 554.510.535

РЕКОНСТРУКЦИЯ ИСКАЖЁННОГО АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С УЧЁТОМ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ТЕЛЕСКОПА

© М. А. Кучеренко^{1,2}, В. В. Лавринов¹, Л. Н. Лавринова¹¹*Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН,**634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*²*Томский государственный университет,**634050, г. Томск, просп. Ленина, 36**E-mail: lvv@iao.ru*

Рассматривается реконструкция волнового фронта, содержащего турбулентные искажения оптического излучения. Реконструкция выполняется на основе метода Гартмана аппроксимацией волновой функции полиномами Цернике по оценкам локальных наклонов и анализируется исходя из заполнения гартманограммы фокальными пятнами в зависимости от схемы телескопа. В результате оценок объёма и качества информации о фазовых искажениях излучения по гартманограмме, сформированной в плоскости приёмного устройства, определены способы, позволяющие уменьшить остаточную ошибку реконструкции, обусловленную устройством телескопа.

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка — Гартмана, турбулентные искажения оптического излучения.

DOI: 10.15372/AUT20190615

Введение. Система адаптивной оптики, представляющая один из самых радикальных способов уменьшения вредного влияния атмосферы, — важнейший инструмент любой наземной астрономической обсерватории. Для работы в атмосфере создаётся специальная система адаптивной оптической коррекции турбулентных искажений оптического излучения, основными элементами которой являются датчик волнового фронта, регистрирующий фазовые искажения излучения, адаптивное зеркало, корректирующее эти искажения, и вычислительное устройство с алгоритмами управления системой, в том числе с алгоритмом реконструкции волнового фронта по измерениям датчика.

Для измерений когерентного и некогерентного излучений широко применяется датчик волнового фронта (ДВФ) Шэка — Гартмана. Оптическая часть датчика состоит из микролинзового раstra и видеокамеры, при этом плоскость светочувствительной матрицы видеокамеры совмещена с фокальной плоскостью микролинз, а сам микролинзовый растр установлен в плоскости выходного зрачка телескопа [1].

Наиболее популярными считаются телескопы схемы Кассегрена и Ньютона, которые характеризуются центральным экранированием вторичным зеркалом, закрывающим часть апертуры телескопа. Наряду с небольшими светопотерями центральное экранирование сопровождается перераспределением энергии из кружка картины Эйри видимого изображения объекта в дифракционные кольца, что приводит к снижению контраста изображения и разрешающей способности телескопа. Считается, что центральное экранирование апертуры телескопа, составляющее 30 % от апертуры, ухудшает контраст и разрешение изображения на 25 % по сравнению с неэкранированной апертурой [2]. Стремление к уменьшению центрального экранирования апертуры телескопа для достижения наилучшего качества изображения может привести к падению освещённости краевых участков поля в пределах выходной апертуры телескопа, в данном случае компромиссное решение

принимает производитель телескопов. У специализированных планетных телескопов центральное экранирование составляет 17 %, при этом падение освещённости краевых участков поля практически отсутствует (например, в телескопе марки Интес Микро Альтер МН68).

При использовании прогнозирующих алгоритмов управления адаптивной коррекцией оптического излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, опережающее формирование фазовой поверхности корректирующего зеркала по измерениям датчика позволяет уменьшить не только ошибку, обусловленную временной задержкой адаптивной системы [3], но и ошибки, возникающие в результате центрального экранирования изображения телескопом.

Цель проводимых исследований заключается в том, чтобы на основе численных моделей турбулентности с варьированием интенсивности индуцируемых ею искажений излучения и датчика волнового фронта с различными вариантами заполнения линзового растра субапертурами оценить эффективность реконструкции волнового фронта с учётом экранирования изображения в телескопах схемы Кассегрена и Ньютона и выработать способы, позволяющие повысить результативность реконструкции волнового фронта в системах адаптивной оптической коррекции турбулентных искажений оптического излучения.

Модели линзового растра и сценарий численных экспериментов. В эксперименте на атмосферной трассе светочувствительной матрицей видеокамеры зарегистрирована гартманограмма с характерным результатом центрального экранирования изображения телескопической системой схемы Кассегрена (рис. 1).

Гартманограмма демонстрирует, что часть информации об излучении, на основе которой далее реконструируется волновой фронт, утрачена или частично представлена на уровне шума.

Чтобы разработать способы, позволяющие повысить качество реконструкции волнового фронта с учётом проблем экранирования изображения телескопом, необходимо на основе численных экспериментов провести анализ объёма и качества информации о фазовых искажениях излучения по гартманограмме, регистрируемой в плоскости приёмного устройства.

Варьирование объёма информации о фазовых искажениях излучения будем рассматривать на моделях растра размером 16×16 субапертур с различным их заполнением в соответствии со схемами Кассегрена (рис. 2, *b—e*) и Ньютона (рис. 2, *f—h*).

Модель на рис. 2, *a* согласно круглой выходной апертуре телескопа содержит

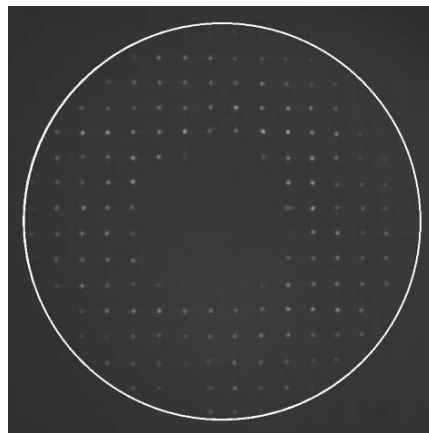


Рис. 1. Изображение гартманограммы, полученное в эксперименте по коррекции турбулентных искажений оптического излучения на атмосферной трассе

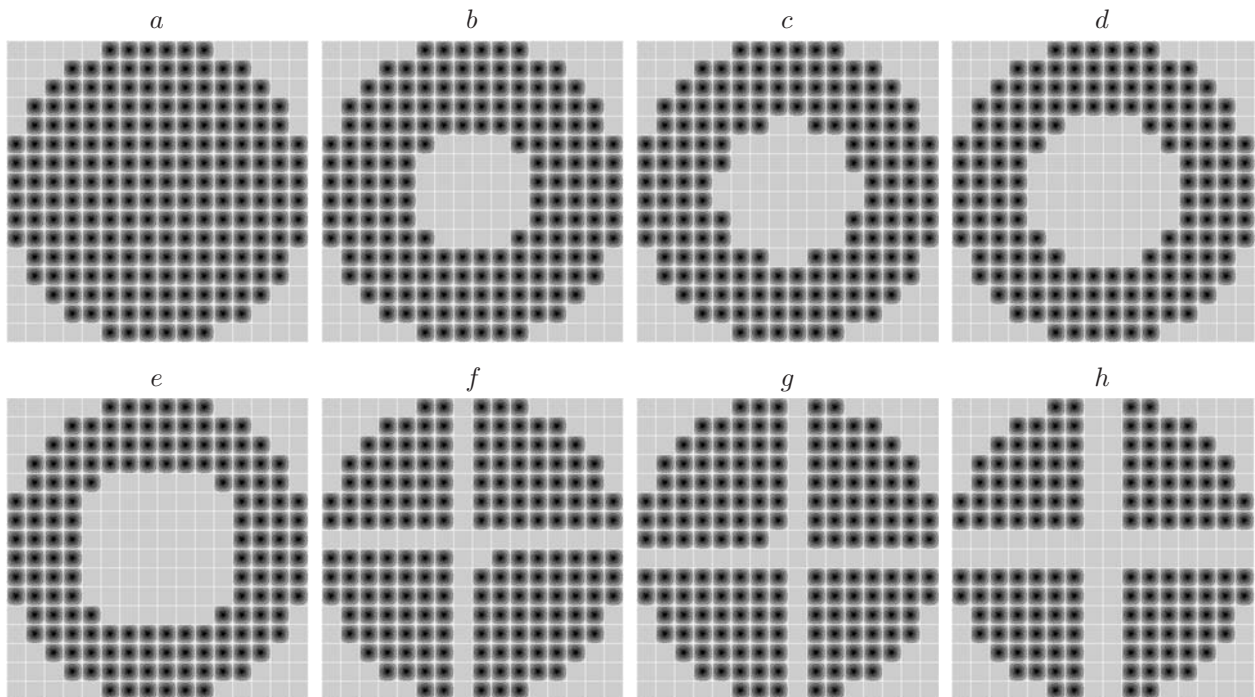


Рис. 2. Модели линзового растра

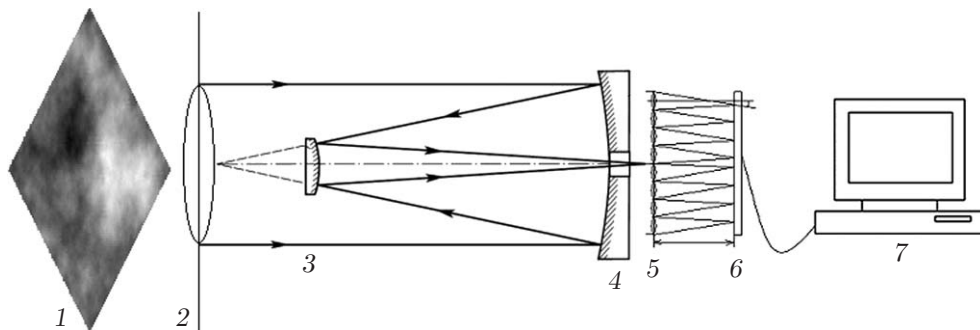


Рис. 3. Сценарий численных экспериментов

$N_{\text{sub}} = 208$ субапертур и будет считаться эталоном в данных исследованиях. Модель на рис. 2, *b* соответствует центральному экранированию апертуры телескопа на 15 %, на рис. 2, *c* — на 20 %, на рис. 2, *d* — на 25 %, на рис. 2, *e* — на 30 %. Вторичное зеркало в телескопе схемы Ньютона имеет небольшой диаметр (центральное экранирование составляет около 2 % от числа N_{sub}), подвешено на проволоке и закреплено четырьмя узлами. При измерениях на трассе с учётом вибрации проволока экранирует апертуру телескопа по осям, что соответствует 15 % (рис. 2, *f, g*) и 30 % (рис. 2, *h*) от полного числа субапертур.

Качество информации о фазовых искажениях оптического излучения будет варьироваться интенсивностью турбулентных искажений моделируемого волнового фронта, измеряемого датчиком. Согласно сценарию (рис. 3) оптическое излучение проходит через моделируемый турбулентный экран 1 и поступает на входную апертуру телескопа 2. Далее микролинзовый растр 5, размещённый в плоскости выходного зрачка телескопа, разбивает оптическое излучение на парциальные пучки, которые фокусируются в плоскости видеокамеры 6, где регистрируется гартманограмма. Анализ гартманограммы, определение локальных наклонов и реконструкция по ним волнового фронта выполняются на

компьютере 7. На рисунке демонстрируется изображение телескопа по схеме Кассегрена: 4 — первичное зеркало, 3 — вторичное.

Основные уравнения. В данных исследованиях оптическое излучение характеризуется комплексной функцией вида $E(x, y) = A(x, y)e^{i\Phi(x, y)} = \text{Re}(E(x, y)) + i \text{Im}(E(x, y))$ и при моделировании задаётся амплитудным $A(x, y)$ и фазовым $\Phi(x, y)$ распределениями. Амплитудное распределение имеет нормальное распределение плотности вероятностей случайной величины $E(x, y)$: $A(x, y) = E_0 e^{-(x^2+y^2)/2}$.

Турбулентные искажения излучения моделируются спектром фон Кармана для спектральной плотности флуктуаций показателя преломления атмосферы [4]:

$$F_S(\varkappa_{K, M}) = 0,489r_0^{-5/3}(\varkappa_{K, M}^2 + \varkappa_0^2)^{-11/6} e^{-\varkappa_{K, M}^2/\varkappa_m^2}, \quad (1)$$

где $\varkappa_{K, M} = \Delta\varkappa\sqrt{K^2 + M^2}$; $\varkappa_0 = 2\pi/L_0$, $\varkappa_m = 5,92/l_0$; K, M — индексы, соответствующие узлам расчётной сетки размерами $N_{grid} \times N_{grid}$, $N_{grid} = 1024$; $\Delta\varkappa = 2\pi/(N_{grid}\Delta\rho)$ — шаг дискретизации по пространственной частоте; $\Delta\rho$ — расстояние между разнесёнными точками с координатами $\rho = (x, y)$; L_0, l_0 — внешний и внутренний масштабы неоднородностей.

Интенсивность фазовых флуктуаций излучения, обусловленных турбулентностью, характеризуется параметром r_0 , который был введён для численной оценки уровня искажений волнового фронта излучения, распространяющегося в атмосфере [4], т. е. оценки «астрономического видения» [5, 6]. В ДВФ Шэка — Гартмана дисперсия угла прихода в пределах субапертуры определяется параметром Фрида [7]

$$\sigma_\alpha^2 = 0,175(D_a/r_0)^{5/3}(\lambda/D_a)^2,$$

где D_a — диаметр микролинзы, λ — длина волны.

В данных численных исследованиях значения параметра Фрида варьируются в диапазоне 1–10 см: чем меньше r_0 , тем интенсивнее турбулентные искажения излучения.

Случайному фазовому экрану с определённым набором турбулентных неоднородностей соответствует фазовое распределение, которое представляет двумерный массив из спектральных отсчётов [4]:

$$\Phi_{K, M} = [F_S(\varkappa_{K, M})]^{1/2} \Delta\varkappa e^{i\varphi_{rand}}. \quad (2)$$

Здесь φ_{rand} — равномерно распределённая фаза Фурье-образа в интервале $[0, 2\pi]$.

Реконструированный по измерениям датчика волновой фронт $W(x, y)$ в данных исследованиях является волновой функцией, аппроксимированной полиномами Цернике $Z_j(x, y)$, ортогональными в круге единичного радиуса [8]:

$$W(x, y) = \sum_{j=1}^{N_{basis}} C_j Z_j(x, y), \quad (3)$$

где $N_{basis} = 35$ — число полиномов в разложении волновой функции; C_j — весовые коэффициенты.

Случайный фазовый экран с определёнными турбулентными неоднородностями является волновой функцией с характерным набором аберраций с заданным весом. С другой стороны, отдельные типы аберраций в разложении волновой функции влияют на качество реконструируемой фазы совершенно независимо друг от друга. Каждый коэффициент в

разложении (3) даёт вклад аберрации заданных типа и порядка в общую волновую функцию, создавая определённые соотношения всех типов аберраций. Абсолютная доля конкретной аберрации в разложении волновой функции обозначается Δ_j . Общий вклад всех аберраций в разложение волновой функции по формуле (3) равен единице, т. е. $\sum_{j=1}^{N_{basis}} \Delta_j = 1$.

Оценка реконструкции волнового фронта по измерениям ДВФ Шэка — Гартмана в зависимости от заполняемости линзового раstra субапертурами выполняется усреднением (по выборке из $N_{scr} = 100$ случайных фазовых экранов) вкладов каждой аберрации Δ_j в совокупность распределений $W_i(x, y)$:

$$\langle \Delta_j \rangle = \frac{1}{N_{scr}} \sum_{i=1}^{N_{scr}} \left(\frac{|C_{ij}|}{B_j} \right); \quad B_j = \sum_{i=1}^{N_{basis}} |C_{ij}|, \quad (4)$$

где i — номер случайного фазового экрана, j — номер аберрации.

Анализ влияния экранирования изображения телескопом на объём и качество информации о волновом фронте. Результаты численных экспериментов по реконструкции волнового фронта в зависимости от области экранирования в телескопах схемы Кассегрена и Ньютона показаны на рис. 4 и 5 соответственно. Профили (значения строк с номером $N_{grid}/2$, выраженные в радианах) двумерных распределений $W(x, y)$ для фазового экрана $\Phi(x, y)$ изображены кривыми 1. Кривые 2–6 (рис. 4, *a*) и 2–5 (рис. 5, *a*) соответствуют результатам реконструкции датчиком, включающим в себя растры, представленные на рис. 2, *b–e* и *f–h* соответственно. Значения коэффициентов в разложении фазового распределения $\Phi(x, y)$ по формуле (3) продемонстрированы на рис. 4, *b* и 5, *b*. На рис. 4, *c* и 5, *c* приведены вклады каждой аберрации $\langle \Delta_j \rangle$ рад по выборке распределений $W_j(x, y)$.

С увеличением области центрального экранирования в телескопе схемы Кассегрена реконструированное фазовое распределение значительно меняется (см. рис. 4, *a*) вследствие изменения коэффициентов при полиномах Цернике от первого до четвёртого порядка включительно (см. рис. 4, *b*), при этом их вклад в разложение (3) наибольший (см. рис. 4, *c*). Вклад дефокусировки (четвёртого полинома) возрастает с увеличением области центрального экранирования.

Из матрицы Нолла [9] следует, что в выражении

$$C_j^2 = A_{jj}(D/r_0)^{5/3} \quad (5)$$

значения коэффициентов A_{jj} , размещённых по диагонали таблицы, уменьшаются с ростом порядка аберраций, при этом очевидно, что имеет место равенство $\sum_{j=1}^{N_{basis}} A_{jj} \approx 1$, тогда

$\sum_{j=1}^{N_{basis}} C_j^2 \approx (D/r_0)^{5/3}$. Так как $\sum_{j=1}^{N_{basis}} \Delta_j = 1$, то вклад j -й аберрации в разложение волновой функции равен коэффициенту из матрицы Нолла: $\Delta_j \approx A_{jj}$. Таким образом, вклад каждой аберрации связан с диаметром входной апертуры системы и интенсивностью атмосферной турбулентности и в случае разложения волновой функции по полной апертуре составляет

$$\Delta_j = C_j^2(D/r_0)^{-5/3}. \quad (6)$$

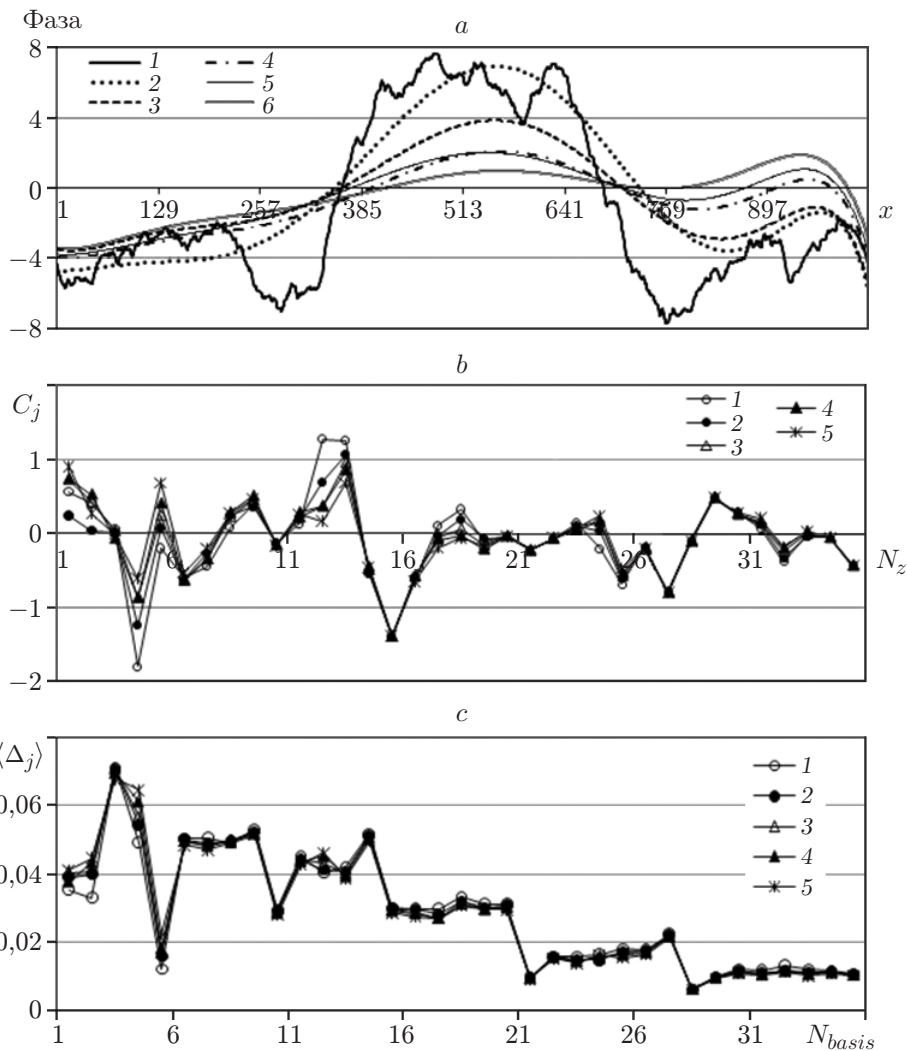


Рис. 4. Профили волновых фронтов: измеряемый и реконструированные датчиком, использующим растры с различным заполнением субапертурами согласно схеме Кассегрена (а); коэффициенты в разложении реконструированного фазового распределения, N_z — номер полинома Цернике (b); вклад aberrаций по выборке случайных фазовых экранов (с)

Для датчика с линзовым растром из N_{sub} субапертур (см. рис. 1) выразим диаметр входной апертуры системы через площадь круга, вписанного в контур линзового растра: $D = 1,128\sqrt{S}$. На матрице видеокамеры субапертуре растра соответствует область площадью $D_a \times D_a$. Тогда площадь круга, вписанного в контур гартманограммы в плоскости видеокамеры, и его диаметр приблизительно равны: $S \approx N_{sub}D_a^2$ и $D \approx 1,128D_a\sqrt{N_{sub}}$ соответственно. Таким образом, вклады aberrаций в разложение волновой функции определяются следующим образом:

$$\Delta_j = 1,22C_j^2(D_a/r_0)^{-5/3}N_{sub}^{6/5} \quad (7)$$

и зависят от заполняемости растра субапертурами. Чем большее число субапертур растра используется в реконструкции, тем больший вклад в случае центрального экранирования

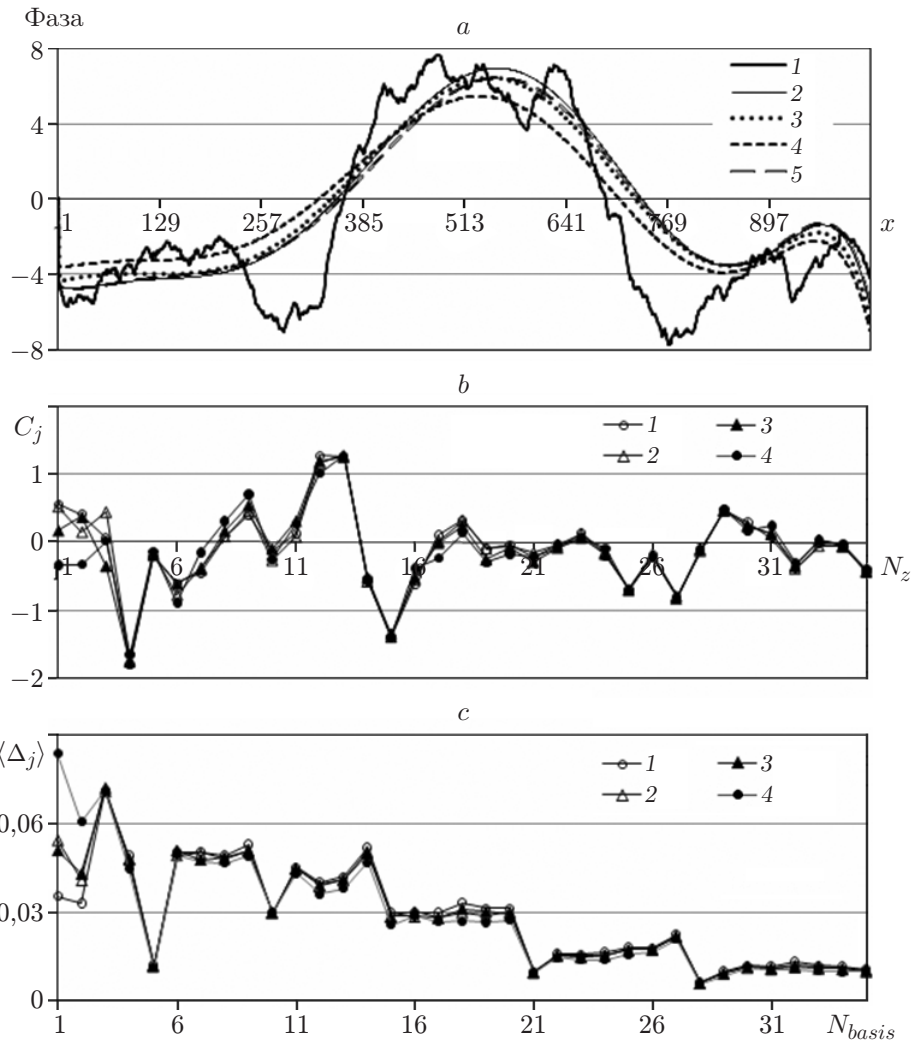


Рис. 5. Профили волновых фронтов: измеряемый и реконструированные датчиком, использующим растры с различным заполнением субапертурами согласно схеме Ньютона (a); коэффициенты в разложении реконструированного фазового распределения (b); вклад aberrаций по выборке случайных фазовых экранов (c)

изображения имеют дефокусировка (четвёртый полином) и сферическая aberrация (двенадцатый полином) в разложении волновой функции (3) (см. рис. 4, c).

Область центрального экранирования в телескопе схемы Ньютона невелика, экранирование наблюдается по осям растра, фазовые профили распределений (рис. 5, a) для растров на рис. 2, f и g отличаются незначительно. С увеличением области экранирования возрастает вклад наклонов (первого и второго полиномов) пропорционально числу экранированных субапертур в линзовом растре.

С учётом схемы телескопа и опережающей коррекции турбулентных искажений оптического излучения [3] прогнозируемые значения коэффициентов при наклонах, дефокусировке и сферической aberrации будут определяться по формулам

$$\tilde{C}_j = \text{sgn}(C_j)C_j(N_{sub} - N_\varepsilon)^{-1/10}N_{sub}^{1/10}, \quad (8)$$

где N_{sub} — число субапертур растра в пределах полной входной апертуры системы; N_ε —

число не включённых в реконструкцию субапертур, попадающих в область экранирования телескопа; C_j — измеренные коэффициенты.

Прогнозируемые значения коэффициентов при наклонах обеспечат формирование управляющих сигналов для двухкоординатного дефлектора [10]. Согласно таблице Нолла [9] вклад наклонов в разложение волновой функции по полиномам Цернике наибольший, поэтому при коррекции турбулентных искажений излучения адаптивной системой предусмотрена предварительная коррекция наклонов [11, 12].

Заключение. В численных экспериментах экранирование единичной субапертуры в центральной части раstra сопровождается увеличением модулей дефокусировки приблизительно на 0,0072 рад и сферической аберрации на 0,0186 рад, в случае экранирования единичной субапертуры по осям результат реконструкции характеризуется увеличением модулей наклонов приблизительно на 0,0004 рад (модель раstra на рис. 2, *f*), на 0,0002 рад (см. рис. 2, *g*) и на 0,0009 рад (см. рис. 2, *h*). Внесение поправки в коэффициенты дефокусировки и сферической аберрации при реконструкции волнового фронта при отсутствии информации о световом поле в центральной части гартманогаммы позволяет уменьшить остаточную ошибку на величину, которая варьируется в зависимости от турбулентных неоднородностей и их интенсивности.

Изображение на телескопе будет нечётким и расплывчатым под воздействием атмосферной турбулентности и в результате собственных вибраций, что выражается высокочастотными смещениями изображения. При этом на входной апертуре системы адаптивной оптики распределение волнового фронта будет характеризоваться общим наклоном, углы которого меняются с той же частотой, что и смещение изображения на телескопе [10]. В случае необходимости точного позиционирования фокального пятна, например в целях наведения на щель спектрофотометра, устранение угловых ошибок с учётом выражения (8) становится важным моментом при астрономических наблюдениях [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Пинигин Г. И. Телескопы наземной оптической астрометрии. Николаев: Атолл, 2000. 104 с.
3. Лавринов В. В. Динамическое управление адаптивно-оптической коррекцией турбулентных искажений лазерного излучения // *Оптика атмосферы и океана*. 2017. **30**, № 10. С. 893–901.
4. Лукин В. П., Фортес Б. В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.
5. Ботыгина Н. Н., Ковадло П. Г., Копылов Е. А. и др. Оценка качества астрономического видения в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа по данным оптических и метеорологических измерений // *Оптика атмосферы и океана*. 2013. **26**, № 11. С. 942–947.
6. Ковадло П. Г., Лукин В. П., Шиховцев А. Ю. Развитие модели турбулентной атмосферы на астроплощадке Большого солнечного вакуумного телескопа в приложении к адаптации изображений // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. **31**, № 11. С. 906–910.
7. Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н., Коняев П. А. и др. Развитие элементной базы для создания системы адаптивной оптики на солнечном телескопе // *Оптика атмосферы и океана*. 2017. **30**, № 11. С. 990–997.

8. **Рукоуев А. Л., Кудряшов А. В., Лылова А. Н. и др.** Адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта в реальном времени // Оптика атмосферы и океана. 2015. **28**, № 2. С. 189–195.
9. **Noll R. J.** Zernike polynomials and atmosphere turbulence // JOSA. 1976. **66**, N 3. P. 207–211.
10. **Antoshkin L. V., Borzilov A. G., Lavrinov V. V., Lavrinova L. N.** Program-hardware complex for optical beams formation with modeled tilt angles // Proc. of SPIE. 2017. **10466**. 104660X.
11. **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.
12. **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**, № 1. С. 119–125.
13. **Антошкин Л. В., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н.** Численный анализ эволюции фазовых флуктуаций светового поля на входной апертуре адаптивной оптической системы // Оптика атмосферы и океана. 2016. **29**, № 11. С. 926–933.

Поступила в редакцию 07.05.2019

После доработки 09.07.2019

Принята к публикации 11.07.2019
