

Н.А. Макенова, Ф.Ю. Канев, В.П. Лукин

## Численная модель наземного адаптивного телескопа. Анализ искажений изображения

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 5.10.2005 г.

Представлена численная модель наземного телескопа, в оптическую схему которого включена адаптивная система, предназначенная для компенсации искажений изображения. Модель позволяет учитывать два фактора, вносящие искажения: расфазировку сегментов составного первичного зеркала телескопа и атмосферную турбулентность.

### 1. Модель плоской волны

Для изучения коррекции искажений в адаптивном телескопе необходимо построение модели излучения, распространяющегося от внеатмосферного источника (астрономического объекта), т.е. модели плоской волны. С точки зрения численного эксперимента построение данной модели означает, что создается объект, обладающий свойствами плоской волны, т.е. волны, для которой в свободном пространстве амплитуда и фаза неизменны в плоскостях, задаваемых формулой

$$r\mathbf{k} = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки на плоскости;  $\mathbf{k}$  — волновой вектор [1].

Как было показано при решении задачи распространения в вакууме (рис. 1), подобными свойствами обладает центральная часть гауссова пучка. Видно, что в центре амплитуда и фаза практически не отличаются от плоскости.

Недостаток данного подхода — это малый по сравнению со всей расчетной сеткой диаметр области, где гауссов пучок можно считать плоской волной. Так, на сетке  $256 \times 256$  узлов размер области, в которой изменение амплитуды пучка не превышает 3%, составляет  $12 \times 12$  точек. При таких параметрах практически невозможно моделировать турбулентные искажения и решать задачи, в которых оценивается неизопланатизм [2] трасс распространения.

Более «плоским» является распределение амплитуды супергауссова пучка. Но в процессе дифракции супергауссов пучок претерпевает значительные изменения и размеры «плоского» участка сокращаются, т.е. переход к данному типу излучения не позволяет значительно увеличить размеры расчетной сетки.

Для выполнения дальнейших исследований предлагается в качестве плоской волны использовать модель супергауссова пучка, распространяющегося в условиях, когда дифракция пучка как

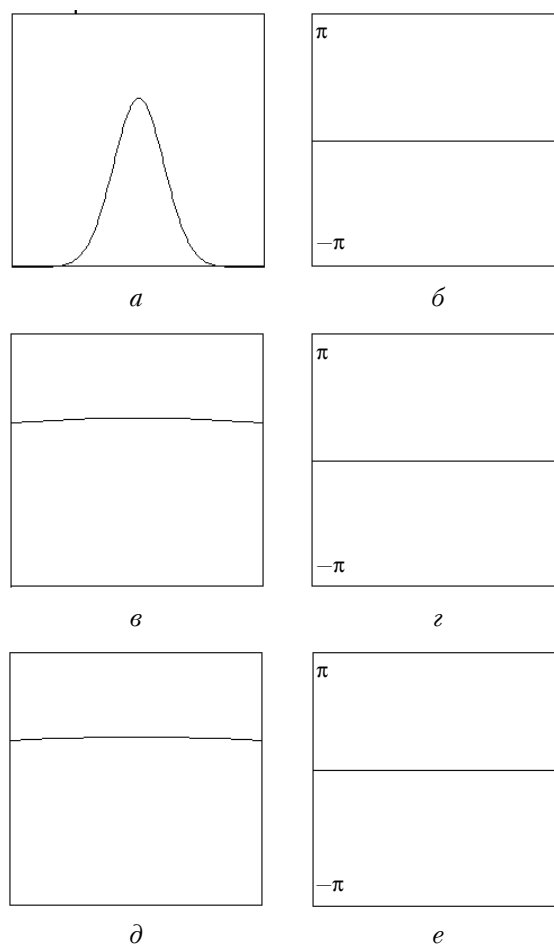


Рис. 1. Моделирование плоской волны как центральной части гауссова пучка:  $a, b$  — начальное ( $z = 0$ ) распределение амплитуды и фазы пучка (поперечное сечение), расчетная сетка  $256 \times 256$ ;  $b, z$  — начальное ( $z = 0$ ) распределение амплитуды и фазы в центральной области пучка, сетка  $12 \times 12$ ;  $d, e$  — распределение амплитуды и фазы (центральная область) пучка, прошедшего расстояние, составляющее половину дифракционной длины, сетка  $12 \times 12$

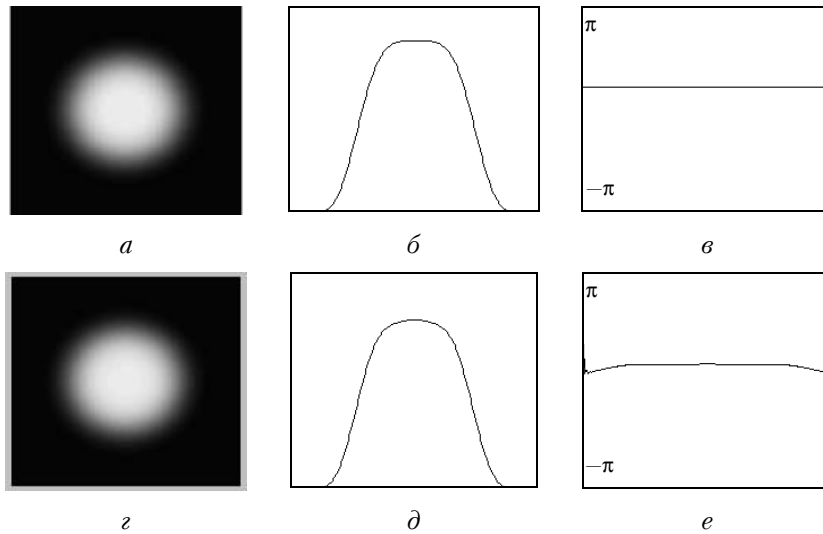


Рис. 2. Распространение супергауссова пучка при исключении дифракции в вакууме: *a, б* – начальное ( $z = 0$ ) распределение амплитуды и *в* – фазы; *г, д* – распределение амплитуды и *е* – фазы пучка после распространения

целого исключена, но учитывается дифракция на неоднородностях показателя преломления. Если среда неискажающая и поглощение не оказывает заметного влияния, то подобная модель обеспечивает одинаковые распределения амплитуды в плоскости  $z = 0$  и в любой другой плоскости, независимо от расстояния до апертуры источника. Пример распространения пучка при исключенной дифракции приводится на рис. 2.

Для исключения дифракции на трассе распространения был помещен набор фокусирующих линз, разделенных малыми промежутками (рис. 3).

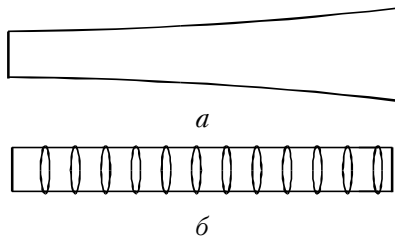


Рис. 3. Схематичное изображение распространения пучка в условиях свободной дифракции (*a*) и исключение дифракционной расходимости (*б*)

Фокусное расстояние каждой линзы вычислялось таким образом, чтобы дифракционное уширение было полностью скомпенсировано.

Несмотря на то что свободная дифракция исключена, любые другие возмущения фазы будут влиять на пучок. Например, если в начальное распределение волнового фронта искусственно ввести особую точку, это повлечет изменение амплитудного и фазового профилей. Атмосферная турбулентность также приводит к изменениям как амплитуды, так и фазы излучения (рис. 4).

Расчетная сетка, на которой пучок считался плоской волной, составила  $80 \times 80$  узлов, а полная сетка, включая буферное пространство, –  $256 \times 256$

узлов. Излучение проходило только один фазовый экран. Начальное распределение амплитуды поля однородно. На расстоянии  $z > 0$  за фазовым экраном (экран расположен в плоскости  $z = 0$ , рис. 4, в) наблюдается модуляция амплитудного распределения (рис. 4, б).

Фазовый профиль волны повторяет (так как дифракция на неоднородностях не исключена из задачи, это повторение не является абсолютно точным) вариации показателя преломления на экране. Распределение фазы приводится на рис. 4, г.

Как показывают численные эксперименты на малых по сравнению с дифракционной длиной трассах, подобными свойствами обладает и центральная часть гауссова пучка. Основное отличие от рассмотренной выше модели плоской волны состоит в том, что для решения задачи с пучком требуется значительно большая буферная зона.

## 2. Модель наземного телескопа, учет искажающих факторов

Разработанная модель плоской волны позволила достаточно просто построить идеальную (т.е. без учета ограничений, вносимых датчиком волнового фронта и адаптивным зеркалом) модель наземного телескопа. Расчетная схема численного эксперимента, проводимого с использованием модели, показана на рис. 5, из которого видно, что плоская волна, образованная внеатмосферным источником, падает на слой искажающей среды и в результате прохода через него излучение приобретает амплитудную и фазовую модуляцию. Затем световой поток фокусируется главным зеркалом. Турбулентные возмущения показателя преломления приводят к искажениям изображения в плоскости фокусировки. Компенсация искажений достигается за счет фазового управления волновым фронтом излучения.

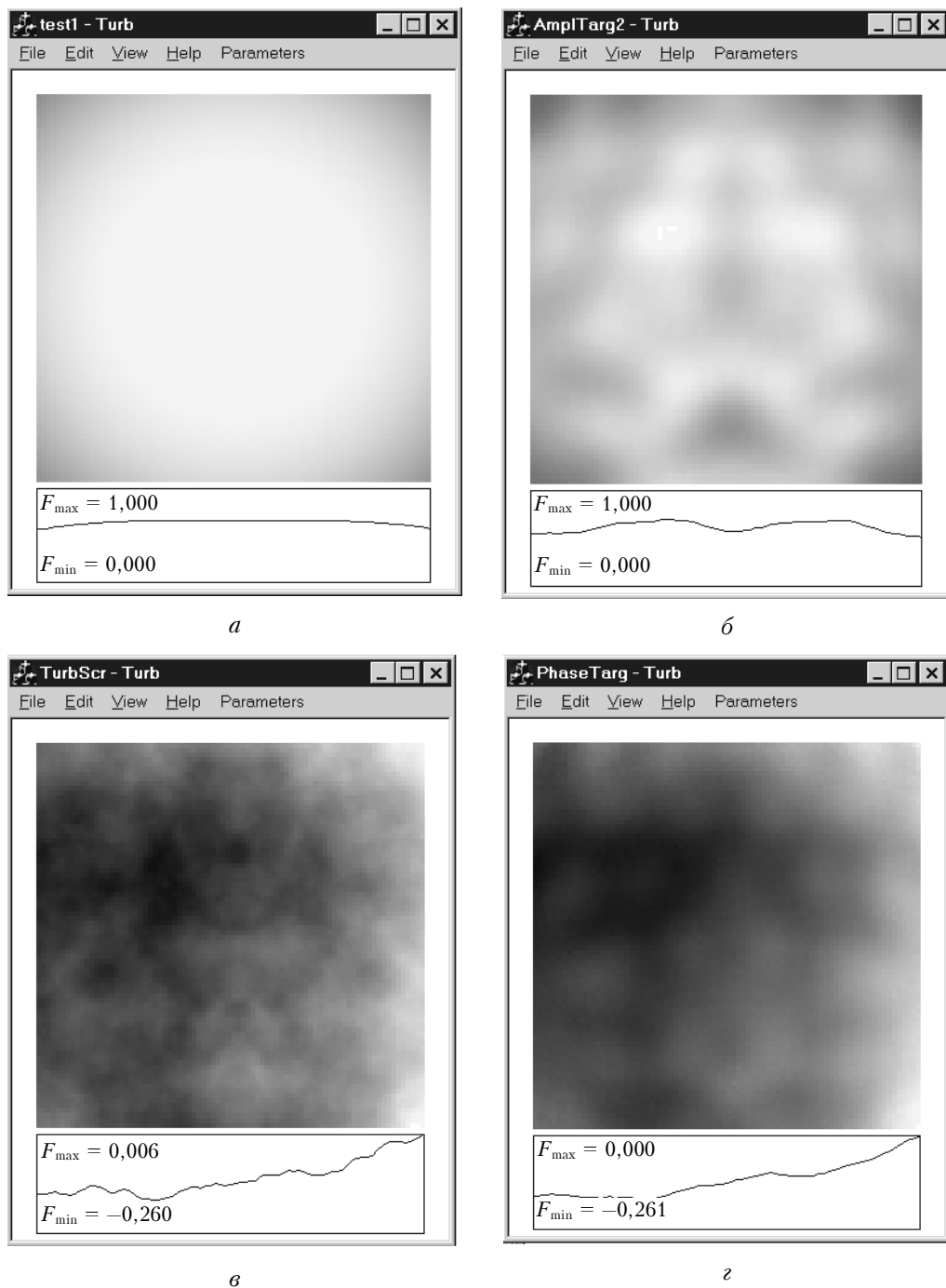


Рис. 4. Распространение плоской волны в турбулентной среде: *a* – начальное распределение амплитуды; *б* – распределение амплитуды после распространения в среде; *в* – турбулентные изменения показателя преломления; *г* – фаза волны после распространения

Перечислим еще несколько возможностей использования модели. С небольшой доработкой она позволяет: провести анализ влияния анизопланатизма угла прихода излучения от источника и опорной волны, оценить возможность разрешения двойных звезд в зависимости от интенсивности турбулентных искажений, развить методы, позволяющие выделить источник малой интенсивности, находящийся вблизи яркого объекта. Еще один класс

задач рассматривает влияние элементов адаптивной системы на качество формирования изображения. Для их решения можно использовать описанные в [3, 4] модели датчика Гартмана и упругого зеркала.

Рассмотрим кратко еще один источник искажений в телескопе – случайные смещения сегментов его главного зеркала. Снижение качества изображения при наличии расфазировки демонстрируется рис. 6, на котором показаны поперечные сечения

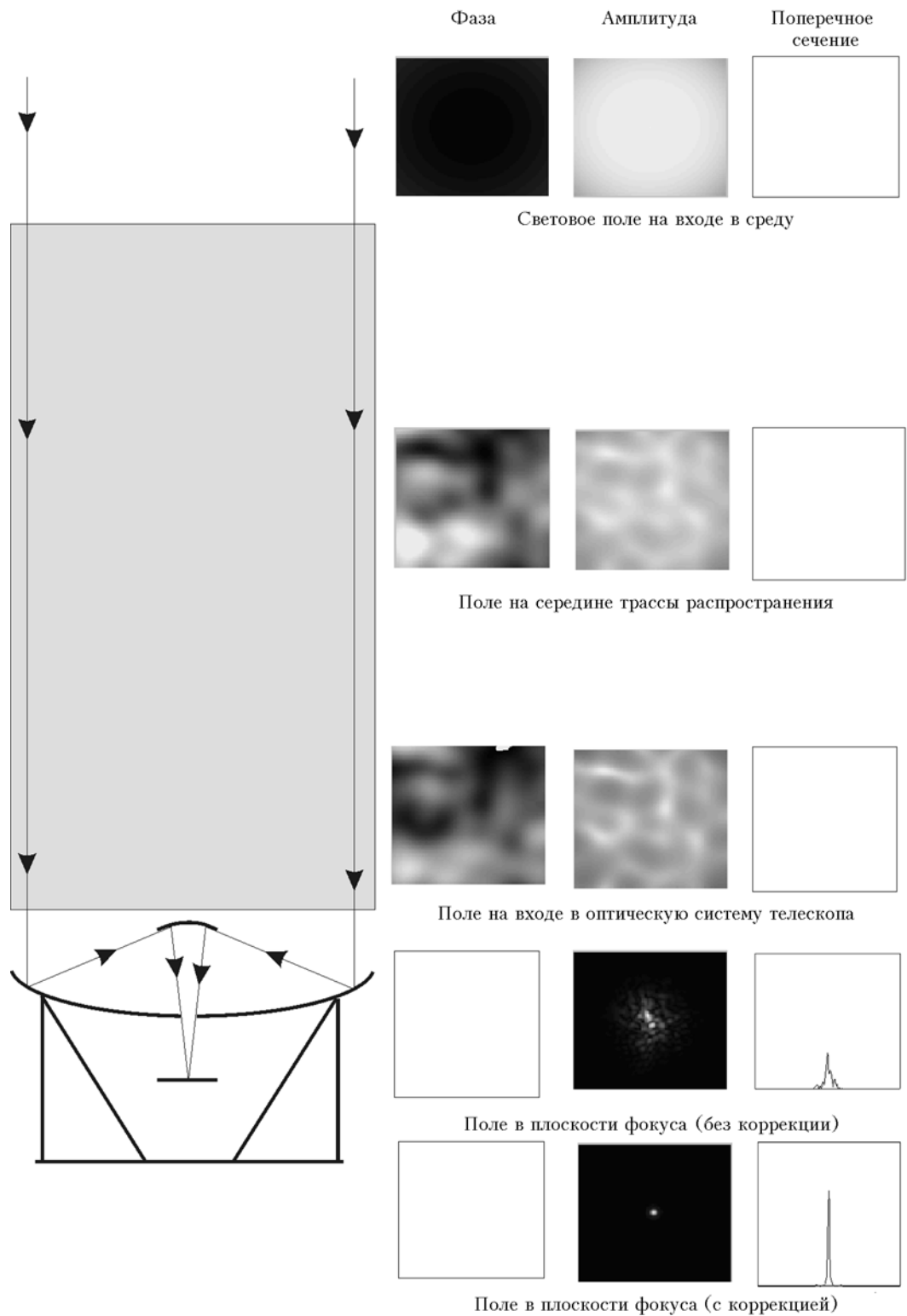


Рис. 5. Модель адаптивного телескопа

сфокусированного излучения при различной дисперсии случайных смещений сегментов. Эти распределения нормированы на дифракционно-ограниченное значение интенсивности. На рис. 6 видны уменьшение высоты основного экстремума и появление дополнительных максимумов.

Соответствующее уменьшение критерия Штреля представлено на рис. 7, который позволяет сравнить полученные в численном эксперименте данные с результатами теоретических исследований. Так, в монографии Р. Тайсона [5] для оценки искажений предлагается использование формулы, соглас-

но которой критерий Штреля имеет экспоненциальную зависимость от дисперсии:

$$St = \exp(-\sigma^2).$$

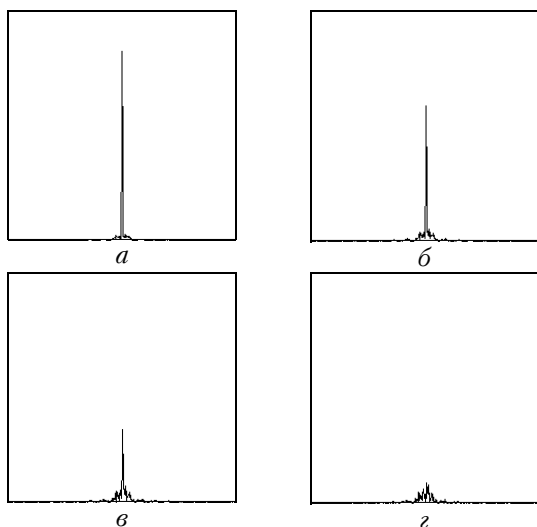


Рис. 6. Поперечное сечение сфокусированного излучения в телескопе при распределении, нормированном на дифракционно ограниченное значение интенсивности. Дисперсия случайных смещений равна  $\lambda/4$  (а),  $\lambda/2$  (б),  $3\lambda/4$  (в) и  $\lambda$  (г)

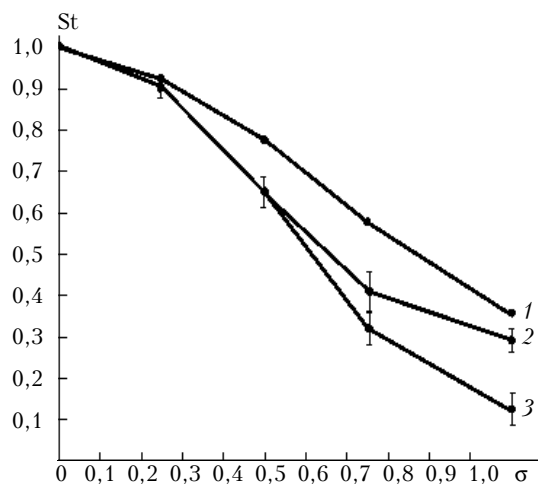


Рис. 7. Зависимость параметра Штреля от дисперсии случайных смещений, нормированной на длину волны излучения: теоретические результаты [5] (кривая 1); полученные в численном эксперименте для зеркала с числом сегментов  $32 \times 32$  (кривая 2) и  $8 \times 8$  (кривая 3)

На рис. 7 эта зависимость представлена кривой 1. Выполненное нами моделирование показало, что в телескопе наблюдается более резкий спад критерия с увеличением амплитуды смещений (кривые 2 и 3, рис. 7).

Сдвиг сегментов приводит не только к уменьшению критерия St. В отсутствие нормировки на распределениях интенсивности хорошо прослеживается появление периодической структуры с выраженным центральным пиком и вторичными максимумами (рис. 8).

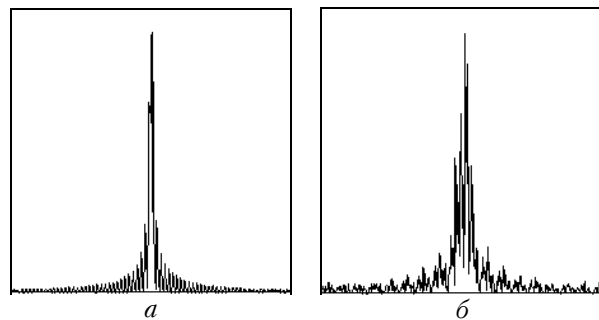


Рис. 8. Структура изображения (данные без нормировки): а – размерность массива сегментов  $8 \times 8$  и дисперсия случайных смещений  $\lambda$ ; б – размерность  $32 \times 32$  и дисперсия  $\lambda$

Похожий характер имеют искажения, обусловленные случайными наклонами сегментов. Их проявление иллюстрируется на рис. 9.

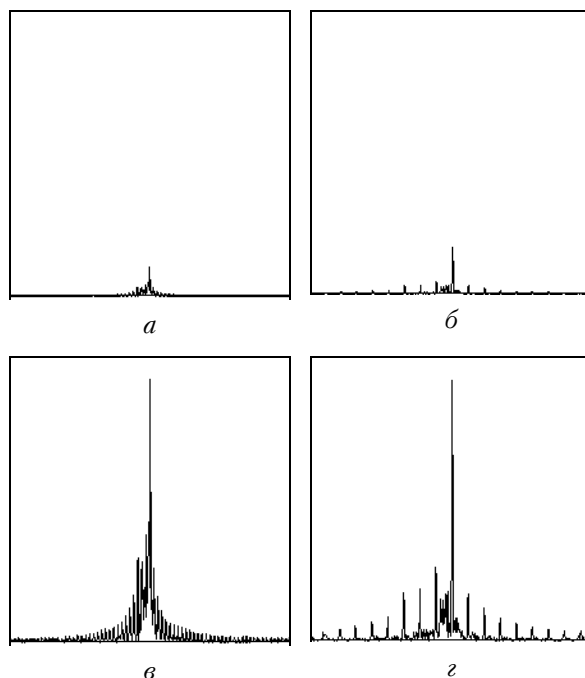


Рис. 9. Поперечное сечение изображения в телескопе при случайных наклонах сегментов. Фазовый набег в пределах одного сегмента составляет длину волны. В численную модель включено зеркало с числом сегментов  $8 \times 8$ , выполнена нормировка распределения (а) на дифракционно ограниченное значение интенсивности и распределение без нормировки (в). Зеркало –  $32 \times 32$ ; выполнена нормировка (б) и распределение без нормировки (г)

Как и в предыдущем случае, расфазировка зеркала приводит к снижению интенсивности и возникновению вторичных экстремумов.

Несколько отличным является характер искажений для зеркала с большим числом сегментов ( $32 \times 32$ , рис. 9, б, г). В этом случае на периодическую структуру, отмеченную ранее, накладывается изменение интенсивности, имеющее больший период и более высокие экстремумы.

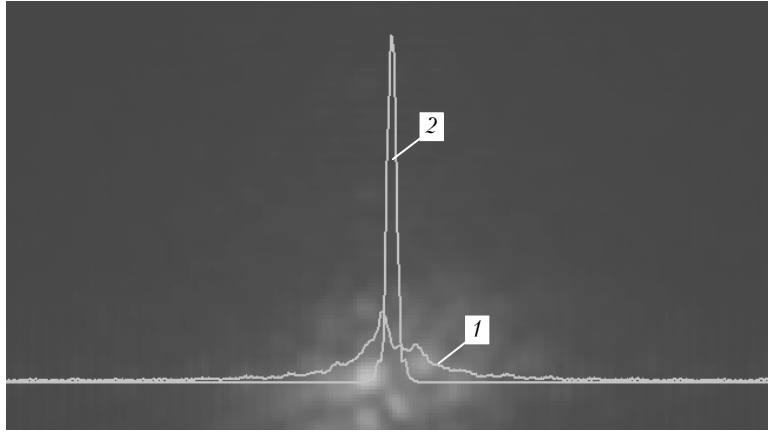


Рис. 10. Совместное влияние искажений (турбулентность и расфазировка, усреднение турбулентных искажений по 50 реализациям). Кривая 1 – поперечное сечение сфокусированного излучения; кривая 2 – дифракционно ограниченное распределение

В целом можно заключить, что случайные смещения и наклоны сегментов приводят к значительным искажениям изображения. В частности, при смещениях с дисперсией порядка одной длины волны критерий Штреля уменьшается в 5 раз и более относительно дифракционно-ограниченного значения.

Результат воздействия турбулентности и расфазировки на распределение сфокусированного излучения показан на рис. 10. Видно, что отмеченная выше периодическая структура «размывается» и выделить влияние отдельных источников искажений практически невозможно.

### 3. Фазирование составного зеркала

Фазирование составного зеркала обычно выполняется при совместном использовании механических (емкостных или индуктивных) датчиков смещения сегментов [6, 7] и оптических методов. Мы предлагаем за счет расширения диапазона чисто оптических методов отказаться от датчиков (применять только оптические методы) и тем самым упростить и, возможно, удешевить алгоритм фазирования.

Уменьшение сдвига сегментов можно провести как процедуру поиска экстремума функционала, задаваемого выражением

$$J_{cor}(z) = \frac{\sum A_1(x,y)A_2(x,y)}{\sum A_1(x,y)A_1(x,y)}. \quad (2)$$

Данный параметр показывает, насколько отличается интерферограмма, полученная при отражении лазерного пучка от соседних сегментов, имеющих некоторый сдвиг, от интерферограммы, наблюдающейся при полном отсутствии смещения (таким образом, значение критерия определяется с использованием эталонной, полученной при нулевом относительном сдвиге интерферограммы). В формуле (2)  $A_1(x, y)$  – распределение интенсивности

светового поля в эталонной интерферограмме,  $A_2(x, y)$  – распределение интенсивности для интерферограммы зеркала со смещенными сегментами. При полном совпадении интерферограмм  $J_{cor}(z) = 1$  и уменьшается при увеличении различий между картинками.

В выполненных численных экспериментах было показано, что точность фазирования определяется начальным смещением  $\Delta z$ , а именно: при  $\Delta z < \lambda/2$  полученная в результате управления сегментами поверхность зеркала является плоской, при  $\Delta z > \lambda/2$  алгоритм приводит к увеличению относительного смещения. Изменение относительного сдвига сегментов для обоих случаев показано на рис. 11.

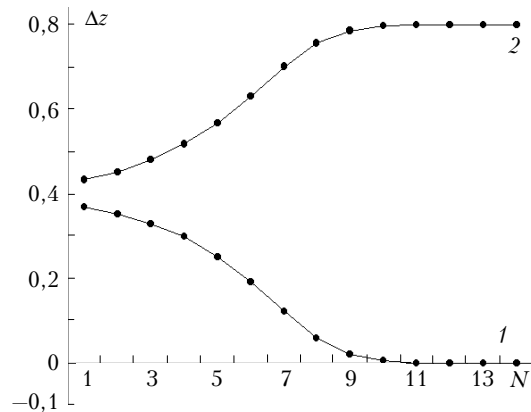


Рис. 11. Изменение относительного смещения сегментов зеркала  $\Delta z$  в процессе апертурного зондирования (длина волны  $\lambda = 0,8$  мкм).  $N$  – номер итерационного шага. Кривая 1 –  $\Delta z = 0,367$  мкм, кривая 2 –  $\Delta z = 0,433$  мкм

Расширение допустимого диапазона начальных смещений возможно при введении дополнительной длины волны в алгоритм управления. Так, значения критерия  $J_{cor}$ , задаваемого уравнением (2), вычисленные при изменении относительного сдвига сегментов

ментов (сканировании) для длин волн  $\lambda = 0,6$  и  $0,8$  мкм, приводятся на рис. 12.

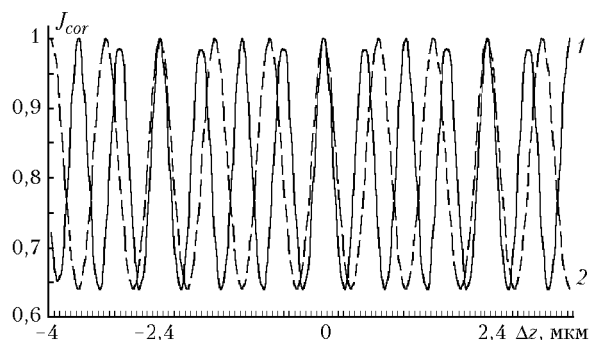


Рис. 12. Зависимости корреляционного критерия  $J_{cor}$  от относительного смещения сегментов зеркала  $\Delta z$ : кривая 1 –  $\lambda = 0,6$  мкм, 2 –  $\lambda = 0,8$  мкм

Данный график показывает, что физический сдвиг сегментов на одинаковую величину дает для различных длин волн различный фазовый сдвиг, поэтому максимумы критериев совпадают только при  $\Delta z = 0$  и  $2,4$  ( $-2,4$ ) мкм. Заметим, что  $2,4$  – это наименьшее число, делящееся без остатка на  $0,6$  и на  $0,8$ , фазовые сдвиги в этом случае будут соответственно  $8\pi$  и  $6\pi$ . Поэтому введение в алгоритм условия, согласно которому управление прекращается только после определения максимума критерия на двух длинах волн, позволяет увеличить динамический диапазон компенсации случайных смещений.

Дополнительное расширение диапазона достигается за счет подбора длин волн интерферирующих пучков и введения третьей длины волны. Данные, характеризующие допустимые интервалы отклонений, помещены в таблице.

*N.A. Makenova, F.Yu. Kanev, V.P. Lukin. Numerical model of ground adaptive telescope. Analysis of image distortions.*

A numerical model of ground telescope is presented, optical system of which incorporates an adaptive system intended for compensation of image distortions. The model allows accounting for two distorting factors: the disturbed phase-matching in segments of the telescope compound primary mirror and the atmospheric turbulence.

**Максимально допустимое смещение  $\Delta z$  (мкм), при котором возможно фазирование поверхности зеркала.  $\lambda_i$  (мкм) – длины волн, на которых выполняется управление**

$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\Delta z$
0,8	–	–	0,36
0,6	–	–	0,26
0,6	0,8	–	2,34
0,7	0,8	–	5,55
0,6	0,7	0,8	33,4

Приведенные результаты позволяют заключить, что описанный в статье метод дает возможность на порядок расширить диапазон оптических методов фазирования.

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Welsh B.M., Gardner C.S. Effects of turbulence-induced anisoplanatism on the imaging performance of adaptive-astronomical telescopes using laser guide stars // J. Opt. Soc. Amer. A. 1991. V. 8. N 1. P. 69–80.
3. Kanev F.Yu., Lukin V.P., Makenova N.A. Analysis of adaptive correction efficiency with account of limitations induced by Shack–Hartmann sensor // Proc. SPIE. 2002. V. 5026. P. 190–197.
4. Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Фортес Б.В. Эффективность гибкого и составного зеркал в задаче коррекции турбулентных искажений волнового фронта // Оптика атмосф. 1992. Т. 5. № 12. С. 1324–1328.
5. Tyson R.K. Principles of adaptive optics. San Diego: Academic Press, 1991. 233 p.
6. Yaitskova N., Dohlen K., Dierick Ph. Analytical study of diffraction effects in extremely large segmented telescopes // J. Opt. Soc. Amer. A. 2003. V. 20. N 8. P. 1563–1574.
7. Zou W. Generalized figure-control algorithm for large segmented telescope mirrors // J. Opt. Soc. Amer. A. 2001. V. 18. N 3. P. 638–649.