

# Метод получения дифракционно-ограниченных некогерентных изображений при наблюдении объектов через турбулентную атмосферу

И.М.Бельдюгин, В.Б.Герасимов, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, Н.А.Макаров, С.И.Михайлов

*Развит новый подход к получению некогерентных изображений дифракционного качества при наблюдении объектов через искажающую оптическую среду. В частности, предложен метод достижения дифракционного предела по разрешающей способности, в том числе при наблюдении объектов через турбулентную атмосферу, с помощью относительно недорогих аберрационных оптических систем (включая системы с составными апертурами) без использования вспомогательных адаптивных устройств. Показано, что при наблюдении удаленного объекта можно восстановить аппаратную функцию системы атмосфера + телескоп, используя распределение интенсивности излучения во вспомогательной плоскости, и с ее помощью получить дифракционно-ограниченное изображение наблюдаемого объекта. Путем численного моделирования продемонстрировано применение предложенного метода для распознавания различных объектов при наблюдении их через турбулентную атмосферу.*

**Ключевые слова:** дифракционно-ограниченное изображение, турбулентная атмосфера, аппаратная функция, восстановление фазы.

## 1. Введение

В настоящее время одной из актуальных задач является задача обнаружения и идентификации космических объектов искусственного происхождения, находящихся на расстоянии 300 – 40000 км от поверхности Земли. Также не снята с повестки дня задача получения информации о деталях космических объектов естественного происхождения: планет солнечной системы, звезд, удаленных галактик и т. п. Для решения этого круга задач необходимы телескопы оптического диапазона длин волн с угловым разрешением менее 0.02" [1]. Наличие такого рода инструментов позволило бы, например, на расстоянии 1000 км различать детали объекта менее 10 см. Отметим, что для получения столь высокого углового разрешения необходим размер приемной апертуры более 10 м. Создание телескопов с такой большой апертурой наталкивается на весьма существенные трудности. Одна из них – проблема изготовления крупногабаритной оптики высокого оптического качества. Наряду с большой стоимостью ее изготовления, пропорциональной кубу диаметра апертуры, оптические элементы будут иметь весовые характеристики, приводящие к неконтролируемым деформациям, а также к недопустимо большому нагружению на опорно-поворотное устройство. Предлагаемые рядом исследователей пути преодоления этих трудностей, связанные с переходом к составным апертурам различ-

ного вида, наталкиваются на проблемы союстировки и фазировки данных апертур, что необходимо для получения единой оптической поверхности высокого качества.

В то же время наземные телескопы работают в условиях приземного слоя турбулентной атмосферы. Это обстоятельство приводит к тому, что реальное угловое разрешение не превышает 0.5" – 1". Применение для преодоления этой трудности адаптивной оптики [2], с одной стороны, существенно увеличивает стоимость системы в целом, а с другой, вообще говоря, – не дает пока ответа на вопрос, как добиться эффективной работы адаптивной системы для получения изображения объекта сложной конфигурации.

Опыт создания в последние годы за рубежом телескопов с составными апертурами ~ 10 м и адаптивными системами (KeckI и KeckII, SUBARU, HET, GEMINI и др.) показал, что они наряду с высокой стоимостью (~ 100 – 200 млн. долларов США) весьма сложны, ненадежны в работе и не дают ожидаемых наблюдательных характеристик. Отметим, что обсуждаемые за рубежом проекты телескопов с апертурами более 10 м (SALT, ELT, OWL) имеют оценочную стоимость до 1 млрд. долларов США и реализация таких проектов в этой связи требует широкого международного сотрудничества [3].

Таким образом, для достижения существенного прогресса в создании наблюдательных инструментов с необходимым угловым разрешением при наличии приземного слоя атмосферы требуются принципиально новые подходы, позволяющие получать через турбулентную атмосферу изображение дифракционного качества с помощью относительно недорогих аберрационных оптических систем (включая системы с составными апертурами) без использования вспомогательных адаптивных устройств.

В настоящей работе показано, что такого рода подход может быть реализован при получении некогерент-

И.М.Бельдюгин. ГУП «НПО "Астрофизика"», Россия, 125424 Москва, Волоколамское ш., 95

В.Б.Герасимов, Н.А.Макаров. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: technopark@mirea.ru

В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.М.Михайлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 21 июня 2005 г.

ного изображения с помощью восстановленной аппаратной функции системы атмосфера + телескоп. Под некогерентным изображением будем понимать изображение естественных некогерентных источников или изображение реальных объектов, получаемое при подсветке их квазимонохроматическим (в том числе лазерным) излучением с небольшой длиной когерентности (существенно меньшей размера облучаемого объекта). Общим для этих ситуаций является то, что распространяющееся в свободном пространстве излучение не образует аппаратно регистрируемой интерференционной картины.

Существенно, что аппаратная функция восстанавливается только по тем распределениям интенсивности излучения, которые имеются или могут быть дополнительно зарегистрированы в момент наблюдения интересующего нас объекта.

Идея метода заключается в том, что наблюдаемое в плоскости приема распределение интенсивности некогерентного изображения является сверткой интенсивности истинного изображения с аппаратной функцией системы атмосфера + телескоп. Последняя представляет собой просто распределение в этой плоскости интенсивности плоской волны, прошедшей систему атмосфера + телескоп. Понятно, что при наличии информации об этом распределении, искомое изображение объекта находится при двукратном применении преобразования Фурье к исходной свертке с делением на результат преобразования Фурье от аппаратной функции после первого преобразования (см., напр., метод Лабейри [4]).

Известно, что в случае некогерентного излучения для пространственно однородной оптической системы распределения интенсивности на входе и выходе системы связаны соотношением

$$I_{\text{im}}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} |h(y-x)|^2 I_{\text{ob}}(x) dx, \quad (1)$$

где  $I_{\text{ob}}(x)$  и  $I_{\text{im}}(y)$  – распределения интенсивности в плоскостях объекта и изображения соответственно;  $h(x)$  – поле (отклик) точечного источника в выходной плоскости оптического тракта, которое в оптике называется когерентной аппаратной функцией;  $|h(x)|^2$  – функция рассеяния точки, называемая также некогерентной аппаратной функцией оптического тракта;  $x, y$  – двумерные векторы. На практике аппаратная функция, как правило, изменяется во времени, в связи с чем вводится понятие «времени заморозенности» оптического тракта (например, турбулентной атмосферы). Поэтому при получении изображений объектов различают короткую и длинную экспозиции, меньшую либо большую «времени заморозенности» соответственно. При этом изображения с короткой и длинной экспозициями, полученные с помощью достаточно больших апертур, могут существенно различаться по содержащейся в них информации о наблюдаемом объекте.

Если время экспозиции не превышает «времени заморозенности» аппаратной функции, то, применив, преобразование Фурье  $F$  к выражению (1), получим

$$I_{\text{im}}(\theta) = H(\theta) I_{\text{ob}}(\theta), \quad (2)$$

где  $I_{\text{ob}}(\theta)$  и  $I_{\text{im}}(\theta)$  – пространственные спектры объекта и изображения;  $H(\theta)$  – передаточная функция оптической системы;  $\theta$  – двумерный вектор. Функция  $H(\theta)$  содержит

все частоты, которые пропускаются оптической системой, вплоть до частоты, определяемой дифракционным пределом. Поэтому, определив  $I_{\text{ob}}(\theta)$  из выражения (2) и применив к нему обратное преобразование Фурье, получим

$$I_{\text{ob}}(x) = F^{-1} \left[ \frac{I_{\text{im}}(\theta)}{H(\theta)} \right], \quad (3)$$

т. е. дифракционно-ограниченное изображение объекта.

Основополагающий вопрос предлагаемого метода – получение  $h(x)$  из информации о распределениях интенсивности излучения, которые доступны в момент наблюдения объекта. По сути, это вопрос о том, как получить распределение поля точечного источника, наблюдая произвольный объект.

Как будет показано ниже, при наблюдении через оптически неоднородную среду с использованием достаточно монохроматического излучения (ширина спектрального диапазона  $0.1 - 100 \text{ см}^{-1}$ ) удаленных объектов произвольной формы поперечное распределение интенсивности излучения на определенных расстояниях за приемной линзой не зависит от структуры объекта, а определяется, по существу, только фазовыми неоднородностями среды и, самое главное, практически совпадает с распределением, которое дает поле точечного источника, прошедшее через эти неоднородности. Данное обстоятельство позволяет предположить, что, зарегистрировав в плоскости, где еще не проявилась структура наблюдаемого объекта, распределение интенсивности, которое фактически совпадает с распределением интенсивности излучения точечного источника, можно рассчитать изображение этого источника в фокальной плоскости линзы, т. е. восстановить аппаратную функцию системы атмосфера + телескоп.

Аналогом такой процедуры (восстановления фазы, необходимой для расчета поля в нужной плоскости) является метод Гершберга–Сакстона [5], в котором известные из эксперимента распределения интенсивности, зарегистрированные в плоскости изображения объекта и в плоскости его фурье-преобразования, используются для восстановления информации о фазе поля.

Для отделения информации об аппаратной функции системы атмосфера + телескоп от информации об объекте представляется разумным вместо преобразования Фурье использовать для восстановления фазовой информации более общее для оптических систем преобразование Френеля. Это предоставляет необходимую свободу в выборе тех плоскостей, по распределениям интенсивности в которых будет восстанавливаться аппаратная функция. Единственное требование к ним заключается в том, чтобы в распределениях интенсивности в этих плоскостях еще не начала проявляться структура наблюдаемого объекта.

Отметим, что данная свобода выбора при преобразовании Френеля (являющемся, по сути, своей сверткой) обусловлена тем, что все операции проводятся в обычном координатном пространстве (в отличие, например, от преобразования Фурье, связывающего изображение с его пространственным спектром, что жестко фиксирует плоскости в оптической системе, в которых необходимо регистрировать распределения интенсивности).

При практической реализации метода может оказаться достаточным ввести еще только одну дополнительную плоскость регистрации, расположенную от прием-



Рис. 1. Схема наблюдения объектов с восстановлением аппаратной функции по распределению интенсивности во вспомогательной плоскости.

ной линзы на расстоянии порядка одной десятой ее фокусного расстояния. Второй плоскостью в этих случаях будет служить плоскость входной апертуры, в которой распределение интенсивности от удаленного объекта для некогерентного излучения является равномерным. Возможная схема наблюдения объектов с помощью этого метода представлена на рис. 1.

## 2. Обоснование метода

Приведем более подробное обоснование положений, которые легли в основу описываемого метода, на примере объекта в виде двух некогерентных точечных источников и фазового экрана в качестве искажающей среды.

Для поля объекта, состоящего из двух некогерентных точечных источников, находящихся в плоскости  $X$ , справедливо следующее выражение для функции взаимной когерентности [6]:

$$\Gamma(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = [I_1 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) + I_2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2)] \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}), \quad (4)$$

где  $\mathbf{x}_1$  и  $\mathbf{x}_2$  – двумерные радиусы-векторы точечных источников в этой плоскости, а  $I_1$  и  $I_2$  – их интенсивности. В плоскости  $Y$ , параллельной плоскости  $X$  и удаленной от нее на расстояние  $z$ , функция взаимной когерентности будет иметь вид (для упрощения выражений положим  $I_1 = I_2 = I_0$ )

$$\Gamma(\mathbf{y}', \mathbf{y}'') = \frac{2I_0}{(4\pi)^2} \times \left[ \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{x}_1| |\mathbf{r}_2 - \mathbf{x}_1|} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{x}_2| |\mathbf{r}_2 - \mathbf{x}_2|} \right], \quad (5)$$

где  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  – трехмерные радиусы-векторы точек наблюдения  $\mathbf{y}'$  и  $\mathbf{y}''$ .

Средняя интенсивность поля  $I(\mathbf{y})$  связана с функцией взаимной когерентности  $\Gamma(\mathbf{y}', \mathbf{y})$  выражением

$$I(\mathbf{y}) = \Gamma(\mathbf{y}, \mathbf{y}), \quad (6)$$

поэтому зависимость средней интенсивности от поперечных координат определяется множителем типа  $1/r_i^2$ , где  $r_i^2 = (\mathbf{y} - \mathbf{x}_i)^2 + z^2$ . Заметим, что  $|\mathbf{y} - \mathbf{x}_i|/z$  – углы, под которыми видны два наблюдаемых точечных объекта, а  $\max(\mathbf{y}/z)$  – угол, под которым видна приемная апертура. В представляющих интерес случаях (наблюдение удаленных объектов) обе эти величины много меньше единицы, и, следовательно, распределение средней интенсивности перед фазовым экраном в пределах апертуры приемной линзы практически не будет зависеть от поперечных координат ( $r_i^2 = z^2 \{1 + [(\mathbf{y} - \mathbf{x}_i)z^{-1}]^2\} \approx z^2$ ) и будет таким же, как от точечного источника, т. е. равномерным.

Очевидно, что изменения фазы поля при прохождении фазового экрана и линзы не изменяет распределения интенсивности в плоскости, расположенной сразу же за линзой. Поэтому перейдем к анализу функции взаимной когерентности на последнем участке оптического тракта – участке свободной дифракции от плоскости приемной линзы до плоскости изображения.

Преобразование поля  $u(\mathbf{y})$  фазовым экраном описывается умножением комплексной амплитуды поля на функцию  $\exp[iS(\mathbf{y})]$ , где  $S(\mathbf{y})$  – вещественная случайная функция, т. к. экран модулирует только фазу, а амплитуда остается неизменной.

Для статистически однородных флуктуаций фазы  $S(\mathbf{y})$  с нулевым средним значением ( $\langle S \rangle = 0$ ), дисперсией  $\sigma_S^2$  и нормальным законом распределения вероятностей справедлива следующая формула для среднего поля за экраном (для нормированного на единицу падающего поля):

$$\langle u \rangle = \langle \exp(iS) \rangle = \exp\left(-\frac{\sigma_S^2}{2}\right), \quad (7)$$

а функция когерентности

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\mathbf{y}) &= \langle u(\mathbf{y}')u(\mathbf{y}'') \rangle = \langle \exp\{i[S(\mathbf{y}') - S(\mathbf{y}'')]\} \rangle \\ &= \exp\{-0.5\langle [S(\mathbf{y}') - S(\mathbf{y}'')]^2 \rangle\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\Delta\mathbf{y} = \mathbf{y}' - \mathbf{y}''$ .

Однако при  $\langle S \rangle = 0$  средний квадрат разности фаз – это структурная функция фазы  $D_S(\Delta\mathbf{y})$ , связанная с корреляционной функцией фазы  $\psi_S(\Delta\mathbf{y})$  соотношением  $D_S(\Delta\mathbf{y}) = 2[\psi_S(0) - \psi_S(\Delta\mathbf{y})]$ . Поэтому для функции когерентности имеем выражение

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\mathbf{y}) &= \exp[-D_S(\Delta\mathbf{y})] = \exp[\psi_S(\Delta\mathbf{y}) - \psi_S(0)] \\ &= \exp\{\sigma_S^2[K_S(\Delta\mathbf{y}) - 1]\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $K_S$  – функция корреляции фазы поля, а для поперечной функции корреляции поля – соотношение

$$\psi_{\perp}(\Delta\mathbf{y}) = \exp\{\sigma_S^2[K_S(\Delta\mathbf{y}) - 1]\} - \exp\left(-\frac{\sigma_S^2}{2}\right). \quad (10)$$

С точки зрения анализа восстановления изображения наиболее интересен случай сильных искажений, т. е. больших дисперсий фазы ( $\sigma_S^2 \gg 1$ ). При этом среднее значение поля  $\exp(-\sigma_S^2/2)$  пренебрежимо мало по сравнению с единицей, а величина  $\exp\{\sigma_S^2[K_S(\Delta\mathbf{y}) - 1]\}$  заметно отличается от нуля только при малых  $\Delta\mathbf{y}$ . Учитывая это, можно показать [7], что радиус корреляции поля  $r_{\perp}$  связан с

радиусом корреляции фазы  $r_S \approx |K_S''(0)|^{-1/2}$  соотношением

$$r_{\perp} \approx \frac{r_S}{\sigma_S} \quad (\sigma_S^2 \gg 1). \quad (11)$$

Таким образом, при  $\sigma_S^2 \gg 1$  радиус корреляции поля примерно в  $\sigma_S$  раз меньше корреляционного масштаба фазы  $r_S$ .

Естественно предположить, что при распространении поля за линзой, должны наблюдаться флуктуации интенсивности, обусловленные интерференцией частей волнового фронта поля, прошедших через разные неоднородности фазового экрана.

Флуктуации интенсивности  $\tilde{I}$  описываются их функцией корреляции

$$\psi_I(\Delta y, z) = \langle \tilde{I}(y', z) \tilde{I}(y'', z) \rangle = \langle I(y', z) I(y'', z) \rangle - \bar{I}^2, \quad (12)$$

где  $\bar{I}$  – среднее по апертуре значение интенсивности, и так называемым индексом мерцаний

$$\beta(z) = \frac{\langle I^2(z) \rangle - \bar{I}^2(z)}{\bar{I}^2} = \frac{\sigma_I^2}{\bar{I}^2}, \quad (13)$$

который характеризует относительные флуктуации интенсивности.

Из анализа флуктуаций интенсивности за случайным фазовым экраном [7] следует, что максимум индекса мерцаний находится на расстоянии от экрана

$$z_m = \frac{kr_S^2}{\sigma_S}, \quad (14)$$

где  $k$  – волновое число. Формула (14), как и сам факт появления максимумов, допускает простую геометрическую интерпретацию: флуктуации интенсивности максимальны там, где волны за фазовым экраном фокусируются. Действительно, в приближении геометрической оптики фокусировка происходит на расстоянии  $z_m \sim 1/v$  от фазового экрана, где  $v$  – кривизна фазового фронта. По порядку величины  $v \sim k^{-1} \partial^2 S / \partial y^2$  и  $\partial^2 S / \partial y^2 \sim \sigma_S / r_S^2$ . Следовательно,  $z_m \sim 1/v \sim kr_S^2 / \sigma_S$ , что совпадает с (14). Очевидно, что чем больше дисперсия фазы, тем ближе к экрану расположена зона фокусировки. Также можно понять, что будет происходить за фазовым экраном при наличии приемной (положительной) линзы с фокусным расстоянием  $F$ : дополнительное изменение кривизны фазового фронта приведет к смещению области фокусировки  $z_m$  в соответствии с формулой

$$\frac{1}{z'_m} = \frac{1}{z_m} + \frac{1}{F}, \quad (15)$$

из которой естественно вытекает очевидный результат – максимальные флуктуации интенсивности, соответствующие наблюдаемому удаленному точечному источнику в отсутствие турбулентных искажений ( $z_m = \infty$ ) будут наблюдаться в фокальной плоскости линзы, т. е. в плоскости изображения этого источника. С другой стороны, формула (15) показывает, что наличие таких искажений может смещать плоскость максимальных флуктуаций интенсивности только ближе к линзе, а сами параметры этих флуктуаций определяются характеристиками атмосферных искажений. Исходя из этого можно сделать вы-

вод о том, что если разность  $F - z'_m$  больше глубины фокуса приемной линзы (длины фокальной перегрузки), то аппаратная функция может быть отделена от изображения объекта.

При корректном учете того, что турбулентная атмосфера представляет собой протяженную случайно-неоднородную среду, а не фазовый экран, мы не получим равномерного распределения интенсивности входного излучения, в том числе и для некогерентного квазимонохроматического света. Однако и при этом распределения интенсивности для точечного источника и для двух некогерентных точечных источников также будут близки в некоторых плоскостях за приемной линзой, а значит и в данном случае по этим распределениям можно будет восстановить аппаратную функцию.

Более того, для восстановления аппаратной функции системы атмосфера + телескоп оказывается достаточным и в этом случае положить интенсивность излучения на входе в телескоп равной константе и ограничиться фиксацией дополнительного распределения интенсивности только в одной вспомогательной плоскости. Объяснением этому служит известный факт, заключающийся в том, что амплитудные флуктуации, связанные с протяженностью реальной атмосферы, существенно меньше влияют на интерференционную картину, чем фазовые искажения [7].

### 3. Алгоритм восстановления аппаратной функции и получения изображения

Для проверки приведенных соображений было выполнено компьютерное моделирование. Учет фазовых набегов, соответствующих либо флуктуациям показателя преломления атмосферы, либо аберрациям составной приемной апертуры проводился умножением поля на функцию вида  $\exp[iS(y)]$ . Модулирующая фазовая функция составной приемной апертуры задавалась в виде случайных сдвига и наклона субапертур.

Алгоритм, реализующий предложенный метод, можно разбить на ряд этапов. На первом этапе проводился расчет распределения интенсивности некогерентного изображения  $I_{\text{im}}(x)$  наблюдаемого объекта в фокальной плоскости линзы  $z = F$  и соответствующего ему распределения интенсивности  $I_0(x)$  в некоторой (вспомогательной) плоскости  $z_0 = \mu F$  ( $0 < \mu < 1$ ). Некогерентная картина излучения получалась путем усреднения распределений интенсивности поля, полученных при расчете дифракции от наблюдаемого объекта, на который накладывалась случайная мелкомасштабная фазовая маска. Усреднение проводилось по ансамблю фазовых масок объемом до 10000 реализаций. Для объекта в виде двух точечных источников эта процедура вырождалась в присвоение случайной фазы полю одного из источников.

На втором этапе осуществлялось восстановление аппаратной функции оптического тракта посредством итерационного алгоритма, цикл которого состоял из следующих шагов. На первом шаге цикла амплитуде поля  $u_0(x)$  во вспомогательной плоскости присваивалась амплитуда  $[I_0(x)]^{1/2}$ , а фаза сопрягалась ( $u_0(x) \rightarrow u_0^*(x)$ ) (на первой итерации она обнулялась). На втором шаге вычислялось преобразование Френеля  $\text{Fr}[u_0^*(x), z_0]$ , соответствующее расстоянию от приемной линзы до вспомогательной плоскости  $z_0$ . На третьем шаге фаза у полученного поля  $u(x)$  сопрягалась ( $u(x) \rightarrow u^*(x)$ ), а амплитуда

приравнивалась константе. На четвертом шаге вычислялось преобразование Френеля  $Fr[u_0^*(x), z_0]$ , соответствующее расстоянию  $z_0$ , и амплитуда полученного поля сравнивалась с амплитудой  $[I_0(x)]^{1/2}$ . При неудовлетворительном рассогласовании возвращаемся к первому шагу цикла. После окончания итерационного процесса (по достижении требуемой точности совпадения  $|u_0(x)|$  с  $[I_0(x)]^{1/2}$ ) поле  $u_0(x)$  во вспомогательной плоскости пересчитывалось в плоскость линзы, а затем в фокальную плоскость, где и получалась аппаратная функция  $h(x)$ .

На третьем этапе с помощью формул (2) и (3) вычислялось распределение интенсивности наблюдаемого объекта  $I_{об}(x)$ .

#### 4. Результаты численного моделирования

Моделирование выполнялось для объектов с угловыми размерами, составляющими от 2 до 12.5 дифракционных пределов разрешения линзы. Фазовые искажения были выбраны такими, чтобы размытие изображения объекта было равно 20–30 дифракционным диаметрам. Моделирование проводилось на ПК Pentium 4 (частота 2.4 ГГц, память 512 Мбайт) для расчетной сетки размером  $1024 \times 1024$  с помощью пакета программ, разработанного в среде C-Builder. Необходимое число итераций составляло от 40 до 200 за время 1–5 мин.

На рис.2 показаны наложенные друг на друга распределения интенсивности для одной и двух звезд на расстояниях от объектива, равных 0.005, 0.025 и 0.05 фокусного расстояния линзы  $F$ . Из приведенных распределений видно, что вблизи объектива они практически совпадают, а при удалении от него достаточно долго остаются близкими по форме. Это и означает, что в данных плоскостях картина поля определяется практически только фазовыми неоднородностями, а не структурой объекта.

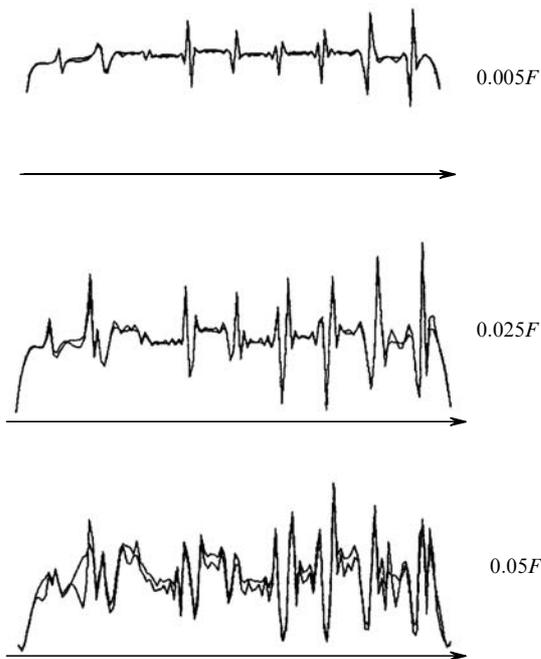


Рис.2. Распределения интенсивности излучения от одного и двух точечных источников (модель фазового экрана) на разных расстояниях от объектива.

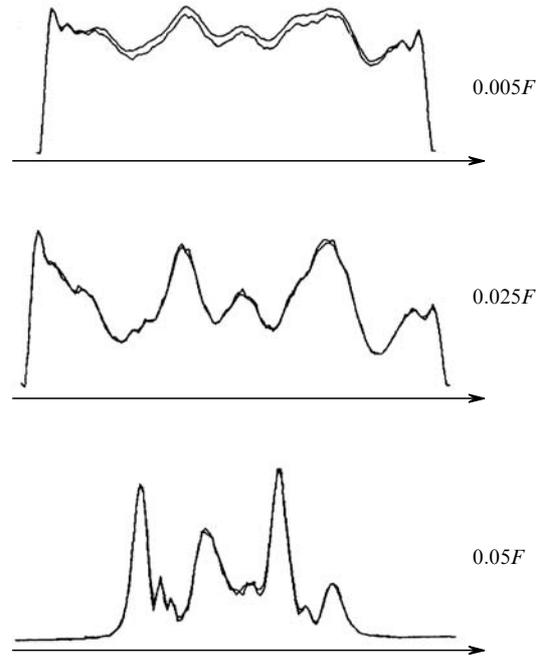


Рис.3. Распределения интенсивности излучения от одного и двух точечных источников (модель протяженной пространственно распределенной неоднородной среды) на разных расстояниях от объектива.

Распределения интенсивности для одной и двух звезд при моделировании атмосферы пространственно распределенной средой с помощью последовательности чередующихся слоев свободного пространства и фазовых экранов оказываются также близкими по форме (рис.3).

Моделирование восстановления изображений было выполнено для трех звезд и протяженного объекта в виде буквы Т.

На рис.4 приведены изображения трех звезд в фокальной плоскости приемного объектива в отсутствие турбулентных искажений и при их наличии, а также изображение одной звезды при той же реализации атмосферы, полученное итерационным методом, описанным выше. Видно, что атмосферная турбулентность не позволяет различить три точечных источника без обработки изображения. В то же время после обработки в соответствии с описанным выше методом получена достаточно качественная картина исходного объекта (рис.4,з).

Аналогичные результаты получены для объекта в виде буквы Т (рис.5), наблюдаемого, в том числе, с помощью составной (состоящей из девяти субапертур) приемной оптической системы (рис.5, б). Разьюстировка субапертур по углу составляла пять дифракционных углов, а расфазировка – много больше длины волны излучения.

Таким образом, проведенный анализ и результаты компьютерного моделирования показали, что предло-

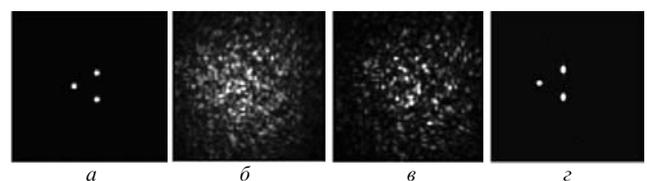


Рис.4. Восстановление изображения трех звезд: исходный объект (а), искаженное изображение объекта (б), изображение одиночной звезды (в) и восстановленное изображение объекта (з).

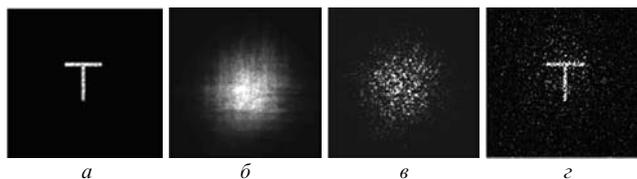


Рис.5. Восстановление изображения буквы Т при наблюдении с помощью составной апертуры (разъюстированная матрица субапертур размером  $3 \times 3$ ) через турбулентную атмосферу: исходный объект (а), искаженное изображение объекта (б), изображение одиночной звезды (в) и восстановленное изображение объекта (г).

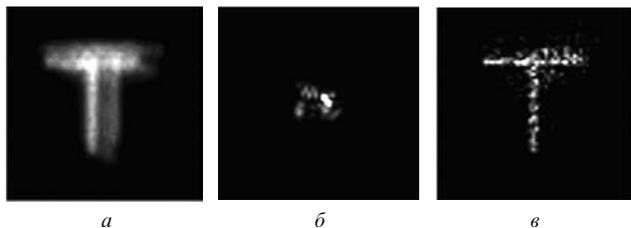


Рис.6. Восстановление изображения буквы Т при наблюдении с помощью составной апертуры (разъюстированная матрица субапертур размером  $3 \times 3$ ) в отсутствие атмосферы: получаемое изображение объекта (а), изображение одиночной звезды (б) и восстановленное изображение объекта (в).

женный метод позволяет при наблюдении в соответствующем образом выбранном спектральном диапазоне некогерентно светящихся удаленных объектов восстановить аппаратную функцию оптического тракта без дополнительных опорных источников и получить изобра-

жение с качеством, близким к дифракционному пределу. Это означает, что с помощью рассмотренного подхода можно, во-первых, модернизировать уже работающие телескопы посредством введения в них дополнительной системы регистрации излучения и, во-вторых, посмотреть под новым углом зрения на проблему разработки, функционирования и эксплуатации новых телескопов с составными апертурами суммарным диаметром в несколько десятков метров, работающих в условиях земной атмосферы без использования вспомогательных адаптивных систем и позволяющих реализовывать угловое разрешение менее  $0.01''$ . В равной степени это относится к телескопам космического базирования, где проблемы упрощения, удешевления и повышения надежности аппаратуры стоят еще более остро, чем для наземных систем. Кроме того, стоимость такого рода инструментов благодаря использованию относительно недорогой абберационной оптики и отсутствию систем союстировки и адаптации должна быть существенно меньше стоимости современных существующих и проектируемых крупногабаритных телескопов [3].

1. Ковалевский Ж. *Современная астрометрия* (Фрязино: изд-во «Век-2», 2004).
2. Лукин В.П. *УФН*, **173** (8), 887 (2003).
3. Шустов Б.М. *Земля и Вселенная*, **2**, 7 (2004).
4. Labeyrie A. *Astron. Astrophys.*, **6**, 85 (1970).
5. Gerchberg R.W., Saxton W.O. *Optik*, **35** (2), 237 (1972).
6. Папулис А. *Теория систем и преобразований в оптике* (М.: Мир, 1971).
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Ч. II* (М.: Наука, 1978).