

В.П. Лукин, Н.Н. Майер, Б.В. Фортес

РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ АДАПТИВНОГО ТЕЛЕСКОПА С ГАРТМАНОВСКИМ ДАТЧИКОМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Рассматривается адаптивный телескоп с гартмановским датчиком искажений волнового фронта и составным корректором в виде матрицы квадратных сегментов. Сравнивается эффективность двух алгоритмов управления корректором. Первый из предлагаемых алгоритмов является наиболее простым и может быть реализован без использования процессора, посредством аналогового устройства, и, следовательно, может иметь высокое быстродействие при низкой стоимости устройства, управляющего корректором. Второй алгоритм базируется на модальном представлении искажений волнового фронта и использует метод наименьших квадратов для нахождения коэффициентов при абберационных полиномах. Этот алгоритм требует наличия процессора, но обеспечивает дифракционное разрешение при достаточном уровне опорного сигнала. Для обоих методов рассчитана функция рассеяния точки (ФРТ). Усреднение выполнялось по случайным реализациям искажений волнового фронта, генерируемых на ЭВМ.

1. Введение

Проблеме восстановления формы фронта оптического излучения по оценкам разности фаз посвящен целый ряд работ [12–23]. Авторы этих работ исследуют влияние некоррелированного аддитивного шума (каким является, например, шум фотонов), искажающего оценки разностей фаз или градиентов волнового фронта, на результат восстановления фазы в дискретном множестве точек. Однако все эти работы, за исключением [22], не учитывают специфический характер инструментальной ошибки, вносимой гартмановским датчиком волнового фронта в оценку разности фаз. Работа [22] базируется на рассмотрении гартмановского датчика как устройства, измеряющего смещения сфокусированных субапертурами фрагментов волнового фронта оптического пучка. Однако в этой работе рассматривается частный случай конструкции датчика, когда смещения оцениваются по разностям энергий, попадающих в верхнюю (нижнюю) и левую (правую) половины четырех квадратных фотоприемников, расположенных в фокальной плоскости датчика, и не учитываются абберации волнового фронта на субапертуре.

В данной статье мы выполняем численный расчет ФРТ адаптивного телескопа, используя программу, моделирующую его основные компоненты, такие как датчик волнового фронта (гартмановского типа) и составной корректор, представляющий собой матрицу элементов квадратной формы. Распределение интенсивности в фокальной плоскости каждой субапертуры рассчитывалось в параксиальном приближении, и таким образом учитывались дифракция и абберации волнового фронта. Шум фотонов моделировался с помощью датчика, генерирующего последовательность случайных чисел, распределенных по закону Пуассона. Далее программа вычисляла смещения центра тяжести распределения интенсивности в фокусе каждой субапертуры относительно дифракционного положения и с помощью описанных ниже алгоритмов определяла наклоны и смещения для каждого элемента корректора. Скорректированный волновой фронт использовался для вычисления короткоэкспозиционной ФРТ, которая усреднялась по случайным реализациям турбулентных искажений.

Такой подход позволяет одновременно учитывать различные факторы, являющиеся источниками ошибок как измерения, так и коррекции искажений волнового фронта и получать результат в виде функции рассеяния точки и, если нужно, в виде оптической передаточной функции. Источниками ошибок измерения являются, в частности, абберации волнового фронта на субапертурах датчика, обусловленные малыми масштабами атмосферной турбулентности. Такие ошибки уже нельзя считать некоррелированными, как в случае шума фотонов. Кроме того, при увеличении числа субапертур абберации волнового фронта на отдельной субапертуре уменьшаются, пространственное разрешение датчика улучшается, в то время как ошибки, вызванные квантовыми флуктуациями интенсивности, увеличиваются. Таким образом, эффективность коррекции сложным образом зависит от числа субапертур, силы турбулентных искажений и интенсивности сигнала.

2. Методика расчета турбулентной ФРТ

Моделирование случайных реализаций турбулентных искажений волнового фронта выполнялось в приближении фазового экрана, расположенного в плоскости апертуры телескопа. Двумерная спектральная плотность флуктуаций фазы плоской волны при распространении в атмосфере в приближении геометрической оптики имеет вид [1]:

$$F_S(\mathbf{x}) = 0,489r_0^{-5/3} (\mathbf{x}^2 + \mathbf{x}_0^2)^{-11/6}, \quad (1)$$

где

$$r_0 = (0,423 \kappa^2 \int C_n^2(h) dh)^{-3/5} \quad (2)$$

— параметр когерентности Фрида [4, 5]; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $C_n^2(h)$ — профиль структурной постоянной флуктуаций показателя преломления на трассе распространения; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 — внешний масштаб турбулентности. Значение внешнего масштаба турбулентности задавалось равным 100 м. Внутренний масштаб турбулентности в явном виде не присутствует в спектре (1), однако при численном моделировании турбулентных искажений масштабы, меньшие чем шаг сетки, теряются, и таким образом появляется внутренний масштаб, равный шагу сетки. В наших расчетах шаг сетки равнялся примерно 2 см.

Искажения волнового фронта $S(x, y)$, комплексная амплитуда $U(x, y)$ и интенсивность $I(x, y)$ оптической волны представлялись в виде двумерных массивов $S(l, m)$, $U(l, m)$ и $I(l, m)$, $l, m = 1, \dots, N$ путем дискретизации координат X и Y на квадратной сетке с шагом Δx и размером N , покрывающей пространственную область размером $G = N\Delta x$ по каждой из координат. Для создания случайных реализаций волнового фронта $S(l, m)$ использовались два метода.

Первый из них, основанный на алгоритме быстрого преобразования Фурье (БПФ) [8, 9, 10], использовался для моделирования случайных пространственных флуктуаций с масштабами, меньшими чем размер расчетной области G , но большими, чем шаг дискретизации Δx . Иначе говоря, этим методом генерировались случайные реализации волнового фронта, имеющие спектральную плотность:

$$F_1(\mathbf{x}) = \begin{cases} 0, & 0 < \mathbf{x} < \mathbf{x}_{\min}, \\ F_S(\mathbf{x}), & \mathbf{x}_{\min} < \mathbf{x} < \mathbf{x}_{\max}, \\ 0, & \mathbf{x}_{\max} < \mathbf{x} < \infty, \end{cases} \quad (3)$$

где $\mathbf{x}_{\min} = 2\pi/G$, $\mathbf{x}_{\max} = \pi/\Delta x$. Это ограничение связано с фундаментальным свойством дискретного преобразования Фурье, которое ограничивает диапазон частот полосой $[\mathbf{x}_{\min}, \mathbf{x}_{\max}]$. Для спектра F_S типа (1) существенным является только потеря крупномасштабных флуктуаций (при условии, что размер апертуры много больше внутреннего масштаба турбулентности, что справедливо для рассматриваемой задачи). Чтобы учесть крупномасштабные флуктуации, мы дополняем полученную БПФ-методом реализацию волнового фронта $S_1(l, m)$ абберациями, вычисленными как сумма N_P первых полиномов Цернике [2, 6, 7]:

$$S_2(l, m) = \sum_{q=2}^{N_P} a_q Z_q[(l - l_0)\Delta x, (m - m_0)\Delta y] \quad (4)$$

с коэффициентами a_q , которые генерировались как независимые случайные числа, распределенные по нормальному закону с нулевым средним и дисперсиями, равными:

$$\sigma_n^2 = 8\pi(n+1) \int \mathbf{x} d\mathbf{x} F_2(\mathbf{x}) \frac{J_{n+1}^2(\mathbf{x}R)}{(\mathbf{x}R)^2}, \quad (5)$$

где n — радиальная степень полинома; R — радиус круга, в котором полиномы $Z_q(x, y)$ ортогональны, l_0, m_0 — координаты центра круга, а F_2 определяется как

$$F_2(\mathbf{x}) = \begin{cases} F_S(\mathbf{x}) & \mathbf{x} < \mathbf{x}_{\min} \\ 0, & \mathbf{x} > \mathbf{x}_{\min}. \end{cases} \quad (6)$$

Число полиномов N_P в сумме (4) задавалось равным 15, что соответствует полиномам до 4-й степени включительно.

Таким образом, случайная реализация фазового экрана представляла собой сумму двух компонент:

$$S(l, m) = S_1(l, m) + S_2(l, m), \quad (7)$$

причем компонента S_2 вычислялась как сумма (4) со случайными коэффициентами a_q , а S_1 получалось после вычисления двумерного БПФ от массива $A(l, m)$, $l, m = 1, \dots, N$, который представлял собой случайную реализацию двумерной спектральной амплитуды, дискретизированную по координатам с шагом $\Delta x = 2\pi/G$. Массив $A(l, m)$ генерировался как матрица независимых случайных комплексных чисел, удовлетворяющих следующим условиям:

- 1) $|A(l, m)|^2 = F_1((l-1)\Delta x, (m-1)\Delta x) \Delta x$, $l = 1, N_N$, $m = 1, N$;
- 2) $\arg(A(l, m)) = 2\pi \text{RND}$, $l = 1, N_N$, $m = 1, N$;
- 3) $A(l, m) = A^*(N-1, N-m)$, для остальных l, m ,

здесь N_N — номер, соответствующий частоте Найквиста, а RND — случайное число, равномерно распределенное в интервале $[0, 1]$. Первое условие обеспечивает соответствие пространственного спектра каждой реализации $A(l, m)$ заданной двумерной спектральной плотности, второе — случайность реализаций искажений волнового фронта, а третье необходимо для того, чтобы после вычисления БПФ получить чисто вещественный массив $S(l, m)$.

По полученной случайной реализации волнового фронта мы вычисляли распределение комплексной амплитуды, а затем интенсивности в фокальной плоскости собирающей линзы. Апертурная функция линзы считалась равной единице внутри квадрата со стороной $D = 1$ м и нулю вне его. Радиус R для вычисления полиномов Z_q задавался равным $D/2^{1/2}$. Поле в фокусе вычислялось либо как Фурье преобразование исходной комплексной амплитуды (дифракция Фраунгофера), либо в параксиальном приближении (дифракция Френеля). Во втором случае нужно дважды выполнить БПФ (прямое и обратное) и умножить спектр сфокусированного поля на фильтрующую функцию [3], соответствующую распространению на фокусное расстояние f после первого БПФ. Этот способ увеличивает количество вычислений в 2–3 раза, но позволяет варьировать величину фокусного расстояния и получать распределение интенсивности в фокусе с произвольным угловым шагом. Второй способ использовался при расчете скорректированной ФРТ.

3. Моделирование датчика и корректора волнового фронта

В данной статье рассматривается составной корректор волнового фронта, представляющий собой матрицу элементов квадратной формы с поперечным размером $d = D / N_C^{1/2}$ (N_C — число элементов корректора), независимо управляемых по трем степеням свободы: наклонам по осям X и Y и смещению вдоль оси Z . Мы считали, что корректор и апертура датчика волнового фронта находятся в плоскостях, сопряженных с плоскостью апертуры телескопа, и искажения волнового фронта можно считать такими же, как и в плоскости этой апертуры в масштабе 1:1.

Датчик волнового фронта представляет собой матрицу собирающих линз той же формы, конфигурации и размера, что и матрица элементов корректора. В фокальной плоскости каждой субапертуры датчика получается искаженное изображение монохроматического точечного источника. Для каждой субапертуры мы рассчитывали распределение интенсивности этого изображения методами, которые использовались для расчета ФРТ телескопа, и получали распределение интенсивности в плоскости детекторов в виде двумерного массива $I_k(l, m)$, $l, m = 1, \dots, N_d$, $k = 1, N_S$, где N_d — размер вычислительной сетки, используемой для расчета интенсивности в фокусе субапертуры, $N_S = N_C$ — количество субапертур, равное количеству элементов корректора. Затем мы вычисляли отклонение центра тяжести каждого изображения от его дифракционного положения:

$$\mathbf{r}_k = \Delta \mathbf{x} \left(\sum_{l,m} I_k(l, m) (\mathbf{e}_x(l - l_0) + \mathbf{e}_y(m - m_0)) \right) / \left(\sum_{l,m} I_k(l, m) \right), \quad (8)$$

где l_0, m_0 — координаты центра тяжести дифракционного изображения; \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y — единичные векторы, направленные вдоль осей X и Y соответственно; Δx — шаг сетки в плоскости детекторов; $k = 1, \dots, N_S$. Оценка среднего по субапертуре наклона волнового фронта связана с r_k соотношением

$$\mathbf{g}_k = \mathbf{r}_k / f_H, \quad (9)$$

где f_H — расстояние между плоскостью субапертур и плоскостью фотодетекторов датчика Гартмана.

При моделировании фотонного шума мы преобразовывали массив $I_k(l, m)$ в массив $P_k(l, m)$ по следующему правилу:

$$P_k(l, m) = \text{RNDP} \left(N_{ph} / N_S * I_k(l, m) / \sum_{l,m} I_k(l, m) \right), \quad (10)$$

где N_{ph} — среднестатистическое число фотонов, прошедших апертуру датчика за время экспозиции; $\text{RNDP}(I)$ — случайное число, распределенное по закону Пуассона со средним значением, равным I . Затем мы подставляли массивы P_k в формулу (8) вместо I_k и получали зашумленные оценки наклонов g_k . Таким образом, каждый элемент массива P_k представлял собой случайное число фотонов, поглощенных элементом фотодетектора, имеющим размер $\Delta x \times \Delta y$ с центром в точке (l, m) .

4. Модальный метод восстановления волнового фронта

Используемый нами модальный метод восстановления волнового фронта аналогичен методу, исследованному в [16, 19], где имеется достаточно подробное его изложение. Поэтому мы лишь кратко сформулируем математическую постановку задачи.

Итак, мы считаем, что волновой фронт $S(x, y)$ можно с достаточной точностью представить в виде конечной суммы полиномов Цернике

$$S(l, m) = \sum_{q=2}^{N_M} a_q Z_q((l - l_0) \Delta x, (m - m_0) \Delta y), \quad (11)$$

где N_M — количество полиномов, используемых в модельном представлении. Задача состоит в том, чтобы найти вектор коэффициентов $\{a_q\}$, который минимизирует функционал

$$F = \sum_{\kappa=1}^{N_S} \left(\mathbf{q}_\kappa - \sum_{q=2}^{N_M} a_q \hat{Z}_{q\kappa} \right)^2, \quad (12)$$

где \hat{Z}_{qk} — градиент q -го полинома на k -й субапертуре датчика. В [16] градиенты \hat{Z}_{qk} вычислялись в центрах субапертур, а в [19] рассматривался также и вариант вычисления среднего по всей субапертуре градиента соответствующего полинома. Мы использовали последний метод и определяли компоненты вектора \hat{Z}_{qk} как коэффициенты уравнения плоскости, аппроксимирующей полином Z_q на k -й субапертуре. Решая вариационную задачу минимизации функционала F , получаем систему линейных уравнений, которую в матричной форме можно записать в виде

$$\|W\| \|a_q\| = \|V\| \|g_k\|, \quad (13)$$

где W — матрица размером $N_M \times N_M$, V — размером $N_M \times N_S$. Решение системы линейных уравнений (13) запишется в виде

$$\|a_q\| = \|Q\| \|g_k\|, \quad (14)$$

где матрица Q размером $N_M \times N_S$ связана с матрицами W и V соотношением

$$\|Q\| = \|W\|^{-1} \|V\|. \quad (15)$$

Полученный вектор $\{a_q\}$ мы использовали для вычисления смещений сегментов корректора вдоль оси Z . Для этого мы предварительно вычисляли среднее значение \tilde{Z}_{qk} полинома Z_q на площадке, соответствующей k -му элементу корректора, и суммировали эти значения с весом a_q . Таким образом, смещение k -го элемента корректора вычисляется по формуле

$$C_k = \sum_q a_q \tilde{Z}_{qk}. \quad (16)$$

Для управления наклонами элементов корректора использовались непосредственно оценки среднего по соответствующей субапертуре градиента волнового фронта. В нашем случае это возможно, потому что количество, размер и расположение элементов корректора такие же, как и для субапертур датчика.

Время (в миллисекундах), необходимое для вычисления коэффициентов a_q и смещений C_k по оценкам градиентов g_k и заранее вычисленной матрице Q на компьютере с процессором INTEL-80386 (тактовая частота 25 МГц), в зависимости от числа полиномов составило для $N_S = 16$:

N_M	3	6	10	15	21	28
время	3	5	7,5	11	15	20

и примерно вчетверо больше для $N_S = 64$:

N_M	3	6	10	15	21	28
время	9	17	27	39	54	72

5. Аналоговый метод восстановления волнового фронта

Следует предварительно оговориться, что данный аналоговый метод, по существу, не является методом измерения. Это, скорее, способ управления или формирования распределения фазы на основе данных измерения градиентов фазы методом Гартмана.

Реализация данного способа требует изготовления специального управляемого (активного) зеркала, форма и размеры отдельного элемента которого полностью совпадают с размерами субапертуры измерителя Гартмана, отнесенными к входному зрачку оптической системы. Это зеркало относится к классу зеркал, осуществляющих зональное управление. Отражающая поверхность зеркала разбита на квадратные сегменты. Число элементов зеркала $N_E = m_H^2$, где m_H — размерность матрицы Гартмана.

Структура зеркала представляет собой многослойное образование. Первый элемент (или слой) представляет собой опорную плиту для всего зеркала, второй слой — это активный элемент типа биморф, поворачивающий всю поверхность зеркала на углы, значения которых рассчитываются как

среднее значение данных гартмановского датчика со всех субапертур. Третий слой — это активный элемент, поворачивающий отдельный сегмент зеркала (для квадратной матрицы каждый такой сегмент образуют 4 отдельных элемента) на углы, которые получаются усреднением данных измерений по каждому из сегментов. Следующий управляющий слой зеркала разбит уже на 16 сегментов. И далее каждый последующий слой представляет собой совокупность активных элементов, управляемых только по углам наклона. Число управляющих слоев зеркала для квадратной матрицы Гартмана равно $1+1/2\log_2 N_E$. Так, если число элементов в диафрагме Гартмана равно 64, то зеркало имеет 4 управляющих слоя.

По-видимому, в пределе разбиения зеркала на большое число зон управления можно надеяться на полное описание фазовой функции (или поверхности зеркала) только одними наклонами каждого слоя относительно друг друга.

Управление на каждом слое в пределах отдельного элемента рассчитывается простым суммированием измеренных локальных градиентов фазы за вычетом управления на предыдущем шаге.

6. ФРТ при использовании составного корректора

В этом разделе мы приводим результаты расчета ФРТ, выполненного в предположении, что искажения волнового фронта известны в каждой точке апертуры. Для каждого элемента корректора наклоны и смещения определялись из условия минимизации остаточных искажений волнового фронта методом наименьших квадратов. Полученные ФРТ иллюстрируют ограничения, связанные только с конечным числом элементов корректора.

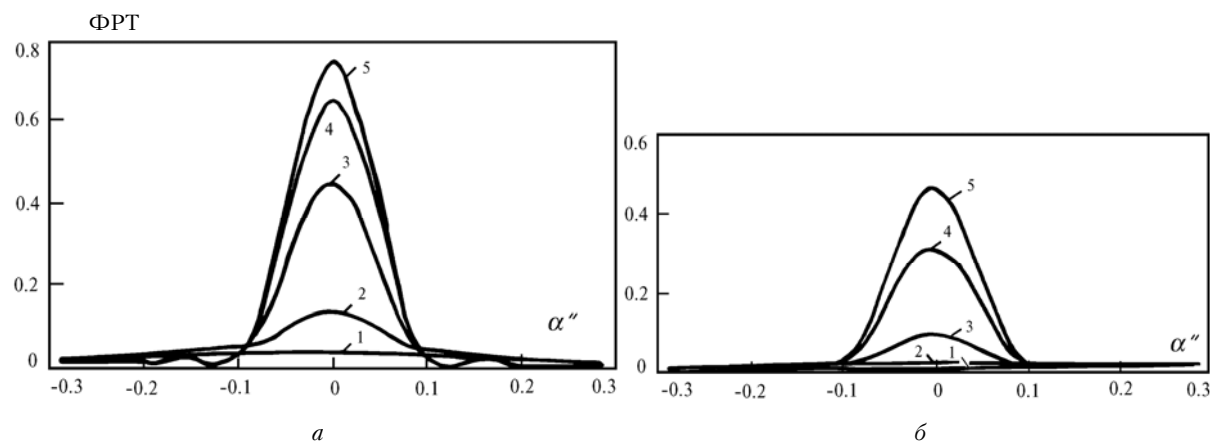


Рис. 1. ФРТ при идеальном измерении искажений волнового фронта как функция углового расстояния α при коррекции искажений составным корректором: 1 — без коррекции, 2 — $N_C = 1$ (коррекция общего наклона), 3 — $N_C = 4$, 4 — $N_C = 16$, 5 — $N_C = 64$; а) $r_0 = 20$ см, б) $r_0 = 10$ см

Таблица 1

N_C	d/r_0	St	FWHM	N_C	d/r_0	St	FWHM
$r_0 = 20$ см				$r_0 = 10$ см			
—	—	0,03	0,5"	—	—	0,008	1,1"
1	5	0,13	0,14"	1	10	0,017	0,64"
4	5/2	0,45	0,10"	4	5	0,089	0,11"
16	5/4	0,67	0,09"	16	5/2	0,31	0,10"
64	5/8	0,75	0,09"	64	5/4	0,46	0,10"

На рис. 1 изображено радиальное распределение ФРТ $I(\rho)$, полученное путем усреднения длинноэкспозиционной ФРТ $I(\rho, \varphi)$ по углу φ . Рис. 1, а соответствует значению $r_0 = 20$ см ($D/r_0 = 5$), а рис. 1, б — $r_0 = 10$ см ($D/r_0 = 10$). Число элементов корректора N_C варьировалось от 1 до 64. В табл. 1 приведены значения отношения Штреля St, равного отношению максимума ФРТ к его дифракционному значению, и полная ширина ФРТ по уровню половины от максимума (английская аббревиатура FWHM). Длина волны λ здесь и далее принималась равной 0,55 мкм.

Таким образом, мы видим, что дифракционное разрешение (FWHM = 0,09" для $D = 1$ м и $\lambda = 0,55$ мкм) достигается уже при размере элемента корректора, равном примерно 3–5 радиусам когерентности r_0 . Дальнейшее увеличение числа элементов корректора приводит только к увеличению

интенсивности. Этот вывод согласуется с результатами, полученными в [10–11] для составного корректора с гексагональными элементами.

7. ФРТ при модальном восстановлении волнового фронта

В этом разделе представлены результаты расчета ФРТ адаптивного телескопа, использующего датчик волнового фронта гартмановского типа и составной корректор волнового фронта, управление которым строится на основе алгоритма модального восстановления искажений волнового фронта, как описано выше.

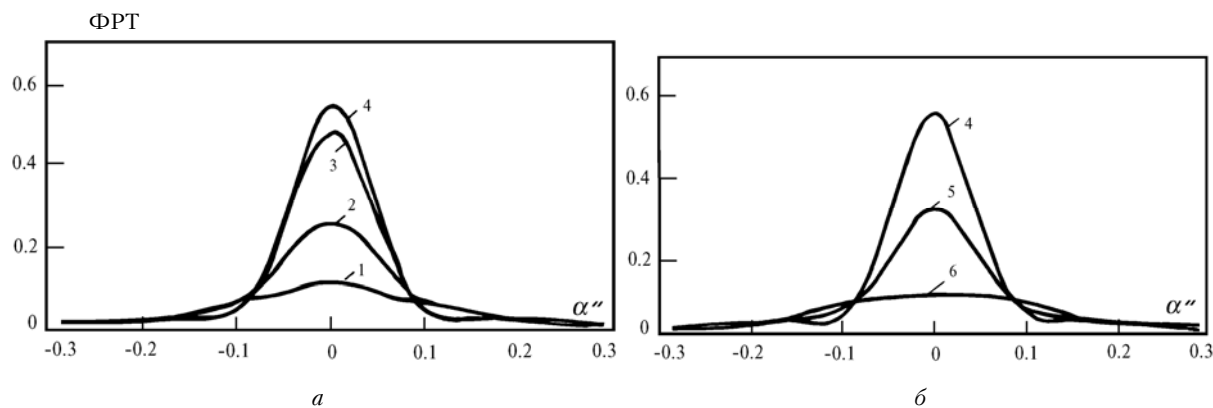


Рис. 2. ФРТ при использовании модального алгоритма восстановления волнового фронта для различного числа полиномов N_m модального представления (11): 1 – $N_m = 3$, 2 – $N_m = 6$, 3 – $N_m = 10$, 4 – $N_m = 15$, 5 – $N_m = 21$, 6 – $N_m = 28$; $r_0 = 20$ см, $N_C = N_S = 16$

На рис. 2, а, б изображены длинноэкспозиционные ФРТ, полученные для $r_0 = 20$ см и $N_S = 16$, а в табл. 2 приведены соответствующие значения St и FWHM. Звездочкой в табл. 2 и 3 помечена строка, соответствующая оценке локального наклона по смещению центра тяжести сфокусированного субапертурамн излучения, в остальных случаях мы использовали метод наименьших квадратов и определяли наклон непосредственно из волнового фронта. Число полиномов N_m в модальном представлении волнового фронта (11) принимало значения 3, 6, 10, 15, 21, 28, что соответствует полиномам 1-, 2-, 3-, 4-, 5- и 6-й степеней. При $N_m = 21$ наблюдалось увеличение ошибки восстановления волнового фронта. По-видимому, это вызвано эффектами, описанными в [19]. Однако уже при $N_m = 10$, как видно из рис. 2 и табл. 2, рост эффективности коррекции практически прекращается. Таким образом, представляется, что число полиномов, равное числу субапертур датчика, вполне достаточно при использовании алгоритма модального восстановления волнового фронта.

Таблица 2

N_m	St	FWHM
3	0,11	0,20''
6	0,25	0,13''
10	0,47	0,10''
15	0,54	0,10''
15*	0,58	0,10''
21	0,30	0,11''
28	0,09	0,27''

Таблица 3

N_s	d/r_0	St	FWHM
$r_0 = 20$ см			
4	5/2	0,20	0,12''
4*	5/2	0,17	0,14''
16	5/4	0,24	0,14''
64	5/8	0,26	0,14''
$r_0 = 10$ см			
4	5	0,03	0,27''
16	5/2	0,07	0,20''
64	5/4	0,10	0,19''
256	5/8	0,10	0,21''

8. ФРТ при аналоговом алгоритме восстановления волнового фронта

В данном разделе мы приводим результаты расчета ФРТ, при котором в отличие от предыдущего раздела использовался аналоговый алгоритм восстановления волнового фронта, описанный выше. Число субапертур датчика и сегментов корректора принимало значения 4, 16 и 64. Результаты расчета приведены на рис. 3 и в табл. 3. Видно, что хотя качество коррекции заметно хуже, чем при использовании метода модального восстановления волнового фронта, все же при достаточно большом количестве субапертур датчика можно получить многократный выигрыш по интенсивности по отношению к нескорректированной ФРТ.

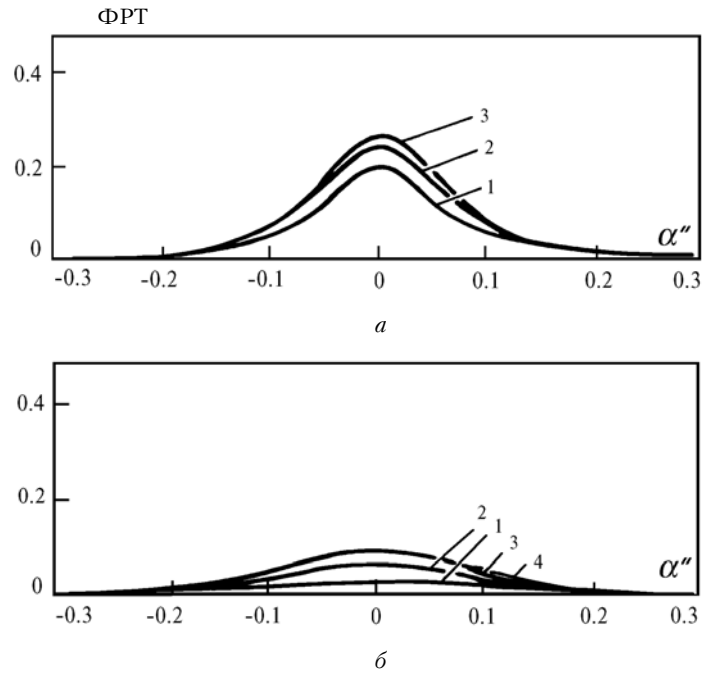


Рис. 3. ФРТ при аналоговом восстановлении волнового фронта: а) $r_0 = 20$ см, б) $r_0 = 10$ см, 1 – $N_S = 4$, 2 – $N_S = 16$, 3 – $N_S = 64$. 4 – $N_S = 256$

9. Эффективность модального алгоритма восстановления в условиях фотонного шума

В данном разделе мы приводим результаты расчета ФРТ в условиях присутствия шума фотонов в датчике волнового фронта. Расчеты выполнялись при значении $r_0 = 20$ см. В одном случае при фиксированном числе субапертур датчика $N_S = 16$ варьировалось среднестатистическое число фотонов N_{ph} (рис. 4, табл. 4), а в другом при фиксированном числе фотонов $N_{ph} = 800$ варьировалось количество субапертур (табл. 5). Количество полиномов, используемых в алгоритме модального восстановления волнового фронта, задавалось примерно равным числу субапертур.

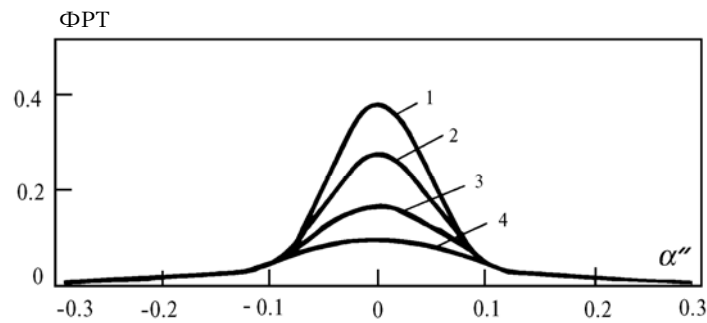


Рис. 4. ФРТ, полученная при использовании модального алгоритма в присутствии квантовых флуктуаций интенсивности: 1 – $N_{ph} = 1600$, 2 – $N_{ph} = 800$, 3 – $N_{ph} = 400$, 4 – $N_{ph} = 100$; $r_0 = 20$ см, $N_S = 16$, $N_M = 15$

Таблица 4

N_{ph}	St	FWHM
1600	0,39	0,11''
800	0,28	0,12''
400	0,17	0,14''
200	0,10	0,20''

Таблица 5

N_S	N_M	St	FWHM
4	6	0,26	0,12''
16	15	0,28	0,12''
64	28	0,18	0,15''

Таким образом, требуется приблизительно 100 фотонов на каждую субапертуру датчика (в данном случае размер субапертуры был примерно равен радиусу когерентности) за «время замороженности» турбулентности, чтобы эффективность коррекции оставалась на уровне, соответствующем бесконечному отношению сигнал/шум. При меньшем числе фотонов существует оптимальное число субапертур. Когда

количество субапертур больше, чем это число, то высокий уровень шума приводит к сильному увеличению ошибки измерения локальных наклонов волнового фронта, в противоположном случае ошибка восстановления возрастает из-за недостаточного пространственного разрешения датчика.

Заключение

Представленные в данной статье результаты расчета ФРТ адаптивного телескопа с датчиком волнового фронта гартмановского типа и составным корректором получены при помощи программы, которая может быть использована разработчиками систем адаптивной оптики для выбора оптимальной конфигурации датчика и корректора волнового фронта, а также для тестирования различных алгоритмов восстановления волнового фронта и алгоритмов управления корректором. Программа позволяет проводить как статистическое моделирование, при котором параметры излучения усредняются по ансамблю случайных реализаций турбулентных искажений, так и динамическое, при котором осуществляется усреднение по времени. В данной статье мы представили результаты статистического моделирования. Эти результаты позволяют оценить размеры элементов датчика и субапертур корректора, а также количество фотонов опорного излучения, при которых может быть получено угловое разрешение, близкое к дифракционному пределу. В нашей модели число элементов корректора равно числу субапертур датчика. Расчеты показали, что при использовании модального алгоритма восстановления волнового фронта такое число элементов корректора является избыточным, поскольку дифракционное разрешение может быть достигнуто при гораздо меньшем числе элементов (каждый из которых имеет три степени свободы), если искажения волнового фронта известны.

Дальнейшее исследование ФРТ адаптивного телескопа предполагает проведение динамического моделирования турбулентных искажений волнового фронта и компонентов адаптивной системы. Это позволит оптимизировать время накопления сигнала датчиком волнового фронта и исследовать алгоритмы управления корректором, прогнозирующие искажения волнового фронта по измерениям, проведенным в предыдущие моменты времени. Развитие данной компьютерной программы предусматривает возможность учета эффекта неизопланатизма, моделирование искусственных опорных источников, различных типов датчиков волнового фронта (сдвиговый интерферометр, гартмановский датчик кривизны волнового фронта), различных типов корректоров, а также адаптивной системы с несколькими корректорами волнового фронта.

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
3. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
4. Fried D. L. // J. Opt. Soc. Am. 1966 V. 56. № 10. P. 1372–1379.
5. Fried D. L. // Proc. IEEE 1967. V. 55. P. 57–67.
6. Noll R. J. // J. Opt. Soc. Am. 1976. V. 66. № 3. P. 207–211.
7. Roddier N. // Opt. Eng. 1990. V. 29. № 10. P. 1174–1180.
8. Buckley R. // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1975. V. 37. P. 1431–1446.
9. Martin J. M., Flatte S. M. // Appl. Optics. 1988. V. 27. № 11. P. 2111–2126.
10. Smithson R. C., Peri M. L. // J. Opt. Soc. Am. 1989. V. 6. № 1. P. 92–97.
11. Smithson R. C., Peri M. L., Benson R. S. // Appl. Optics. 1988. V. 27. № 8. P. 1615–1620.
12. Hudgin R. H. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. № 3. P. 375–378.
13. Fried D. L. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. № 3. P. 370–382.
14. Noll R. J. // J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. № 1. P. 139–140.
15. Hunt B. R. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. № 3. P. 393–399.
16. Cubalchini R. // J. Opt. Soc. Am. 1989. V. 69. № 7. P. 972–977.
17. Herrman J. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. № 1. P. 28–35.
18. Southwell W. H. // J. Opt. Soc. Am. 1970. V. 70. № 8. P. 998–1006.
19. Herrman J. // J. Opt. Soc. Am. 1981. V. 71. № 8. P. 989–992.
20. Богатуров А. Н. // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. XXVIII. № 11. С. 86–95.
21. Freischlad K., Koliopoulos C. L. // Proc. SPIE. 1985. V. 551. P. 74–80.
22. Petersen D. P., Kyung Hyun Cho // J. Opt. Soc. Am. A. 1986. V. 3. № 6. P. 818–825.
23. Hiroaki Takajo, Tohru Takahashi // J. Opt. Soc. Am. A. 1988. V. 5. № 11. P. 1818–1827.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
1 октября 1992 г.

V. P. Lukin, N. N. Mayer, B. V. Fortes. Calculation of the Point Spread Function for an Adaptive Telescope with a Hartmann Wave Front Sensor.

An adaptive telescope with a Hartmann sensor of the wave front distortions and a phase corrector in the form of a matrix of square shaped segments is considered. The efficiencies of two algorithms of the corrector control are compared. One of the algorithms proposed is very simple and can be performed without the use of a processor, i.e. with an analog device and hence can provide fast response at a low cost of a corrector control unit. The other algorithm is based on a model representation of the wave front distortions and uses the least squares method for seeking for coefficients of the aberration polynomials. The latter algorithm needs a processor to be performed, but provides for a diffraction limited resolution at a sufficient level of the reference signal. For both methods the Point Spread Function has been calculated. The averaging was done over random samples of the wave front distortions generated on a computer.