

Особенности опережающей коррекции турбулентных искажений по измерениям датчика Шэка–Гартмана

Л.В. Антошкин¹, В.В. Лавринов¹, Л.Н. Лавринова¹,
В.П. Лукин^{1,2}, М.В. Туев^{1,2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
²Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 5.04.2010 г.

Рассмотрен метод опережающей адаптивной коррекции, в основе которого лежит решение задачи прогноза фазового распределения в последующий момент времени по данным оптических измерений, полученным датчиком Шэка–Гартмана в настоящий момент. Метод можно использовать для улучшения как эффективности коррекции турбулентных искажений, так и динамических характеристик адаптивной оптической системы в целом. Представлены результаты численных экспериментов.

Ключевые слова: коррекция турбулентных искажений, датчик Шэка–Гартмана, волновой фронт; correction of turbulent distortions, Shack–Hartmann sensor; a wave front.

Введение

Адаптивная оптическая система (АОС), предназначенная для коррекции турбулентных искажений лазерного излучения, представляет собой динамическую систему с обратной связью и характеризуется временем срабатывания τ_a [1, 2], которое может отличаться от времени «замороженности» турбулентности τ_0 [3]:

$$\tau_0 = 0,31r_0/v_x, \quad (1)$$

где r_0 – радиус Фрида; v_x – поперечная составляющая скорости ветра. Время «замороженности» турбулентности τ_0 уменьшается с увеличением интенсивности турбулентных искажений, т.е. зависит от параметров турбулентности и от поперечного ветрового переноса.

Время срабатывания системы τ_a состоит из времени обработки информации, полученной видеокамерой τ_1 , времени вычисления управляющих воздействий на адаптивное зеркало τ_2 , времени отработки зеркала τ_3 , включающего инерционность и переходные процессы механической конструкции данного зеркала. Корректирующая поверхность адаптивного зеркала формируется из поверхности волнового фронта, присутствующего на входной апертуре АОС, заведомо с опозданием на величину $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$,

определяющую долгосрочность прогноза или временную задержку.

Если $\tau_a \leq \tau_0$, то коррекция турбулентных искажений посредством адаптивной системы обеспечивает оптимальную фокусировку оптического излучения в плоскости наблюдения в реальном времени. Работу же медленных адаптивных систем можно ускорить с помощью коррекции фазового распределения, прогнозируемого в момент времени $t + \tau$, на основе данных оптических измерений, полученных в момент времени t . Причем необходимым условием осуществления прогноза является то, что длительность прогноза должна быть много меньше времени ветрового переноса «замороженной» турбулентности через оптический пучок [1]. Поскольку речь идет о прогнозе на очень короткие интервалы времени, то правильной будет говорить об опережающей коррекции.

Смысл опережающей коррекции состоит в том, чтобы задать профиль рабочего зеркала, адекватный волновому фронту на входной апертуре АОС. Таким образом, наша задача заключается в создании алгоритма опережающего формирования поверхности адаптивного зеркала на основе измерений датчика Шэка–Гартмана с учетом временных характеристик всех элементов АОС.

Пусть корректирующая поверхность зеркала формируется заведомо с опозданием по времени на величину τ и отличается от реального волнового фронта, присутствующего в данный момент на входной апертуре АОС. Для осуществления опережающей коррекции на адаптивное зеркало подается сигнал управления, рассчитанный таким образом, чтобы в момент окончания переходных процессов на

* Леонид Владимирович Антошкин; Виталий Валерьевич Лавринов; Лидия Николаевна Лавринова (lnl@iao.ru); Владимир Петрович Лукин (lukin@iao.ru); Михаил Владимирович Туев.

зеркале сформировалась поверхность, соответствующая приходящему волновому фронту именно в этот момент времени. Другими словами, для реализации опережающей коррекции необходимо вычислить прогнозируемое значение фазы в точке \mathbf{r} в момент времени $t + \tau$ на основе данных оптических измерений, выполненных в момент времени t .

Любое изменение фазы за время τ может быть представлено в виде ее разложения в ряд Тейлора по времени:

$$\hat{\varphi}(\mathbf{r}, t + \tau) = \varphi(\mathbf{r}, t) + \varphi'_t(\mathbf{r}, t)\tau, \quad (2)$$

где $\varphi'_t(\mathbf{r}, t)$ — производная по времени; $\hat{\varphi}(\mathbf{r}, t + \tau)$ — прогнозируемое значение фазы в момент времени $t + \tau$.

С другой стороны, изменение фазы в пространстве характеризуется производной по направлению, которая показывает, насколько быстро изменяется фаза при движении вдоль заданного направления. Второе слагаемое в формуле (2) будет записано с помощью оператора набла:

$$\hat{\varphi}(\mathbf{r}, t + \tau) = \varphi(\mathbf{r}, t) + \nabla_{\mathbf{r}}\varphi(\mathbf{r}, t)\mathbf{v}\tau. \quad (3)$$

Более подробная форма записи выражения (3) содержит компоненты вектора скорости эволюции фазы $\mathbf{v} = \mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$:

$$\hat{\varphi}(\mathbf{r}, t + \tau) = \varphi(\mathbf{r}, t) + \left(\frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \tau} + \frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \tau} + \frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \tau} \right) \tau. \quad (4)$$

За время τ значение фазы $\varphi(\mathbf{r}, t)$ меняется в направлении оси OX на $\frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial x}v_x$, на $\frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial y}v_y$ и $\frac{\partial\varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial z}v_z$ в направлении осей OY и OZ соответственно.

1. Описание метода опережающей адаптивной коррекции

Метод опережающей коррекции основан на анализе измерений датчика Шэка–Гартмана, точнее на анализе изменений координат центров тяжести фокальных пятен (центроидов) от кадра к кадру или от одной гартманогаммы к другой. По нескольким последовательным кадрам, полученным видеокамерой, рассчитывается текущая скорость изменения координат центроидов, т.е. приращение координат центроидов от кадра к кадру, и определяется новое положение центроидов через время τ . По новым координатам центроидов реконструируется прогнозируемый волновой фронт, соответствующий приходящему на апертуру датчика именно в момент времени $t + \tau$.

Для прогнозируемого волнового фронта $\hat{\varphi}(\mathbf{r}, t + \tau)$ его локальные наклоны пропорциональны смещениям координат центроидов в фокальной плоскости линзового раstra [4]. Смещения содержат в себе приращения соответствующих координат $\Delta\xi_k$, $\Delta\eta_k$ за время τ :

$$\frac{\partial\hat{\varphi}(x_k, y_k, z_k, t + \tau)}{\partial x} = \frac{d}{f}(\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k), \quad (5)$$

$$\frac{\partial\hat{\varphi}(x_k, y_k, z_k, t + \tau)}{\partial y} = \frac{d}{f}(\eta_k^0 - \eta_k - \Delta\eta_k),$$

где f , d — фокус и диаметр линз соответственно; $\hat{\varphi}(x_k, y_k, z_k, t + \tau)$ — значение фазы приходящего волнового фронта на k -ю линзу в момент времени $t + \tau$; (ξ_k, η_k) — координаты k -го центроида для измеряемого волнового фронта, (ξ_k^0, η_k^0) — для опорного.

Механизм вычисления приращения по одной из координат $\Delta\xi_k$ проиллюстрирован на рис. 1, где кривая представляет изменение координаты ξ k -го центроида во времени.

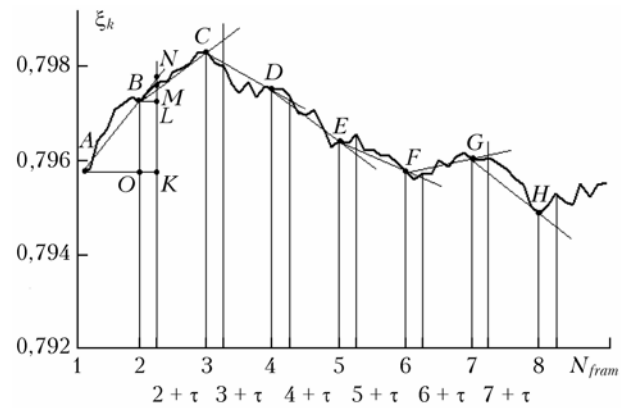


Рис. 1. Вычисление координаты ξ k -го центроида, соответствующего значению фазы на апертуре датчика в момент времени $t + \tau$, N_{fram} — номер кадра

Для конкретной АОС отношение временной постоянной τ ко времени между кадрами Δt является константой. Тогда приращения координат могут быть выражены следующим образом:

$$\Delta\xi_k = (\xi_k - \xi'_k) \frac{\tau}{\Delta t}, \quad \Delta\eta_k = (\eta_k - \eta'_k) \frac{\tau}{\Delta t}, \quad (6)$$

где (ξ_k, η_k) , (ξ'_k, η'_k) — координаты k -го центроида относительно двух последовательных кадров.

Значение в точке M является искомым значением координаты ξ k -го центроида в момент $2 + \tau$. Метод опережающей коррекции определяет значение в точке N . Величина отрезка NM составляет погрешность данного измерения и соответственно метода опережающей коррекции в целом. Чем меньше величина отрезка NM , тем эффективней опережающая коррекция. С другой стороны, чем больше τ , тем больше может быть длина отрезка NM .

2. Численный эксперимент и анализ результатов

Для иллюстрации метода опережающей коррекции была применена модель динамической турбулентности [5], которая в рамках гипотезы «замороженности» турбулентности представляет совокупность

коррелированных случайных фазовых экранов, каждый из которых, начиная со второго, является результатом смещения в поперечном направлении первого экрана, моделируемого спектром фон Кармана:

$$\Phi_n(\kappa) = 0,489r_0^{-5/3}(\kappa_0^2 + \kappa^2)^{-11/6} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right);$$

$$r_0 = \left(0,423k^2 \int_0^L C_n^2(l) dl\right)^{-3/5}; \quad (7)$$

$$\kappa_m = 5,92/l_0, \quad \kappa_0 = 2\pi/L_0,$$

где C_n^2 – структурная постоянная флуктуаций показателя преломления; L_0, l_0 – внешний и внутренний масштабы неоднородностей; L – длина трассы; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны.

Сценарий численных экспериментов следующий: гауссов пучок проходит через турбулентный экран, размещенный на входной апертуре датчика, затем линзовым растром делится на отдельные пучки, которые фокусируются в плоскости наблюдения, далее определяются координаты центроидов, по которым реконструируется поверхность фазового распределения. Интенсивность фазовых флуктуаций на входной апертуре характеризуется радиусом Фрида r_0 . В проводимых экспериментах $r_0 = 0,05$, т.е. значение r_0 нормировано на масштаб расчетной сетки, равный $10a$, a – радиус пучка на входной апертуре, и соответствует 5 см; набор неоднородностей (7) меняется в интервале с верхней границей $L_0 = 10$ м и нижней $l_0 = 1$ мм.

Реализация каждого последующего экрана является результатом смещения всех точек распределения фазы на заданное число пикселей относительно предыдущего фазового распределения и соответствует волновому фронту, приходящему на входную апертуру численной модели датчика Шэка–Гартмана в следующий момент времени. Смещение случайного фазового или турбулентного экрана задает поперечный ветровой перенос турбулентности. Из гартманогаммы, формируемой видеокамерой по световому полю, падающему на линзовый растр датчика, реконструируется волновой фронт.

На рис. 2 представлены профиль исходного турбулентного экрана (кривая 1), профиль турбулентного экрана, смещенного по координате x на 64 пикселя (кривая 2), что соответствует размеру зоны на гартманогамме, и профили реконструированных волновых фронтов (кривые 3 и 4 соответственно).

При смещении турбулентного экрана происходит изменение положения центроидов. На гартманогамме k -й центроид ($k = 29$) с координатами $\xi_k = 0,621955$, $\eta_k = 0,614254$ перемещается в соседнюю зону, где его координаты составляют $\xi'_k = 0,795519$, $\eta'_k = 0,614071$. Вторая координата k -го центроида существенно не изменилась. При частоте камеры $\nu = 200$ Гц, скорости ветра $v_x = 2$ м/с и расстоянии между центрами микролинз $d = 1$ см время между кадрами Δt составляет 5 мс, тогда смещение k -го центроида $\Delta\xi_k$ на одну зону составляет 64 пикселя (рх).

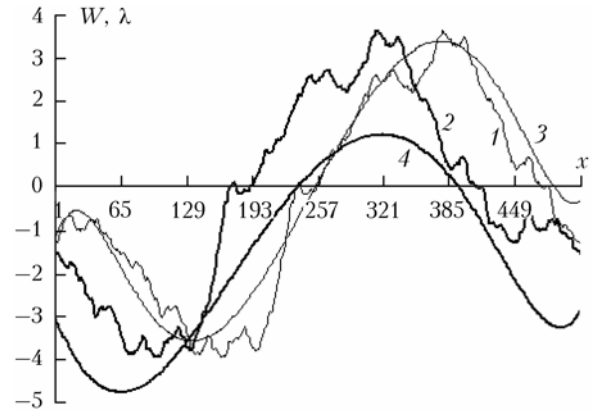


Рис. 2. Профили двумерных фазовых распределений на входной апертуре датчика (исходному турбулентному экрану соответствует кривая 1, смещенному на 64 пикселя – 2) и реконструированных волновых фронтов (кривые 3 и 4 соответственно)

Анализ эксперимента показывает, что смещение турбулентного экрана вдоль плоскости линзового растра в направлении изменения координаты x сопровождается смещением координаты ξ для всех центроидов гартманогаммы в том же направлении, однако реконструированные волновые фронты, помимо смещения одного относительно другого в том же направлении, характеризуются изменением и в направлении распространения излучения. Предположение, что смещение координат центроидов обусловлено не только смещением приходящего волнового фронта вдоль апертуры датчика, проиллюстрировано на рис. 3.

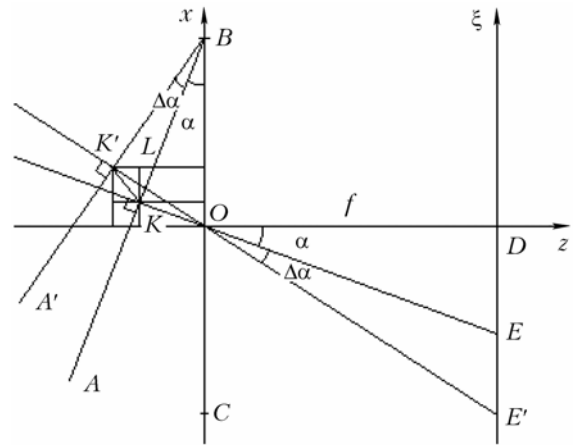


Рис. 3. Схематическое изображение прохождения оптического пучка через одиночную линзу в датчике Шэка–Гартмана

Здесь представлено прохождение оптического излучения через одиночную (k -ю в линзовом растре) линзу BC диаметром d . Прямая DE соответствует плоскости приемного устройства, AB – плоскости приходящего волнового фронта. Отрезок DE , равный $\xi_k^0 - \xi_k$ (смещению координаты ξ k -го центроида приходящего волнового фронта относительно опорного, в данном случае плоского), пропорционален углу прихода $\angle DOE = \alpha$ и углу наклона волнового фронта $\angle ABC = \alpha$.

Пусть вычисляемое на основе метода опережающего формирования фазы приращение по координате ξ для k -го центроида соответствует отрезку EE' . Тогда смещение координаты ξ k -го центроида относительно опорного составляет отрезок DE' . Угол прихода будет равен $\alpha + \Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ соответствует приращению EE' . На величину $\Delta\alpha$ изменится и угол наклона $\angle A'BC = \alpha + \Delta\alpha$, которому будет соответствовать прямая $A'B$, лежащая в плоскости, касательной к приходящему в момент времени $t + \tau$ на входную апертуру АОС волновому фронту. Задание новых значений координат центроидов ведет к преобразованию волнового фронта, сформированного в момент времени t , в фазовую поверхность, соответствующую волновому фронту, приходящему в момент $t + \tau$. Приращение EE' соответствует изменению разности фаз от $\varphi(K) - \varphi(B)$ до $\varphi(K') - \varphi(B)$, изменение равно $\varphi(K') - \varphi(K)$; KE и $K'E'$ – нормали к приходящим волновым фронтам в моменты времени t и $t + \tau$ соответственно, проходящие через центр линзы. Изменение фазы от значения в точке $K(x_k, y_k, z_k, t)$ до значения в точке $K'(x'_k, y'_k, z'_k, t + \tau)$ в трехмерном пространстве при поперечном ветровом переносе представляет собой сумму двух векторов в соответствии с формулой (4). Первый вектор KL характеризует перемещение точки волнового фронта вдоль плоскости линзового раstra, второй вектор $K'L$ является результатом перемещения данной точки волнового фронта вдоль направления распространения излучения, совпадающего с оптической осью линзы.

В результате несложных вычислений получают выражения, связывающие координаты центра тяжести k -го фокального пятна, изображенного в плоскости наблюдения точкой $E(\xi_k, \eta_k = \eta_k^0, t)$, и координаты точки волнового фронта $K(x_k, y_k = y_k^0, z_k, t)$, являющейся точкой пересечения плоскости, касательной к поверхности волнового фронта на входной апертуре датчика и нормали к плоскости, проходящей через центр линзы и точку E .

В момент времени t в случае поперечного ветрового переноса турбулентности координаты точки K могут быть представлены так:

$$x_k = \frac{d}{2} \frac{(\xi_k^0 - \xi_k)^2}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k)^2}; \quad z_k = \frac{d}{2} \frac{f(\xi_k^0 - \xi_k)}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k)^2}. \quad (8)$$

В момент времени $t + \tau$ координаты точки $K'(x'_k, y'_k = y_k, z'_k, t + \tau)$ имеют вид

$$x'_k = \frac{d}{2} \frac{(\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2}, \quad (9)$$

$$z'_k = \frac{d}{2} \frac{f(\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2}.$$

В численном эксперименте, в котором осуществляется поперечный ветровой перенос турбулентности, $y'_k - y_k = 0$, перемещения волнового фронта вдоль

плоскости линзового раstra $x'_k - x_k$ (вектор KL) и вдоль трассы распространения излучения $z'_k - z_k$ (вектор $K'L$) вычисляются как разности:

$$x'_k - x_k = \frac{d}{2} \left(\frac{(\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2} - \frac{(\xi_k^0 - \xi_k)^2}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k)^2} \right); \quad (10)$$

$$z'_k - z_k = \frac{df}{2} \left(\frac{\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k - \Delta\xi_k)^2} - \frac{\xi_k^0 - \xi_k}{f^2 + (\xi_k^0 - \xi_k)^2} \right). \quad (11)$$

Изменение волнового фронта вдоль трассы распространения излучения существенно зависит от фокусного расстояния линзы.

Для центра тяжести фокального пятна с координатой $\xi_k = 0,621955$ в момент времени t и координатой $\xi_k + \Delta\xi_k = 0,795519$ в момент $t + \tau$ при заданных параметрах: диаметре микролинз $d = 1$ см, фокусном расстоянии $f = 1$ см, длине дифракции $Z_d = 0,25ka_0^2$ и радиусе пучка на входной апертуре датчика $a = 10$ см длина вектора KL составляет 54 рх, что с учетом размера масштаба расчетной сетки соответствует 0,54 мм. Длина вектора $K'L$ равна 2,05138λ при $\lambda = 0,63$ мкм.

Для оценки достоверности метода опережающей коррекции сравним результаты трех экспериментов. Пусть $\Delta x_k = 26$ рх, что соответствует $\tau = 2$ мс. В первом эксперименте реконструируется волновой фронт для турбулентного экрана, смещенного на входной апертуре датчика относительно своего первоначального положения в направлении OX на величину KL , составляющую 22 рх, и в направлении OZ – на величину $K'L$, равную $0,833373\lambda$ при $\lambda = 0,63$ мкм. Профиль данного реконструированного волнового фронта на рис. 4 изображен кривой 2.

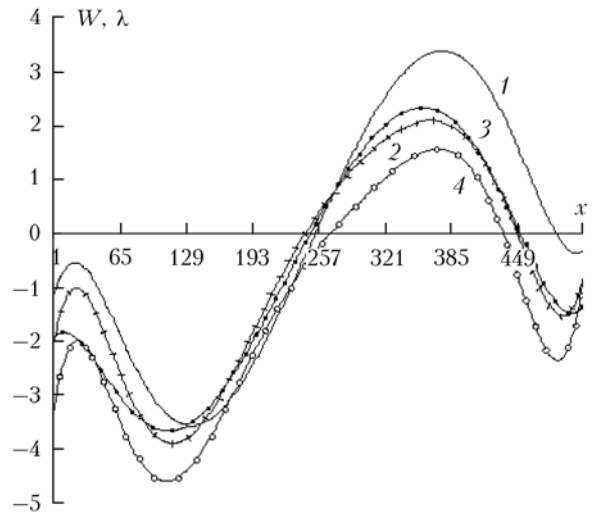


Рис. 4. Профили реконструированных волновых фронтов: в момент времени t кривая 1 соответствует турбулентному экрану, в момент времени $t + \tau$ кривая 2 – смещенному вдоль плоскости линзового раstra и вдоль оптической оси, 3 – вычисленному на основе метода опережающей коррекции, 4 – смещенному вдоль плоскости линзового раstra

Во втором эксперименте по вычисленным в момент времени t координатам центроидов определяются на основе метода опережающей коррекции координаты центроидов в момент времени $t + \tau$ и по ним реконструируется волновой фронт, профиль которого соответствует кривой 3 на рис. 4. Кривая 1 представляет собой профиль реконструированного волнового фронта для первоначального фазового распределения на входной апертуре датчика. Кривая 4 (результат третьего эксперимента) соответствует турбулентному экрану, смещенному на входной апертуре датчика относительно своего первоначального положения в направлении OX на 26 рх, и существенно отличается от кривых 2 и 3.

Сравнение волнового фронта, построенного на основе опережающего прогноза при временной задержке $\tau = 2$ мс (кривая 3 на рис. 5) с волновым фронтом без прогноза (кривая 2), реконструированным относительно турбулентного экрана (кривая 1), приходящего на входную апертуру датчика в момент времени $t + \tau$, подчеркивает эффективность опережающего прогноза, выполненного на основе измерений датчика Шэка–Гартмана.

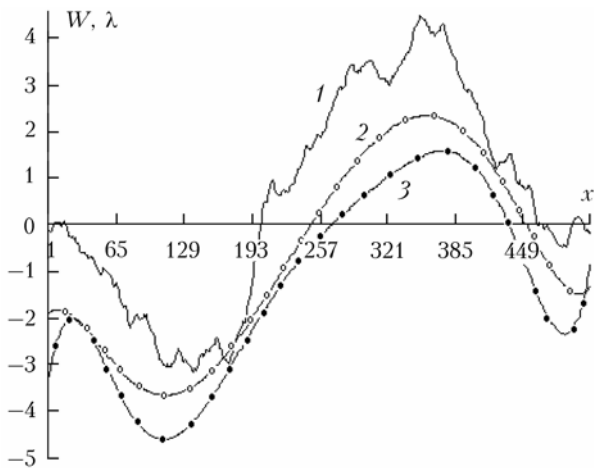


Рис. 5. Профили турбулентного экрана в момент времени $t + \tau$ (кривая 1); реконструированного волнового фронта (2); волнового фронта, вычисленного на основе метода опережающей коррекции в момент времени $t + \tau$ (3)

Эффективность метода опережающей коррекции характеризуется дисперсией разности значений прогнозируемого волнового фронта $\hat{W}(\mathbf{r}, t + \tau)$ и соответствующих значений фактического волнового фронта $W(\mathbf{r}, t + \tau)$ [1]. В качестве фактического $W(\mathbf{r}, t + \tau)$ здесь оценивается волновой фронт, реконструированный для турбулентного экрана, смещенного и вдоль плоскости линзового раstra, и вдоль оптической оси. На рис. 6 представлено изменение дисперсии σ^2 в зависимости от отношения a/r_0 , характеризующего интенсивности фазовых искажений, для различных значений временной задержки τ (кривые 1–3 соответствуют $\tau = 1, 2, 3$ мс). Кривая 4 отражает изменение дисперсии разности значений волнового фронта, приходящего на апертуру датчика в момент времени t , без опережающего прогноза

и соответствующих значений фактического в момент времени $t + \tau$.

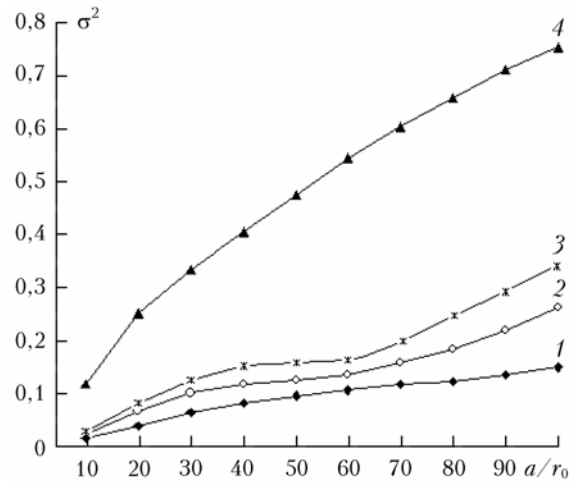


Рис. 6. Дисперсия отклонений прогнозируемого волнового фронта относительно фактического в зависимости от интенсивности фазовых искажений для различных значений временной задержки τ (кривые 1–3); 4 – без опережающего прогноза фазового распределения

Результаты применения метода опережающей адаптивной коррекции значительно отличаются от результатов адаптивной коррекции без опережающего прогноза фазового распределения. Причем отличие растет с увеличением интенсивности фазовых флуктуаций. С ростом интенсивности фазовых искажений увеличивается и различие между значениями волнового фронта, полученными на основе опережающего прогноза, и значениями фактического волнового фронта, что означает понижение эффективности метода опережающей коррекции. Увеличение временной задержки τ также сопровождается ростом дисперсии разности соответствующих значений прогнозируемого и фактического волновых фронтов для всех значений отношения a/r_0 .

Заключение

Посредством численных экспериментов показано, что прогноз фазового распределения на входной апертуре датчика может быть осуществлен на основе анализа изменений координат центроидов во времени. Изменения координат центроидов в фокальной плоскости соответствуют изменениям поверхности приходящего волнового фронта в пространстве. Каждому значению фазы на входной апертуре датчика, определенному двумя локальными наклонами, соответствует точка поверхности, положение которой задается тремя координатами, соотношенными с плоскостью линзы и направлением распространения оптического излучения.

Если принять плоскость линзового раstra и оптическую ось за систему координат, то в ней координаты точки на поверхности волнового фронта связаны с координатами пикселя фокального пятна гартманограммы определенными соотношениями. В случае поперечного ветрового переноса определены соотношения

между координатами центроидов и координатами точек поверхности волнового фронта, каждая из которых является точкой пересечения плоскости проходящего волнового фронта и нормали к плоскости, опущенной из центра тяжести соответствующего фокального пятна.

Таким образом, анализируя изменение координат центроидов в фокальной плоскости от кадра к кадру, можно определить на основе метода опережающей коррекции те значения координат центроидов, которые будут соответствовать ожидаемому волновому фронту.

Из представленных результатов численных экспериментов также следует, что датчик Шэка—Гартмана может быть применен не только традиционно для реконструкции волнового фронта, но и для формирования поверхности зеркала, воспроизводящей волновой фронт, проходящий в настоящий момент времени на входную апертуру датчика. Таким обра-

зом, по измерениям датчика Шэка—Гартмана может быть решена и проблема временной задержки в замкнутом контуре адаптивной системы.

1. Zuev V.E., Lukin V.P. Dynamic characteristic of optical adaptive systems // Appl. Opt. 1987. V. 26. P. 139–144.
2. Лукин В.П. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере фронта // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 937–944.
3. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
4. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 1. С. 75–80.
5. Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция тепловых и турбулентных искажений лазерного излучения деформируемым зеркалом. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2008. 152 с.

L.V. Antoshkin, V.V. Lavrinov, L.N. Lavrinova, V.P. Lukin, M.V. Tuev. **Peculiarities of forestalling correction of turbulent distortions according to measurements of Shack–Hartmann sensor.**

For the purpose of the improvement of correction quality and the dynamic characteristics of adaptive optical system on the whole it is suggested here the method of forestalling adaptive correction. In basis of this method it is the solution of the problem forecasting the phase distortion in next moment of time according to measurements of phase distribution in given moment of time. It are presented the results of numerical experiments.