

УДК 535.416.3

ГИБКИЕ ЗЕРКАЛА ДЛЯ АДАПТИВНЫХ СИСТЕМ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

М. А. Воронцов, А. В. Кудряшов, В. И. Шмальгаузен

Рассмотрены основные характеристики модальных корректоров волнового фронта, предназначенных для компенсации атмосферных искажений световых пучков. Исследована математическая модель модального корректора, выполненного на основе полупассивного биморфного элемента, рассчитаны функции отклика (т. е. деформация зеркала при возбуждении произвольного элемента), оценена величина ошибки аппроксимации полиномом Цернике и изучена возможность компенсации атмосферной турбулентности с помощью такого корректора. Исследованы динамические характеристики зеркала и произведена оптимизация его конструкции.

Корректор волнового фронта можно считать ключевым элементом любой адаптивной оптической системы [1]. Более того, сама структура адаптивной системы подчас выбирается исходя из возможностей и типа корректора.

Многообразие задач, при решении которых используются методы адаптивной оптики, не позволяет однозначно ответить на вопрос, какой корректор волнового фронта является наилучшим. В принципе, общие требования к идеальному корректору сформулировать достаточно просто: он должен быть быстродействующим, отличаться хорошим пространственным разрешением и большим диапазоном изменения параметров управления, обладать (если это нужно) лучевой стойкостью и при этом быть простым в управлении, дешевым и технологичным в изготовлении. Очевидно, что перечисленные требования весьма противоречивы. В силу этого вопрос о наилучшем корректоре ставится в зависимости от круга решаемых задач. В каждом конкретном случае учитывается, в какой степени можно или приходится поступиться быстродействием, числом управляющих элементов (степеней свободы), диапазоном изменения параметров, стоимостью и т. д. Например, при решении типичных задач атмосферной оптики требования к быстродействию корректора диктуются временными флуктуациями показателя преломления на трассе пучка ($\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ с). Идеальный корректор атмосферных искажений должен обладать частотным диапазоном коррекции не хуже 1—5 кГц. Практически реализовать такое быстродействие при большом диапазоне коррекции и числе N каналов управления весьма сложно.

При решении задачи коррекции волнового фронта в данном случае можно пойти по иному пути. Известно, что крупномасштабные фазовые неоднородности (порядка размера приемной или передающей апертуры) являются сравнительно медленными по отношению к мелкомасштабным неоднородностям [2]. Кроме того, эти крупномасштабные фазовые неоднородности имеют большой динамический диапазон изменения. Поэтому в адаптивных оптических системах для коррекции волнового фронта, искаженного атмосферными неоднородностями, имеет смысл использовать два или большее число корректоров. Для

компенсации крупномасштабных аберраций целесообразно применять сравнительно медленные модальные корректоры, обладающие большим динамическим диапазоном. Для компенсации же мелкомасштабных аберраций—более быстродействующие сегментированные корректоры.

Настоящая работа посвящена анализу эффективности компенсации атмосферной турбулентности с помощью одного из наиболее перспективных типов модальных корректоров—гибкого зеркала на основе биморфного элемента.

1. Основные характеристики модальных корректоров волнового фронта. Отличительной особенностью модальных корректоров является нелокальный характер деформации поверхности зеркала в ответ на приложенное управляющее воздействие a_j , $j = 1, \dots, N$ (N —число степеней свободы корректора). Деформация поверхности зеркала $R_j(\mathbf{r})$, вызванная единичным управляющим воздействием, приложенным к отдельному приводу, называется функцией отклика (\mathbf{r} —координата поверхности зеркала). Обычно предполагается линейная зависимость деформации $R_j(\mathbf{r})$ от приложенного напряжения. Нелокальный характер деформации осложняет управление зеркалом, однако большой динамический диапазон коррекции, который можно достичь, является хорошим стимулом для преодоления этих трудностей.

В общетеоретическом плане для исследования модальных корректоров адаптивных систем атмосферной оптики важно получить ответ на следующий вопрос: какая система функций отклика является наилучшей для компенсации атмосферной турбулентности? Ответ можно сформулировать следующим образом [3]. Для наилучшей системы функций отклика среднеквадратичная ошибка аппроксимации флуктуаций фазы $\varphi(\mathbf{r})$ является минимальной, т. е.

$$\Delta_N = \int \langle [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_c(\mathbf{r})]^2 \rangle d^2\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $\varphi_c(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N a_j R_j(\mathbf{r})$ —профиль зеркала. Усреднение производится по ансамблю флуктуаций фазы $\varphi(\mathbf{r})$ в атмосфере.

Такой системой функций $R_j(\mathbf{r})$ является система Карунена—Лоева [4]. Эти функции не выражаются через элементарные и получают путем решения системы интегральных уравнений. Работать с ними сложно даже при теоретических исследованиях, тем более трудно надеяться на создание реального корректора, система функций отклика которого совпадает с оптимальной. Можно, однако, попытаться найти подходящую систему функций, близкую к оптимальной, но практически более удобную. Такой системой функций является система полиномов Цернике $Z_j(\mathbf{r})$ [5]. Детальное исследование эффективности компенсации влияния атмосферной турбулентности с помощью гипотетического корректора, функции отклика которого совпадают с полиномами Цернике, проведено в ряде работ [7, 9]. О практической попытке создать такой корректор сообщалось в работе [8]. Предложенное зеркало позволяло корректировать такие аберрации, как дефокусировка и астигматизм.

Трудно надеяться на то, что функции отклика какого-либо корректора точно совпадут с полиномами Цернике. Вполне возможно, однако, составить линейные комбинации $\sum_{k=1}^N b_{jk} R_k(\mathbf{r})$, которые хорошо аппроксимируют исходные полиномы. Коэффициенты b_{jk} можно найти из решения следующей задачи квадратичной аппроксимации:

$$\varepsilon_j = \int \left[Z_j(\mathbf{r}) - \sum_{k=1}^N b_{jk} R_k(\mathbf{r}) \right]^2 d\mathbf{r} \rightarrow \min, \quad j = 1, \dots, M. \quad (2)$$

В [6] такая задача решалась для функций отклика зеркала выполненного в виде пластины с приводами. Вопрос состоит в том, какое число N этих функций отклика нужно взять для удовлетворительной аппроксимации заданного числа M полиномов. Увеличение числа приводов ведет к существенному усложнению конструкции зеркала и крайне нежелательно. С другой стороны, с малым числом приводов трудно надеяться на хорошую аппроксимацию полиномов Цернике. Для сравнительной оценки модальных корректоров, аппроксимирующих заданное число M функций, можно ввести следующий параметр:

$$K_M = \frac{M}{N} \left/ \sum_{j=1}^M \frac{\varepsilon_j}{M} \right. . \quad (3)$$

Коэффициент M/N характеризует эффективность использования приводов, а величина $M^{-1} \sum_{j=1}^M \varepsilon_j$ — среднюю ошибку, приходящуюся на одну аппроксимируемую функцию. Для корректора, предложенного в [8], соответствующее значение K_M равно 15, а для рассматриваемого ниже биморфного корректора с пятью управляющими электродами — 17. Оценка (3) не учитывает динамических свойств корректора, а они представляются весьма важными. Следует заметить, что во всех работах, посвященных модальным корректорам, эта сторона вопроса практически не исследовалась. При работе зеркала в динамическом режиме форма функций отклика, вообще говоря, будет отличаться от статической. В разд. 4 мы остановимся на этом вопросе более подробно.

2. Оценка эффективности компенсации фазовых искажений с помощью модального корректора. Далеко не всегда целесообразно пытаться аппроксимировать с помощью функций отклика полиномы Цернике или какую-либо другую систему функций. Имеет смысл выяснить, насколько хорошо сами функции отклика корректора способны компенсировать фазовые искажения в атмосфере. Для этого необходимо оценить среднюю ошибку аппроксимации фазовых искажений $\varphi(\mathbf{r})$ с помощью функций отклика корректора, т. е. найти величину

$$\sigma_N^2(\mathbf{r}) = \left\langle \left[\varphi(\mathbf{r}) - \sum_{j=1}^N a_j R_j(\mathbf{r}) \right]^2 \right\rangle \quad (4)$$

Рассмотрим эту задачу. Заметим, что под аппроксимацией фазы $\varphi(\mathbf{r})$ с помощью адаптивного зеркала понимается близость формы зеркала $\varphi_c(\mathbf{r})$ к профилю фазы $\varphi(\mathbf{r})$, при этом возможное несовпадение среднего уровня фазы $\varphi(\mathbf{r})$ и профиля зеркала игнорируется (фаза определяется с точностью до аддитивной постоянной). Для того чтобы это несовпадение средних уровней не вносило вклада в ошибку аппроксимации (4), можно поступить следующим образом. Вычтем из фазы $\varphi(\mathbf{r})$ некоторое постоянное значение $a_0 R_0(\mathbf{r})$, где $R_0(\mathbf{r}) = 1$. Величину a_0 наряду с коэффициентами a_j в (4) найдем из условия наилучшей аппроксимации фазы $\varphi(\mathbf{r})$ в среднеквадратичном смысле:

$$e = (1/S) \int [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_c(\mathbf{r})]^2 d^2\mathbf{r} \rightarrow \min,$$

где S — площадь апертуры корректора. При этом для удобства будем считать равными нулю средние по апертуре значения от функций отклика, т. е.

$$\int R_j(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} = \begin{cases} 0, & j = 1, \dots, N \\ S, & j = 0 \end{cases}$$

Все постоянные сдвиги уровня фазы автоматически учитываются коэффициентом a_0 . Из результатов работы [6] следует, что наилучшая аппроксимация достигается в том случае, когда коэффициенты a_j выбраны в соответствии с формулой

$$a_j = \sum_{i=0}^N C_{ij}^{-1} B_i, \quad (5)$$

где C_{ij}^{-1} — элементы матрицы, обратной к матрице коэффициентов,

$$C_{ij} = (1/S) \int R_i(\mathbf{r}) R_j(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}, \quad (6)$$

а

$$B_i = (1/S) \int \varphi(\mathbf{r}) R_i(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}.$$

Флуктуации фазы $\varphi(\mathbf{r})$ будем считать однородными и изотропными. Выражение (5) для коэффициентов a_j подставим в формулу (4) и проведем усреднение. В результате получим

$$\begin{aligned} \sigma_N^2(\mathbf{r}) = & B(0) - \frac{2}{S} \sum_{i,j=0}^N C_{ij}^{-1} R_j(\mathbf{r}) \int R_i(\boldsymbol{\rho}) B(|\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}|) d^2\boldsymbol{\rho} + \\ & + \frac{1}{S^2} \sum_{i,j,k,l=0}^N R_j(\mathbf{r}) R_l(\mathbf{r}) C_{ij}^{-1} C_{kl}^{-1} \int R_i(\boldsymbol{\rho}) R_k(\boldsymbol{\rho}') B(|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) d^2\boldsymbol{\rho} d^2\boldsymbol{\rho}'. \end{aligned} \quad (7)$$

Воспользуемся связью между корреляционной $B(\boldsymbol{\rho})$ и структурной $D(\boldsymbol{\rho})$ функциями флуктуаций фазы

$$B(\boldsymbol{\rho}) = (1/2) |D(\infty) - D(\boldsymbol{\rho})|$$

и выразим в (7) $B(\boldsymbol{\rho})$ через $D(\boldsymbol{\rho})$. После довольно громоздких преобразований получим окончательное выражение для дисперсии нескомпенсированной фазы

$$\sigma_N^2(\mathbf{r}) = \frac{1}{S} \sum_{i,j=0}^N C_{ij}^{-1} R_j(\mathbf{r}) F_i(\mathbf{r}) - \frac{1}{2S^2} \sum_{i,j,k,l=0}^N R_j(\mathbf{r}) R_l(\mathbf{r}) C_{ij}^{-1} C_{kl}^{-1} d_{ik}, \quad (8)$$

где

$$F_j(\mathbf{r}) = \int D(|\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}'|) R_j(\boldsymbol{\rho}) d^2\boldsymbol{\rho}, \quad d_{ik} = \int R_i(\boldsymbol{\rho}) F_k(\boldsymbol{\rho}) d^2\boldsymbol{\rho}.$$

При выводе (8) использовалось равенство $\sum_{i=0}^N R_i(\mathbf{r}) C_{i1}^{-1} = 1$, следующее из соотношений (5) и (6).

Выражение (8) описывает распределение по апертуре зеркала дисперсии нескомпенсированной фазы. Пример расчета этой величины приводится ниже. Интегрирование выражения (8) в пределах аперту-

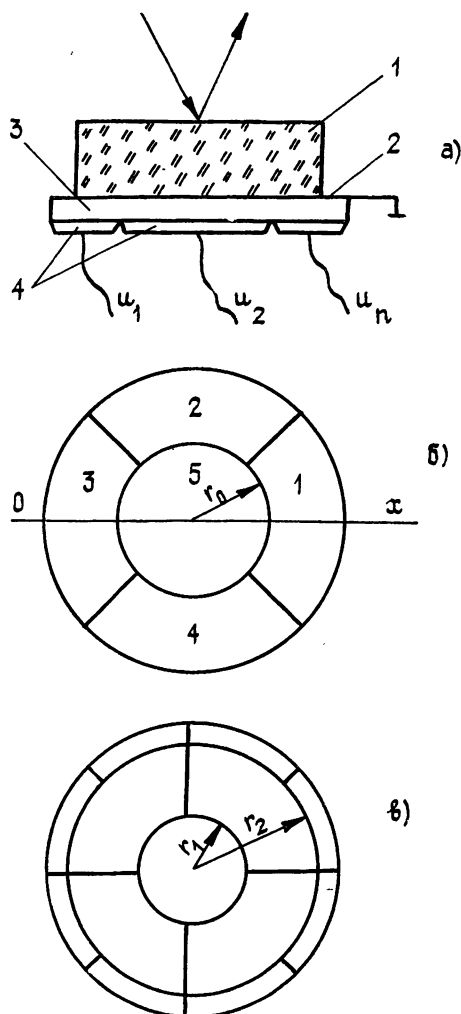
ры зеркала позволяет получить оценку эффективности Δ_N компенсации атмосферных искажений фазы корректором с известными функциями отклика [9].

3. Модальный корректор волнового фронта на основе биморфного пьезоэлемента. Рассмотрим возможность создания на основе биморфной пьезопластины эффективного модального корректора волнового фронта. Идея использования биморфного элемента в качестве гибкого зеркала принадлежит Кокоровскому [10]. Наша задача заключается в расчете и оптимизации конструкции такого зеркала с точки зрения эффективности его использования в адаптивных системах атмосферной оптики. Предложенное зеркало позволяет успешно компенсировать такие aberrации, как дефокусировка, астигматизм, кома и сферическая aberrация.

Общий вид корректора представлен на рис. 1а. К пьезокерамической пластине с напыленными на обе стороны электродами приклеена тонкая стеклянная подложка (возможны несколько иные конструктивные решения зеркала). На рис. 2 показаны экспериментальные образцы таких зеркал с апертурами 40 и 80 мм. Зеркало с апертурой 40 мм выполнено в виде полупассивного биморфа на стеклянной подложке толщиной $h \sim 2$ мм. Толщина пьезокерамической пластины 0,3 мм. Во втором варианте конструкции пьезокерамика приклеена к тонкой ($h \sim 1$ мм) медной пластине. Эксперименты с зеркалами показали их высокую чувствительность и неплохое качество оптической поверхности ($\sim 0,1$ мкм). В настоящей работе основное внимание уделяется теоретическому расчету характеристик таких зеркал и эффективности их использования при компенсации атмосферной турбулентности.

Рис 1. а) Конструкция полупассивного биморфного зеркала (1 — стеклянная подложка, 2 — общий электрод, 3 — пьезокерамическая пластина, 4 — управляющие электроды),

б), в) геометрия управляющих электродов на поверхности пьезокерамической пластины



Принцип работы зеркала заключается в следующем. При подаче на управляющий электрод постоянного напряжения под действием обратного пьезоэффекта возникает изгибающий момент $M(r, t)$, который деформирует поверхность зеркала. Можно показать, что если на

одну из поверхностей пьезокерамической пластины нанести несколько управляющих электродов (рис. 16), то, подавая независимые напряжения $u_i(r, t)$ ($i = 1, \dots, N$) на различные элементы, можно изменять профиль зеркала.

Для оценки возможностей корректора необходимо рассчитать функции отклика различных элементов пьезокерамической пластины, т. е. деформацию формы поверхности зеркала, возникающую под воздействием управляющего напряжения $u_i(r, t)$, приложенного к i -му электроду. Расположение и форму электродов пока конкретизировать не будем, считая управляющее напряжение $u_i(r, t)$ функцией координаты $r = \{r, \theta\}$ поверхности зеркала и времени t . Для определения функций отклика воспользуемся теорией колебаний тонких пластин [11]. Изгиб зеркала описывается уравнением

$$\partial^2 w / \partial t^2 + \alpha^4 \nabla^2 \nabla^2 w = \nabla^2 u, \quad (9)$$

$w(r, t)$ — относительная деформация пластины (профиль зеркала), ∇^2 — оператор Лапласа по переменным r, θ , $u(r, t)$ — распределение управляющего напряжения по поверхности пластины, $\alpha^4 = Eh^2 / 12\gamma(1-\nu)$, где h — толщина зеркала, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, γ — плотность.

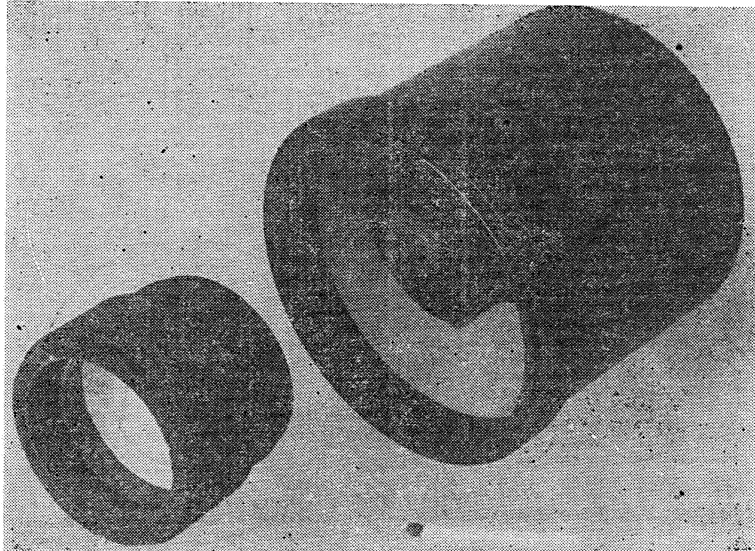


Рис. 2. Фотография экспериментальных образцов полупассивных биморфных зеркал.

Решение уравнения (9) для произвольной функции $u(r, t)$ наиболее просто найти, если воспользоваться методом функции Грина:

$$w(r, t) = \int_0^t \int_S G(r, \xi, t - \tau) \nabla^2 u(\xi, \tau) d^2 \xi d\tau, \quad (10)$$

где функция Грина $G(r, \xi, t - \tau)$ является решением уравнения (9) при $u(r, t) = \delta(r - \xi) \delta(t - \tau)$ (δ — дельта-функция). Интегрирование по переменной ξ ведется в пределах площади зеркала S .

Динамические свойства решения $w(r, t)$ наиболее удобно анализировать в спектральном представлении. Для этого в (10) произведем преобразование Лапласа по переменной t . В результате получим

$$R(r, p) = \int_S W(r, \xi, p) \nabla^2 U(\xi, p) d^2 \xi, \quad (11)$$

где $p = \mu + i\omega$ — комплексная частота, \mathcal{R} , U , W — преобразование Лапласа функций ω , u и G соответственно ($W(r, \xi, p)$ имеет смысл передаточной функции пластины).

Функцию Грина $G(r, \xi, t - \tau)$, а также передаточную функцию $W(r, \xi, p)$ можно представить в виде суммы собственных форм колебаний пластины

$$W(r, \xi, p) = \sum_{i,j=0}^{\infty} v_{ij}(r) v_{ij}(\xi) (p - \omega_{ij})^{-2}, \quad (12)$$

где ω_{ij} — собственные частоты колебаний. Вид функций v_{ij} и значения частот зависят от граничных условий закрепления зеркала. В дальнейшем будем рассматривать свободную пластину. В этом случае, согласно [12], собственные функции имеют вид

$$v_{ij}(r, \theta) = \Phi_{ij}(r) \begin{cases} \sin(i\theta) \\ \cos(i\theta) \end{cases}, \quad r \in [0, 1],$$

$$\Phi_{ij}(r) = J_i(k_{ij}r) + a_{ij}I_i(k_{ij}r),$$

Таблица 1

ω_{ij}/ω_0	k_{ij}	a_{ij}
1	2,232	0,223
1,3	3,014	-0,0839
2,63	3,497	0,098
3,1	4,63	-0,0185

J_i — функция Бесселя, а I_i — функция Инфеляда i -го порядка [13]. Собственные числа k_{ij} связаны с частотами собственных колебаний ω_{ij} соотношением $\omega_{ij}^2 = \alpha^4 k_{ij}^4 / hb^4$, где b — радиус пластины [14]. Величины a_{ij} определяются из граничных условий. В табл. 1 приведены значения ω_{ij} , k_{ij} и a_{ij} для свободно закрепленной пластины (ω_0 — частота первого резонанса).

Рассмотрим электрод в форме части сектора $r \in [r_1, r_2]$, $\theta \in [0, \theta_2]$. В этом случае функцию отклика легко найти, воспользовавшись соотношением (11):

$$R(r, \theta, p) = \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\Phi_{kn}(r) \cos k\theta}{(p - \omega_{kn})^2} \left\{ [\Phi'_{kn}(r_2) r_2 - \Phi'_{kn}(r_1) r_1] \frac{1}{k} \times \right.$$

$$\times (\sin k\theta_2 - \sin k\theta_1) - k \int_{r_1}^{r_2} \Phi_{kn}(\rho) \frac{d\rho}{\rho} (\sin k\theta_1 - \sin k\theta_2) \left. \right\} +$$

$$+ \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\Phi_{kn}(r) \sin k\theta}{(p - \omega_{kn})^2} \left\{ [\Phi'_{kn}(r_2) r_2 - \Phi'_{kn}(r_1) r_1] \times \right.$$

$$\times \frac{1}{k} (\cos k\theta_1 - \cos k\theta_2) - k \int_{r_1}^{r_2} \Phi_{kn}(\rho) \frac{d\rho}{\rho} (\cos k\theta_2 - \cos k\theta_1) \left. \right\}. \quad (13)$$

Полученная функция отклика $R(r, \theta, p)$ зависит от бесконечного числа собственных форм пластины, вклад которых уменьшается примерно как $1/\omega_{kn}^2$. Так как величины собственных частот достаточно быстро возрастают (см. табл. 1), то при практических расчетах можно учитывать лишь несколько первых членов ряда. Выражение (13) позволяет вычислить деформацию зеркала, форма управляющих электродов которого представляет собой часть сектора.

4. Расчет основных характеристик адаптивного зеркала на основе симорфного пьезоэлемента. Рассмотрим конфигурацию электродов, показанную на рис. 16. Двумерная картина деформации поверхности зеркала при возбуждении первого элемента изображена на рис. 3. Приведенная на рис. 3 функция отклика была рассчитана в квазистатическом случае при $\omega = 0$. С увеличением частоты ω форма функций отклика меняется (рис. 4). Это, вообще говоря, создает дополнительные трудности при управлении зеркалом. Существенные изменения функций отклика начинаются лишь в области частот $\omega > \omega_2/3$ (ω_2 — частота первого резонанса). При меньших значениях ω отличие от квазистационарного случая незначительно.

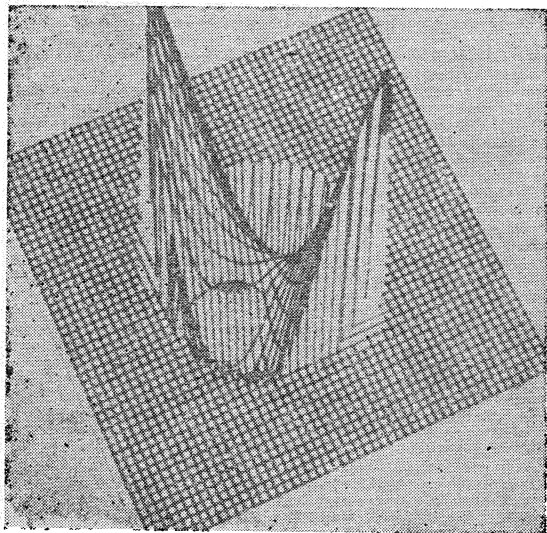


Рис. 3. Функция отклика первого электрода

Приведенные функции отклика хорошо аппроксимируют первые шесть полиномов Цернике (кроме наклонов): кривизну поля ($Z_4(r)$), астигматизм ($Z_5(r)$, $Z_6(r)$), кому ($Z_7(r)$, $Z_8(r)$), сферическую аберрацию ($Z_{11}(r)$). При расчетах использовалось решение задачи (2) минимизации среднеквадратичной ошибки ϵ_j .

Помимо рассчитанных функций отклика пластины $R_j(r)$ использовались еще две дополнительные функции $R_1 = r \cos \theta$ и $R_2 = r \sin \theta$, описывающие наклоны зеркала как целого. Реализовать эти функции можно с помощью отдельного корректора или дополнительных приводов, наклоняющих оправу зеркала. Введение этих дополнительных функций оправдано, так как аппроксимация наклонов волнового фронта с помощью функций отклика пластины приводит к большим ошибкам. Погрешность аппроксимации полиномов Цернике зависит от радиуса секционирования r_0 (рис. 16). Величину r_0 можно выбрать таким образом, чтобы обеспечить наилучшую аппроксимацию выбранного полинома. В табл. 2 приводятся некоторые результаты расчета ошибок аппроксимации ϵ_j при различных значениях r_0 . Из таблицы видно, что наилучший результат аппроксимации астигматизма достигается при $r_0 = 0,99$ (соответствующее значение ϵ_j подчеркнуто). Полученные результаты говорят о хорошем согласии с выводами работы [8], где для аппроксимации астигматизма применялась пластина с управляющим моментом, приложенным по краям. Относительные значения управляющих напряжений, которые необходимо подать на отдельные электроды, приведены в табл. 3.

Таблица 2

Среднеквадратичная ошибка аппроксимации полиномов Цернике

Тип аберрации	Радиус секционирования пяти-элементного биморфного зеркала						36-элементное зеркало [6]	13-элементное биморфное зеркало
	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9	0,99		
Кривизна поля	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	0,040	$5,3 \cdot 10^{-3}$
Астигматизм	0,401	0,340	0,177	0,091	0,017	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,025	0,130
Кома	0,131	<u>0,115</u>	0,162	0,243	0,370	0,514	0,029	0,038
Сферическая аберрация	0,345	0,253	<u>0,114</u>	0,172	0,311	0,523	—	0,070

Интересно сравнить полученные результаты с соответствующими данными, приведенными в работе [6] для корректора, управляемого с помощью 36 приводов. Функции отклика этого корректора локализованы в окрестности привода. Результаты аппроксимации полиномов Цернике с помощью этих функций также приводятся в табл. 2. Сравнение показывает, что биморфная пластина с семью приводами в целом лучше аппроксимирует такие aberrации, как астигматизм и кривизна поля. Из результатов, приведенных в табл. 2, видно, что наибольшая ошибка связана с аппроксимацией комы. Эту ошибку можно существенно уменьшить, если ввести дополнительно восемь секций (электродов), расположенных как показано на рис. 1в. В последней графе таблицы приводятся результаты аппроксимации aberrаций с помощью такого зеркала (радиусы секционирования равны $r_1=0,2$ и $r_2=0,6$).

Смещение зеркала, усл.ед.

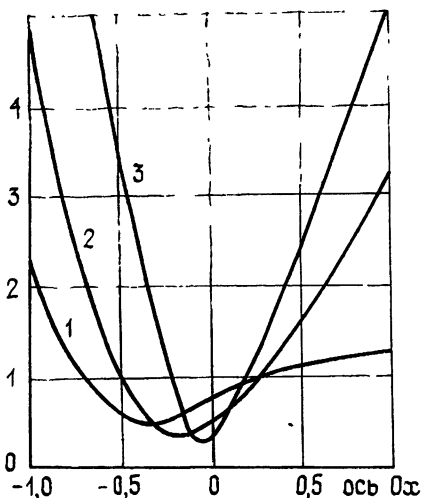


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость функции отклика от частоты ω : 1 — $\omega = 0$, 2 — $\omega = \omega_0/3$, 3 — $\omega = \omega_0/2$ (ω_0 — частота первого резонанса). Сечения показаны вдоль оси Ox (рис. 16).

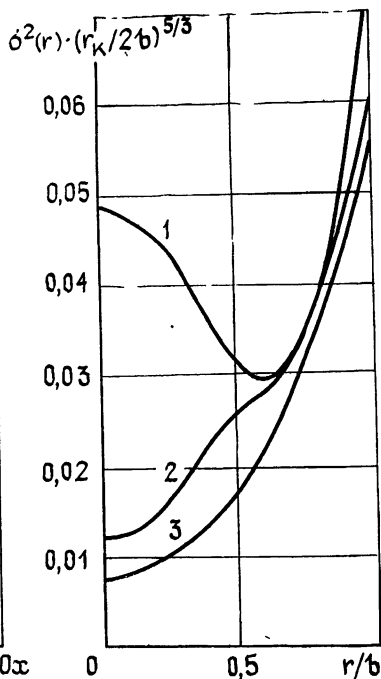


Рис. 5.

Рис 5 Распределение дисперсии некомпенсированной фазы по апертуре зеркала: кривая 1 — компенсация первых трех полиномов Цернике ($N=3$), кривая 2 — распределение дисперсии некомпенсированной фазы при дополнительном управлении центральной секцией зеркала (5 электрод) ($N=4$), кривая 3 — то же самое при управлении всем зеркалом ($N=8$)

Эффективность компенсации фазовых искажений, вызванных атмосферной турбулентностью, с помощью биморфного зеркала рассчитывалась по формуле (7). Структурная функция флуктуаций фазы бралась в виде

$$D(r) = 6,88 (r/r_k)^5, \quad (14)$$

где r_k — радиус когерентности. Формула (14) справедлива для плоских или сферических волн и обычно используется для оценочных расчетов флуктуаций фазы [9, 15]. На рис. 5 приведено распределение остаточной ошибки $\sigma_N^2(r, \theta)$, $\theta=0$ по апертуре зеркала. Интересно сравнить эф-

фективность адаптации в турбулентной атмосфере при использовании функций отклика биморфной пластины и полиномов Цернике [9]. В табл. 4 приведены усредненные по апертуре зеркала значения дисперсии остаточной фазы в этих двух случаях (рассматривалось зеркало с пятью электродами и тремя внешними приводами, компенсирующими наклоны и положение). В обоих случаях расчеты проводились на основе структурной функции флуктуаций фазы (14). В рамках рассматриваемой модели фазовых флуктуаций с помощью биморфного зеркала удается компенсировать атмосферные искажения почти так же эффективно, как и при помощи функций отклика в форме полиномов Цернике. Результирующая дисперсия остаточной ошибки $\Delta_N = 0,083$ лишь на 0,030 хуже соответствующего значения, рассчитанного в [9] для первых восьми полиномов Цернике.

Таблица 3

Тип аберрации	Номера электродов (рис. 16)				
	1	2	3	4	5
Кривизна поля	1	1	1	1	3,85
Астигматизм	1	-1	1	-1	0
Кома	-1	-1	1	1	0
Сферическая аберрация	1	1	1	1	-2,52

Таблица 4

j	Δ_j	
	Полиномы Цернике	Биморфный корректор
0	1,029 — положение	1,029 — положение
1	0,582 } положение +	0,582 } положение +
2	0,134 } наклоны	0,134 } наклоны
3	0,111 — + дефокусировка	0,110 — + центральный элемент
4	0,088 } + астигматизм	0,103 — + первый элемент
5	0,065 } + астигматизм	0,096 — + второй элемент
6	0,059 } + кома	0,088 — + третий элемент
7	0,053 } + кома	0,083 — + четвертый элемент

Расчеты основных характеристик модального корректора на основе биморфного элемента свидетельствуют о перспективности их использования в адаптивных системах атмосферной оптики. При оптимизации конструкции зеркала ожидаемая ошибка компенсации фазовых искажений в атмосфере лишь незначительно превышает соответствующее значение, полученное при использовании гипотетического корректора, функции отклика которого совпадают с первыми восемью полиномами Цернике.

Результаты экспериментальных исследований описанного выше зеркала приведены в [16].

ЛИТЕРАТУРА

- Харди Дж. — ТИИЭР, 1978, 66, № 6, с. 31.
- Hogge В, Butts R. — IEEE, 1976, AP-24, № 2, p. 144.
- Harvey J, Callahan G — SPIE, 1978, 141, p. 151.
- Wang J, Markey J. — J Opt. Soc. Am., 1978, 68, № 1, p. 78.
- Борн М, Вольф Э Основы оптики. — М.: Наука, 1973
- Hudgin R. — J. Opt. Soc. Am., 1977, 67, № 3, p. 393.
- Воронцов М. А., Корябин А. В., Шмальгаузен В. И — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 3, с. 284.

- 8 Fuschetto A. — SPIE, 1979, 179, p. 17.
- 9 Noll R — J Opt Soc. Am., 1976, 66, № 3, p. 207.
10. Kokorowsky S. — J. Opt Soc Am, 1979, 69, № 1, p. 181.
11. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки — М: Наука, 1966.
- 12 Гонткевич В. С. Собственные колебания пластин и оболочек. — Киев: Наукова думка, 1964.
- 13 Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям — М: Наука, 1979
- 14 Рэлей Дж. Теория звука — М — Л. Гостелиздат, 1940, т. 1.
- 15 Стробен Д. Распространение лазерного излучения в атмосфере — М: Мир, 1981
- 16 Воронцов М. А., Кудряшов А. В., Назаркин С. И¹, Шмальгаузен В. И. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 6, с. 1247

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 сентября 1983 г

THE FLEXIBLE MIRRORS FOR THE ADAPTIVE SYSTEMS OF THE ATMOSPHERIC OPTICS THEORETICAL ANALYSIS

M. A. Vorontsov, A. V. Kudryashov, V. I. Shmal'gausen

In this work the main characteristics of the modal correctors for the compensation of the atmospheric distortions of the light beam are considered. The flexible mirrors made from semipassive piezoelectric bimorph are analysed: the mathematical model of the corrector is investigated, the influence functions are calculated, the value of the error of approximation of Zernike polynomials and the possibility of compensation of the atmospheric turbulence with the help of such corrector is discussed. Dynamic characteristics of the mirror and the optimisation of its structure are presented.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.373.826

О КОРРЕЛЯЦИОННОМ АНАЛИЗЕ ФЛУКТУАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Е. А. Монастырский, Г. Я. Патрушев

Во всех методах корреляционного анализа для связи скорости переноса неоднородностей среды и статистических характеристик сигналов используются наиболее общие свойства пространственно-временной корреляционной функции флуктуаций излучения, не связанные с типом распространяющейся волны и конкретной моделью поля показателя преломления. В большинстве из них применяются предложенные Бриггсом, Филлипсом и Шинном в 1950 г. (метод BPS) исходные положения, связывающие среднюю скорость смещения дифракционной картины $\langle \varphi \rangle$, кажущуюся скорость φ_k и скорость хаотической изменчивости со средней перпендикулярной трассе распространения скоростью ветра v_{\perp} , ее флуктуационной компонентой σ_{\perp} и углом между скоростью ветра и направлением разноса точек наблюдения α . Из простых качественных рассуждений следует, что эти соотношения применимы для широких коллимированных пучков при слабых флуктуациях скорости переноса неоднородностей. Это отмечается в ряде работ. Но при распространении излучения, особенно на приземных трассах, v_{\perp} может быть малой по сравнению с σ_{\perp} .

В первом приближении метода плавных возмущений, используя гипотезу «локальной замороженности», получено выражение для пространственно-временной корреляционной функции флуктуаций уровня амплитуды гауссова пучка при флуктуирующем ветре. Проведен детальный численный анализ зависимости корреляционной функции от дифракционного размера излучающей апертуры при различных соотношениях флуктуационной и регулярной компонент скорости переноса неоднородностей и произвольной взаимной ориентации вектора скорости ветра и направления разноса точек наблюдения.

(Окончание см. с. 1435)