

Таким образом, экспериментально подтвержден резонансный характер поглощения на периодических поверхностях, найдены максимумы поглощения, положение которых практически совпадает с теоретическими расчетами. Подтверждено, что поведение угловых зависимостей коэффициента поглощения вдали от углов эффективного возбуждения ПЭВ описывается формулами Френеля. Предложен метод определения гармонических составляющих рельефа поверхности по отклонению угловых зависимостей коэффициента поглощения от кривых Френеля. Предложен метод измерения углового спектра лазерного излучения при помощи исследования максимумов поглощения на оптимальных решетках.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семинов В. Н.//УФН. 1985. 147, № 4. С. 675. [2] Емельянов В. И., Семинов В. Н.//Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. М., 1988. С. 1. [3] Ахманов С. А., Семинов В. Н., Соколов В. И.//Препринт НИЦТЛАН. 1987. № 25. [4] Емельянов В. И., Семинов В. Н.//Квант. электроника. 1987. 14, № 1. С. 47. [5] Inagaki T., Motosuga M., Yamamori K., Arakawa E. T.//Phys. Rev. 1983. B28, N 4. P. 1740. [6] Inagaki T., Motosuga M., Arakawa E. T.//Phys. Rev. 1983. B28, N 8. P. 4211. [7] Urso I., Mihailescu I. N., Pora A. C. et al.//Appl. Phys. Lett. 1984. N 4. P. 365. [8] Карабутов А. А., Платоненко В. Т., Руденко О. В., Чупрына В. А.//Квант. электроника. 1985. 12, № 10. С. 2126. [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.//Электродинамика сплошных сред. М., 1982. § 87. [10] Карабутов А. А., Уваров А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 5. С. 64.

Поступила в редакцию
22.06.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 621.378.325

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНТЕГРАЛЬНОЙ АППРОКСИМАЦИИ ФАЗЫ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СИСТЕМАХ АДАПТИВНОЙ ФОКУСИРОВКИ

Ф. Ю. Канев, Е. А. Липунов, С. С. Чесноков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассмотрены алгоритмы воспроизведения упругим зеркалом заданного фазового профиля светового пучка. Предложена эффективная процедура аппроксимации фазы, основанная на методе наименьших квадратов и позволяющая при малом числе каналов управления задавать фазовые поверхности первого и второго порядков с высокой точностью. На основе численной модели адаптивного зеркала выполнен анализ влияния параметров корректора на качество адаптивной фокусировки в линейной и нелинейной средах.

При компенсации теплового самовоздействия лазерных пучков на основе фазового сопряжения [1] возникает проблема воспроизведения упругим зеркалом заданной функции пространственных координат (фазового профиля). Одним из наиболее распространенных способов воспроизведения является коллокационное задание фазы, которому поверхность прогиба зеркала поточечно совмещается с требуемой поверхностью посредством смещения сервоприводов [2]. К недостаткам такого подхода нужно отнести прежде всего значительное число каналов управления, необходимое для достижения концентрации поля на объекте с требуемой для практики точностью. В настоящей

работе предложена эффективная процедура аппроксимации фазы, основанная на методе наименьших квадратов и позволяющая уменьшить число сервоприводов корректора без снижения качества адаптивной фокусировки излучения как в линейной, так и в нелинейной средах.

Простейший фазовый корректор [3] представляет собой упругое зеркало со свободными краями, закрепленное в центральной точке и деформируемое системой поперечных сил и изгибающих моментов. Для деформаций зеркала предлагается использовать жесткие выносные тяги, расположенные по его контуру и перемещаемые сервоприводами.

В соответствии с теорией тонких пластин прогиб отражающей поверхности зеркала $w(x, y)$ описывается бигармоническим уравнением

$$D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) = q(x, y),$$

где D — цилиндрическая жесткость пластины, q — поперечная нагрузка. Для свободного участка контура L_j граничные условия имеют вид

$$D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial n^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} \right) \Big|_{L_j} = \frac{\partial}{\partial n} \left(D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial n^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} \right) \right) \Big|_{L_j} = 0,$$

где n, s — нормаль и касательная к L_j . В центральной точке

$$w(0, 0) = \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{0,0} = \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{0,0} = 0$$

при жестком закреплении и

$$w(0, 0) = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Big|_{0,0} = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \Big|_{0,0} = 0$$

при шарнирном закреплении. Расчет формы отражающей пластины проводится методом конечных элементов [4].

Распространение светового пучка на трассе описывается в квазиоптическом приближении уравнением

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2 \frac{k^2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} T E, \quad (1)$$

где E — комплексная амплитуда светового поля; T — возмущения температуры среды, наводимые пучком; k — волновое число. В квазистационарном режиме коррекции, когда характерное время вариации фазы пучка существенно превышает конвективное время $\tau_v = a_0/V$, для T справедливо уравнение вынужденного теплопереноса

$$\rho C_p V \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha I, \quad (2)$$

где a_0 — начальный радиус пучка, V — скорость движения среды, в выбранной системе координат совпадающая по направлению с осью x , α — коэффициент молекулярного поглощения, ρC_p — теплоемкость единицы объема среды, $I = (cn_0/8\pi) |E|^2$ — плотность мощности излучения.

При отражении от зеркала, имеющего прогиб $w(x, y)$, пучок приобретает фазу

$$U(x, y) = 2kw(x, y),$$

которая используется в граничном условии для светового поля на входе в среду (при $z=0$)

$$E(x, y, 0) = E_0(x, y) \exp \{iU(x, y)\}.$$

Амплитудный профиль пучка E_0 выбран гауссовским:

$$E_0(x, y) = \left(\frac{8\pi}{c n_0} I_0 \right)^{1/2} \exp \{ -(x^2 + y^2) / (2a_0^2) \},$$

где I_0 — пиковая плотность мощности на зеркале. Система уравнений (1), (2) решалась методом расщепления по физическим факторам [5] с использованием быстрого преобразования Фурье.

С целью оптимизации длины выносных тяг зеркала рассмотрена задача о фокусировке в линейной среде пучка с оптимальной фазой, задаваемой зеркалом фиксированного диаметра $L_R = 10 a_0$, выбранного в соответствии с результатами [3]. Пиковая плотность мощности I_m , достигаемая в плоскости $z_0 = 0,25 ka_0^2$ путем восхождения на холм в пространстве координат управления — поперечных сил, приложенных к концам четырех выносных тяг (рис. 1), представлена в табл. 1 в зависимости от их длины l . В табл. 1 даны также смещения зеркала w_i в точках закрепления тяг.

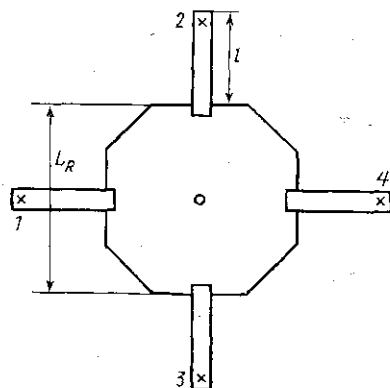


Рис. 1. Упругий корректор с моментно-силовым воздействием. Точки приложения поперечных сил помечены крестиками

Таблица 1

l/a_0	0	2	4	6	8	10	∞
I_m/I_d	0,81	0,85	0,89	0,91	0,92	0,93	0,99
w_i/λ	5,04	6,43	7,24	7,73	8,07	8,24	10,26

I_d — дифракционно ограниченная плотность мощности в фокальной плоскости, λ — длина волны ($z_0 = 0,25 ka_0^2$).

Для количественной оценки точности воспроизведения зеркалом заданной фазой поверхности $\varphi(x, y)$ воспользуемся интегральным среднеквадратичным отклонением

$$\varepsilon = \left\{ \iint_{S_R} (\varphi - w)^2 f dx dy / \iint_{S_R} \varphi^2 f dx dy \right\}^{1/2},$$

где $w(x, y)$ — прогиб отражающей поверхности зеркала, $f = \exp \{ -(x^2 + y^2) / a_0^2 \}$ — весовая функция, S_R — радиус области локализации энергии. Аппроксимацию заданной фазы упругим зеркалом будем проводить методом наименьших квадратов путем минимизации ε в четырехмерном пространстве управляющих сил. В качестве базисных функций, пригодных для определения качества упругого корректора, естественно взять низшие оптические aberrации: наклон z_1 , фокусировку z_2 и астигматизм z_3 . Зависимости соответствующих отклонений ε_i от длины

выносных тяг и диаметра зеркала приведены на рис. 2, а и б соответственно. Видно, что при малых l фокусировка воспроизводится хуже, чем астигматизм, ошибка в наклоне от l не зависит и для шарнирно закрепленного зеркала равна нулю. С увеличением относительного размера зеркала L_R/a_0 среднеквадратичные ошибки в воспроизведении

фокусировки и астигматизма монотонно убывают, что связано с уменьшением влияния краевых эффектов в рабочей области зеркала, занимаемой пучком. Ошибка по наклону в случае жесткого закрепления центра, связанная с существованием недеформируемой зоны в центральной части зеркала, растет с увеличением отношения его диаметра к радиусу пучка. Совместное рассмотрение данных, приведенных в табл. 1 и на рис. 2, позволяет заключить, что оптимальный диаметр зеркала близок к $10a_0$ (ср. с данными [3]), а оптимальная длина выносных тяг примерно равна диаметру зеркала.

Анализ эффективности компенсации теплового самовоздействия упругим зер-

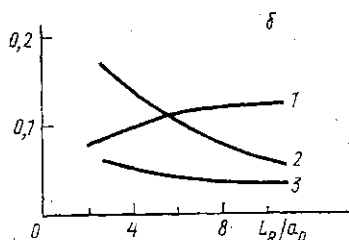
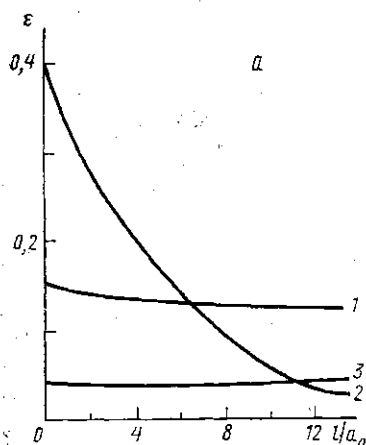


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного отклонения ε от длины выносных тяг l (а) и от диаметра зеркала L_R (б) при воспроизведении зеркалом низших оптических аберраций: наклона при жестком закреплении центра зеркала (1), фокусировки (2) и астигматизма (3)

калом проведен в режиме стационарной ветровой рефракции. Как известно, степень нелинейных искажений пучка, распространяющегося в движущейся среде, оценивается параметром

$$R_0 = \frac{2k^2 a_0^3 \alpha (\partial n / \partial T)}{\rho C_p V n_0} I_0.$$

В качестве параметров пучка в плоскости $z=z_0$ удобно использовать стандартные характеристики [5]: критерий фокусировки j_f/P_0 , имеющий смысл относительной доли световой мощности, попадающей в пределы апертуры радиуса a_0 (P_0 — полная мощность в пучке); пиковую плотность мощности I_m/I_0 ; наветренное смещение энергетического центра пучка x_c/a_0 и эффективный радиус σ/a_0 . Применение алгоритма модифицированного фазового сопряжения [6] при вариациях фазы, проводимых в квазистационарном режиме, обеспечивает надежное достижение предельных характеристик концентрации светового поля в плоскости наблюдения.

Результаты численного моделирования адаптивной компенсации ветровой рефракции для случая длинной трассы ($z_0=0,5 ka_0^2$) и умеренной нелинейности ($R_0=-20$) сведены в табл. 2. Там представлены установившиеся в итерационном процессе фазового сопряжения параметры излучения на объекте фокусировки в зависимости от числа ка-

Таблица 2

Параметры излучения в плоскости $z = z_0$	Воспроизведение фазы				
	коллокационное			интегральное	идеальное
	$N = 4$	$N = 8$	$N = 20$	$N = 4$	$N \rightarrow \infty$
j_f/P_0	0,18	0,35	0,36	0,36	0,37
j_m/I_0	0,40	0,87	0,82	0,80	1,15
x_c/a_0	-0,80	-0,40	-0,30	-0,22	-0,22
σ/a_0	1,50	1,32	1,29	1,29	1,25

$$R_v = -20, \quad z_0 = 0,5ka_0^2.$$

налов управления N . При коллокационном воспроизведении фазы взяты конфигурации сервоприводов, изображенные на рис. 3, при интегральном (на основании метода наименьших квадратов) — на рис. 1. Для сравнения в последней колонке табл. 2 приведены данные [7], полученные с использованием идеализированного фазового корректора, воспроизводящего требуемый фазовый фронт без ограничений. Из таблиц видно, что интегральный способ воспроизведения фазы позволяет вдвое сократить число каналов управления по сравнению с коллокационным без снижения качества фокусировки в нелинейной среде.

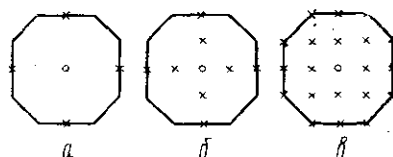


Рис. 3. Конфигурации сервоприводов при коллокационном воспроизведении фазы

Сопоставление с данными [2] показывает, что концентрация поля на объекте, достигаемая на основе метода фазового сопряжения, того же порядка, что и на основе апертурного зондирования. Вместе с тем стационарное распределение поля на объекте формируется в первом алгоритме за значительно меньшее число итераций, чем во втором. Применение интегрального способа воспроизведения фазы пучка упругим зеркалом позволяет получить высокое качество фокусировки при небольшом числе каналов управления без дополнительных конструктивных затрат.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Адаптивная оптика/Под ред. Д. Фрида. М., 1980. [2] Канев Ф. Ю., Чесноков С. С.//Оптика атмосферы. 1989. 2, № 3. С. 302. [3] Чесноков С. С.//Изв. вузов, Радиофизика. 1987. 30, № 10. С. 1213. [4] Чесноков С. С.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. 50, № 4. С. 796. [5] Ахманов С. А. и др.//Изв. вузов, Радиофизика. 1980. 23, № 1. С. 1. [6] Канев Ф. Ю., Чесноков С. С.//Квант. электроника. 1987. 14, № 10. С. 2125. [7] Воронцов М. А., Чесноков С. С.//Изв. вузов, Физика. 1980. № 10. С. 15.

Поступила в редакцию
22.06.89