«Оптика атмосферы», **1**, № 4 (1988) УДК 621.378.325:535.3

П.А. Коняев, В.П. Лукин, Б.В. Фортес

ФАЗОВАЯ КОРРЕКЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ КОГЕРЕНТНОГО ПУЧКА

Рассматривается тепловое самовоздействие фокусированного гауссова пучка на трассе с экспоненциальным убыванием параметра нелинейности. Методом численного моделирования исследуется потенциальная эффективность программной фазовой коррекции этих искажений, причем высшие аберрации компенсируются составным зеркалом с гексагональной упаковкой сегментов. Рассмотрена также эффективность коррекции только низших аберраций (наклон, дефокусировка, астигматизм). Сделан вывод о соотношении между низшими и высшими аберрациями.

Известно [1, 3], что программная фазовая коррекция является наиболее простым и в то же время достаточно эффективным способом уменьшения тепловых искажений мощных пучков для тех случаев, когда основные нелинейные искажения фазы излучения приходятся на участок трассы, расположенный вблизи излучающей апертуры. Это условие выполняется для сканирующих пучков и для вертикальных атмосферных трасс. Программная коррекция осуществляется введением в фазу оптического излучения корректирующего предыскажения $\varphi_к$, вычисляемого, например, по следующей формуле:

$$\varphi_к(x,\ y) = \frac{1}{2} T'(x,\ y,\ z=0) \int\limits_0^L \frac{R(z)}{R(0)} \frac{dz}{ka_0^2},$$

где $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; a_0 — эффективный радиус исходного пучка; T' — нормированное отклонение температуры; $R(z)$ — зависимость параметра нелинейности от продольной координаты z [2].

Корректирующие предыскажения могут быть введены в оптический пучок посредством изменения геометрии излучающей апертуры. Для этой цели используются различные активные устройства адаптивной оптики, например, такие как деформируемое или составное зеркало, управляемое электрическими сигналами. Однако такие устройства имеют ограниченный диапазон смещений поверхности и ограниченное быстродействие, причем связь между достигнутым диапазоном смещений и быстродействием такова, что чем больше диапазон, тем меньше быстродействие. Для уменьшения величины смещений поверхности активного элемента можно выделить отдельно низшие аберрации (наклон, дефокусировка, астигматизм) и компенсировать их специализированными активными элементами. В таком случае на долю управляемого адаптивного зеркала останутся лишь высшие аберрации, которые требуют уже меньшего диапазона смещений, что в свою очередь позволяет увеличить быстродействие.

В данной работе мы сравниваем эффективность идеальной программной фазовой коррекции (далее ПФК), т.е. коррекции, осуществляемой неким идеальным корректором волнового фронта с ПФК, функционирующей по схеме раздельной коррекции высших и низших аберраций.

Рассматривалась трасса с экспоненциальным профилем параметра нелинейности и постоянным направлением ветра, совпадающим с направлением оси x. Экспоненциальный вид профиля параметра нелинейности примерно соответствует вертикальной или наклонной атмосферной трассе. Этот вывод был получен из сравнения экспоненты с высотным ходом параметра нелинейности, вычисленным из среднестатистических среднеширотных моделей атмосферы [2]. Результаты, полученные для экспоненциального профиля, качественно применимы также и для пучка, сканирующего в горизонтальной плоскости, поскольку и в этом случае зависимость параметра нелинейности от продольной координаты

$$R(z) = R(0) \cdot \frac{1}{V_\perp \sin\omega t + \omega z}$$

незначительно отличается от экспоненты. Здесь ω — угловая скорость сканирования; $V_\perp$ — скорость ветра.

Как известно, процесс теплового самовоздействия когерентного оптического пучка описывается системой уравнений квазиоптики и вынужденного теплопереноса [3, 4]. Общепринятым методом решения этой системы уравнений является метод расщепления [2, 3, 5]. Нами была использована двухциклическая схема метода расщепления для сетки размером 100 × 100 узлов. Профиль интенсивности в плоскости излучающей апертуры задавался в виде гауссова пучка, а фаза излучения задавалась формулой

$$\varphi(x, y) = \frac{x^2 + y^2}{a_0^2}\delta + \varphi_н + \tilde{\varphi}_в,$$

где $\delta = \frac{ka_0^2}{L}$ — параметр фокусировки; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; L — длина трассы; a_0 — эффективный радиус пучка; $\varphi_н$ — низшие моды разложения фазовой коррекции $\varphi_к$, а $\tilde{\varphi}_в$ — аппроксимация высших мод $\varphi_в = \varphi_к - \varphi_н$ адаптивным зеркалом.

Для выделения низших мод использовалось разложение функции $\varphi_к(x, y)$ по полиномам Цернике [6]. Радиус круга разложения задавался равным $2a_0$. Для того чтобы получить аппроксимацию $\tilde{\varphi}_в$, была написана программа, моделирующая составное зеркало с гексагональной упаковкой сегментов. В пределах каждого сегмента заданная функция $\varphi_в$ аппроксимируется либо средним значением (режим 1), либо ближайшей плоскостью (режим 2) методом наименьших квадратов.

Результатом работы программы, реализующей интегрирование по методу расщепления, является двумерное распределение интенсивности $I(x, y)$ в плоскости фокусировки $z = L$. Из него легко найти величину

$$P_g = \iint_{\sqrt{x^2+y^2} \leq a_g} I(x, y)\, dx dy,$$

которая имеет смысл мощности излучения, попадающего в круг дифракционного радиуса $a_g = \frac{L}{ka_0}$ (дифракционный радиус — эффективный радиус неискаженного пучка). Известно, что при увеличении общей мощности пучка величина P_g сначала возрастает, достигает максимального значения $P_g^{\max}$, а затем начинает убывать. Максимальная величина $P_g^{\max}$ достигается при величине общей мощности пучка $P_{кр}$, которую будем называть критической мощностью. Для идеального корректора критическая мощность получилась равной 660 P_0 ($P_0 = \frac{\rho C_p V_\perp n_0}{2k^2 \alpha a_0 \left|\frac{\partial n}{\partial T}\right|}$, $z = 0$ — масштаб мощности; ρ — плотность; C_p — теплоемкость; α — коэффициент поглощения; n_0 — показатель преломления среды) при $R(z) = R(0)e^{-10z/L}$, $L = 0{,}5ka_0^2$ и $1{,}2 \cdot 10^4 P_0$ для $L = 0{,}05ka_0^2$.

Таблица 1

Значения интенсивности и мощности в приемной апертуре при использовании модального корректора

№ п/п	Режим работы	P_g/P_0*	$I_{\max}/I_0$*	$I_{\max}/I_0$** $\cdot 10^{-4}$
1	Без коррекции	32	95	5,7
2	Коррекция наклона	60	95	5,7
3	+коррекция дефокусировки	60	95	6,8
4	+коррекция астигматизма	95	140	10
5	Полная коррекция всех аберраций (идеальный корректор)	250	500	74
6	Дифракция в вакууме	420	840	140

* $\Omega = 2$.
** $\Omega = 20$.

В табл. 1 представлены значения величин P_g и $I_{\max}$ пучка такой мощности при коррекции низших аберраций (2 — наклон; 3 — наклон и дефокусировка; 4 — наклон, дефокусировка и астигматизм), а также при раздельной коррекции низших и высших аберраций (табл. 2). Величина $I_{\max}$ имеет смысл максимальной интенсивности в плоскости фокусировки и выражена в масштабах интенсивности:

$$I_0 = \frac{\rho C_p V_\perp n_0}{2\kappa^2 \alpha a_0^3 \left|\frac{\partial n}{\partial T}\right|}, \quad z = 0,$$

Расчеты проводились для трех значений диаметра сегмента составного зеркала: $d_s = 2a_0$; a_0; $a_0/2$ и для двух режимов управления сегментами: режим 1 — одна степень свободы (поступательное движение сегмента), режим 2 — три степени свободы (поступательное движение и наклоны сегмента). Варьировалось также число Френеля $\Omega = ka_0^2 / L$ ($\Omega = 2$ соответствует дифракционному узкому пучку, а $\Omega = 20$ — широкому). Фокальное пятно широкого пучка имеет очень маленькие размеры, поэтому для него приведен только критерий $I_{\max}$.

Из табл. 1 видно, что коррекция наклона увеличивает P_g примерно вдвое, коррекция общей дефокусировки практически не дает дополнительного эффекта, а коррекция астигматизма (фактически это дополнительная фокусировка по оси x) увеличивает $I_{\max}$ и P_g в 1,5 раза). Коррекция высших аберраций при размере сегмента $d_s = 2a_0$ позволяет еще в 1,5 раза увеличить P_g и $I_{\max}$ (в режиме 2). Корректор с размером сегмента $d_s = a_0$ позволяет достичь значения P_g, составляющего (в зависимости от режима) 60 — 80% от идеального, а корректор с размером сегмента $d_s = a_0/2$ в режиме 2 позволяет практически достичь уровня идеального корректора.

Таблица 2

Значения интенсивности и мощности при использовании составного корректора для высших аберраций

№ п/п	Размер сегмента	Режим работы	P_g/P_0*	$I_{\max}/I_0$*	$I_{\max}/I_0$** $\cdot 10^{-4}$
1	$2a_0$	2	143	239	15,4
2	a_0	1	140	312	10,2
3	a_0	2	215	443	31,4
4	$a_0/2$	1	190	396	32,5
5	$a_0/2$	2	244	503	71

* $\Omega = 2$.
** $\Omega = 20$.

Для всех пунктов табл. 1 и 2 (кроме пункта «без коррекции: величина P_g вычислялась по формуле

$$P_g = \iint\limits_{\sqrt{(x-x_c)^2 + y^2} \leqslant a_g} T(x, y)\, dx dy,$$

что эквивалентно удержанию центра тяжести пучка в центре приемной апертуры. Такое изменение формулы для P_g вызвано тем, что ПФК не обеспечивает полного устранения нелинейной рефракции центра тяжести пучка x_c, а необходимость удержания его в центре приемной апертуры обусловлена кроме остаточной нелинейной рефракции еще и возможным перемещением приемной апертуры, а также турбулентным блужданием пучка.

При использовании в качестве корректора высших аберраций составного зеркала оказалось, что в фокальной плоскости появляется два одинаковых максимума интенсивности, симметрично расположенных относительно оси x. Видимо, этот эффект вызван интерференцией излучения, отраженного разными сегментами корректора. Возможно, по этой же причине было достигнуто большее, чем для идеального корректора, значение $I_{\max}$ для $d_s = a_0/2$.

Что касается соотношения низших и высших мод ПФК, то из табл. 1 и 2 следует, что высшие моды влияют на результат коррекции значительно больше, чем низшие. Коррекция низших аберраций позволяет увеличить $I_{\max}$ лишь в 1,5 раза, а дополнительная коррекция высших — еще в 3 — 7 раз.

Столь значительная роль высших мод обусловлена, по-видимому, специфическим видом функции $\varphi_к$. Для гауссова пучка эта функция (с точностью до множителя) имеет вид

$$\varphi_к(x, y) = e^{-y^2/a_0^2} \times \int\limits_{-\infty}^{x} e^{-x^2/a_0^2}\, dx.$$

Легко видеть, что в любом сечении, параллельном оси x, $\varphi_к(x, y)$ имеет вид интеграла вероятности. Кроме того, поверхность $\varphi_к$ обладает зеркальной симметрией относительно координатной плоскости XOZ, в то время как для полиномов, описывающих классические аберрации, характерна центральная симметрия относительно начала координат. Различие типов симметрии и является причиной, определяющей значительный вес высших мод в разложении $\varphi_к$.

Однако эти результаты получены для постоянного по всей трассе направления поперечной составляющей ветра. Такое условие хорошо выполняется для случая сканирования пучком в горизонтальной плоскости, в то время как для вертикальных атмосферных трасс характерно изменение направления ветра с высотой. Для трассы с непостоянным по высоте направлением ветра следует ожидать некоторую симметризацию наведенной излучением температурной линзы и, как следствие, увеличение доли дефокусировки и снижение доли астигматизма, наклона и высших аберраций.

Необходимо отметить, что результаты, представленные в табл. 1,2 получены для фиксированной мощности, равной критической мощности идеального корректора. Во всех остальных случаях коррекция является неполной, а потому и мощность пучка не является критической, а величина P_g — максимальной. Критическая мощность в этих случаях будет меньше, чем 660 P_0, а величина P_g^{max} — больше, чем значения P_g, указанные в позициях 2—4 табл. 1 и 1—5 табл. 2.

1. Bradley L.C, Herrman J. Phase compensation (or thermal blooming. — Appl. Opt., 1974, № 2, p. 331.
2. Зуев В.Е., Коняев П.А., Лукин В.П. Минимизация атмосферных искажений оптических волн методами адаптивной оптики. — Изв. вузов, Физика, 1985,т. 28, № 11, с. 6.
3. Коняев П.А., Лукин В.П. Тепловые искажения фокусированных лазерных пучков в атмосфере. — Изв. вузов, Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 79.
4. Ахманов С.А., Воронцов М.А. и др. Тепловое самовоздействие световых пучков и методы его компенсации. — Изв. вузов, Радиофизика, 1980, т. 23, № 1, с. 1.
5. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. — М.: Наука, 1980. —455 с.
6. Бори М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 720 с.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
27 января 1988 г.

P.A. Konyaev, V.P. Lukin, B.V. Fortes. **Phase Correction of Coherent Beam Nonlinear Distortions in the Atmosphere.**

The problem of the focused Gaussian beam thermal blooming for a path with an exponentially decreasing nonlinearity parameter is discussed. Numerical simulation is used to study potential efficiency of the predicted phase correction of the distortions. Higher aberrations are assumed to be compensated by means of a composite mirror with a hexagonal segment packaging. The correction efficiency for lower aberrations such as slope, defocusing, astigmatism is also examined.