

И.А. Бородин, М.А. Воронцов

СИНТЕЗ ФОКУСАТОРОВ ДЛЯ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ КОРРЕКЦИИ ТЕПЛОВЫХ ИСКАЖЕНИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Для компенсации влияния крупномасштабных фазовых неоднородностей, возникающих в резонаторах мощных лазеров, предполагается эффективное использование методов внутрирезонаторной коррекции [1]. В [2] на основе решения самосогласованной задачи было исследовано влияние тепловых деформаций зеркал резонатора на расходимость выходного излучения. С целью внутрирезонаторной коррекции расходимости было предложено использовать в качестве одного из зеркал резонатора зеркало-фокусатор с заранее рассчитанной асферической формой поверхности. Для расчета оптимального профиля корректора применялись градиентные методы [1]. Вычисление градиентов проводилось в рамках решения самосогласованной задачи и привело к значительному увеличению затрат времени ЭВМ. В настоящей работе предлагается другой, более простой способ расчета формы корректирующего зеркала. Суть его сводится к следующему.

Рассматривается неустойчивый телескопический резонатор с увеличением M , деформированный вследствие нагрева. Корректором является вогнутое зеркало. Тепловые деформации и корректирующее воздействие, характеризующее отклонение формы вогнутого зеркала от первоначальной сферической, представляются в виде степенных рядов. В рамках приближения геометрической оптики выводится аналитическое выражение для разности хода $\Delta(r)$ луча с координатой r в выходной плоскости и луча, распространяющегося вдоль оптической оси резонатора. Функция $\Delta(r)$ учитывает искажения формы зеркал и характеризует распределение фазы выходного излучения. Из условия постоянства фазы в пределах выходной апертуры определяются коэффициенты степенного ряда, соответствующего корректирующему воздействию.

Будем рассматривать осесимметричный случай. Представим термодформации $w_D(r)$ и $w_C(r)$ рассеивающего и собирающего зеркал и корректирующее воздействие $u(r)$ в виде:

$$w_D(r) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n r^{2n};$$

$$w_C(r) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n r^{2n}; \quad (1)$$

$$u(r) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n r^{2n}.$$

Разность хода рассматриваемых лучей за один полный проход резонатора можно записать следующим образом:

$$\Delta L(r) = \begin{cases} 2(w_D(0) + w_C(0) + u(0)) - w_D(r) - 2(w_C(r) + u(r)) - w_D\left(\frac{r}{M}\right), & r \in [0, r_D]; \\ 2(w_D(0) + w_C(0) + u(0)) - 2(w_C(r) + u(r)) - w_D\left(\frac{r}{M}\right), & r \in]r_D, 1]. \end{cases} \quad (2)$$

или, если подставить (1) в (2), в виде степенного ряда:

$$\Delta L(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n r^{2n}, \quad (3)$$

где

$$\begin{cases} \lambda_0 = 0; \lambda_n = -a_n \left(1 + \frac{1}{M^{2n}}\right) - 2(b_n + c_n), & r \in [0, r_D]; \\ \lambda_0 = a_0; \lambda_n = -\frac{a_n}{M^{2n}} - 2(b_n + c_n), & r \in]r_D, 1]. \end{cases}$$

После одного полного прохода через резонатор луч с координатой r в выходной плоскости придет в точку с координатой r/M . Для вычисления разности хода на следующем проходе резонатора можно использовать формулу (3), заменив в ней координату r на r/M и т.д. После суммирования $\Delta L(r) + \Delta L\left(\frac{r}{M}\right) + \dots$ получим следующие выражения для полной разности хода рассматриваемых лучей:

$$\Delta(r) = \begin{cases} -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{M^{2n}}{M^{2n}-1} \left[a_n \left(1 + \frac{1}{M^{2n}}\right) + 2(b_n + c_n) \right] r^{2n}, & r \in [0, r_D]; \\ -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2M^{2n}}{M^{2n}-1} \left[\frac{a_n}{M^{2n}} + b_n + c_n \right] \cdot r^{2n}, & r \in]r_D, 1]. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь r_D - радиус рассеивающего зеркала.

Определим, при каких c_n на интервале $]r_D, 1]$ (в пределах выходной апертуры резонатора) выполнено равенство $\Delta(r) = \text{const}$. Одно из решений можно получить, приравняв к нулю коэффициенты степенного ряда (4). При этом коэффициенты c_n , представляющие корректирующее воздействие, связаны с коэффициентами степенных рядов для термодформаций простыми соотношениями:

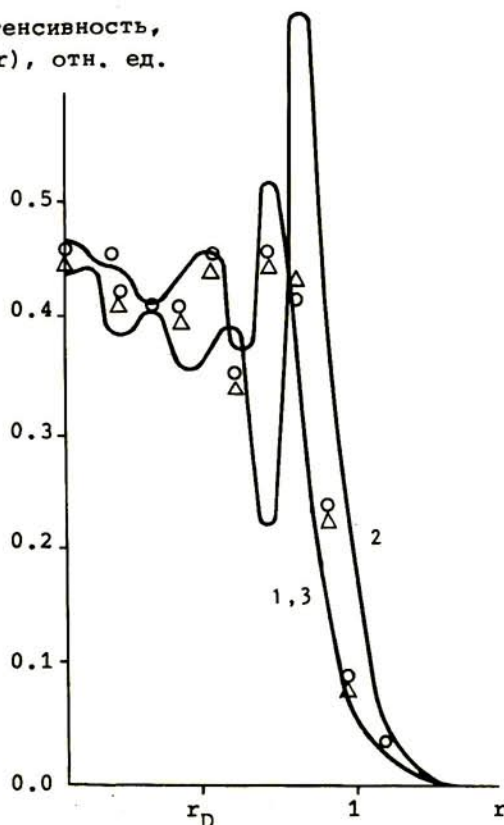
$$c_n = -a_n/M^{2n} - b_n. \quad (5)$$

Таким образом, если представить тепловые деформации в виде степенных рядов (1), то по формуле (5) легко определить, как нужно изменить форму корректора для того, чтобы волновой фронт излучения стал плоским.

Выражение (5) для коэффициентов c_n было получено в приближении геометрической оптики. Был проведен численный эксперимент, подтверждающий эффективность использования (5) для определения формы корректора. При этом учитывались дифракционные эффекты в резонаторе. Сначала решалась самосогласованная задача для расчета распределения поля в резонаторе с учетом термодформаций зеркал. Затем тепловые деформации, полученные из решения такой задачи, аппроксимировались многочленами типа $\alpha_0 + \alpha_1 r^2 + \alpha_2 r^4$, что позволяет учесть наличие в форме корректора aberrаций типа дефокусировки и сферической aberrации. С помощью (5) рассчитывалась форма корректирующего профиля, после чего решалась самосогласованная задача для поля в резонаторе, вогнутое зеркало которого имеет асферический профиль, рассчитанный для коррекции заданных искажений. Получены следующие результаты.

Если аппроксимировать точные распределения $w_D(r)$ и $w_C(r)$, найденные из решения самосогласованной задачи, то использование в резонаторе корректора позволяет практически полностью устранить влияние термдеформаций. На рисунке приведены распределения интенсивности и фазы в плоскости перед выходным зеркалом резонатора, полученные для телескопического резонатора с увеличением $M = 2.5$ и эквивалентным числом Френеля $N_e = 5.5$. Кривые 1 получены для невозмущенного резонатора. Кривые 2 соответствуют резонатору, деформированному вследствие нагрева, когда сумма максимальных прогибов в центре зеркал составляет величину $w_\Sigma = 1.82$ дл. волны. Соответствующие распределения для резонатора с асферическим корректирующим зеркалом показаны кривыми 3, которые практически полностью совпадают с кривыми 1 для недеформированного резонатора. При этом фактор Штреля, характеризующий расходимость излучения, $St = 1.02$. Под фактором Штреля понимали отношение пиковой интенсивности на оси в фокусе линзы, расположенной на выходе деформированного резонатора, к соответствующему значению для невозмущенного резонатора со сферическими зеркалами.

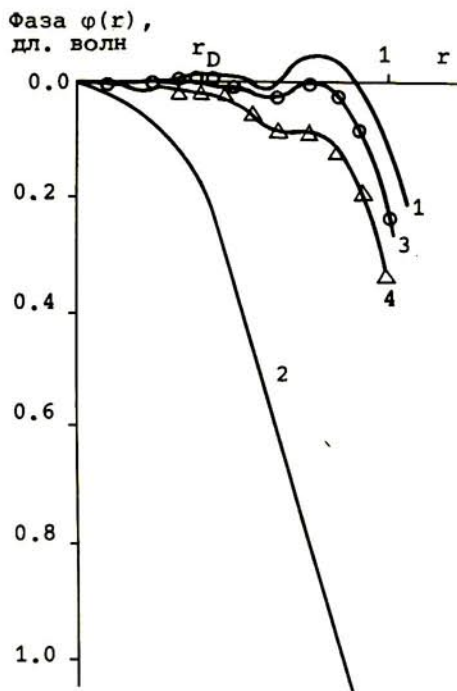
Интенсивность,
 $I(r)$, отн. ед.



а

○ — кривая 3;
△ — кривая 4

Фаза $\phi(r)$,
дл. волн



б

На практике получить точную информацию о распределениях тепловых деформаций зеркал резонатора довольно сложно. Ориентируясь на практически доступные данные, подход к расчету формы корректора можно несколько изменить. Были рассмотрены два случая.

В одном случае термдеформации обоих зеркал рассчитывались по распределению интенсивности в плоскости выходного зеркала, полученному из решения самосогла-

сованной задачи, а в другом - на поверхности выходного зеркала задавалось равномерное распределение интенсивности, значение которой равнялось средней интенсивности в пределах выходной апертуры. Удалось увеличить фактор Штреля по сравнению с деформированным резонатором ($St = 0.065$) в первом случае до $St = 0.98$, а во втором - до $St = 0.93$. Соответствующие распределения интенсивности и фазы выходного излучения показаны на рисунке кривыми 3 и 4.

Проведенные исследования показали, что, имея информацию о распределении поля в деформированном вследствие нагрева резонаторе, можно в приближении геометрической оптики определить форму корректирующего зеркала, использование которого внутри резонатора позволяет существенно улучшить выходные характеристики излучения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1986. 336 с.
2. Бородин И.А., Воронцов М.А. Влияние термодформаций зеркал резонатора на пространственную структуру излучения. Методы компенсации // Оптика атмосферы, 1988, т. 1, № 2, с. 79.

А.Е. Березный, И.Н. Сисакян