

М.А. Воронцов, А.Н. Матвеев, В.П. Сивоконь

К РАСЧЕТУ ФОКУСАТОРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИФРАКЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С развитием лазерной технологии возник широкий круг задач, связанных с преобразованием оптического излучения, которые нельзя решить с помощью традиционных оптических элементов. Одной из них является задача фокусировки излучения в заданную область пространства с требуемым распределением интенсивности в ней. Для формирования заданного распределения интенсивности используют фокусаторы – специальным образом рассчитанные и изготовленные фазовые пластинки [1]. Разработанная методика расчета фокусаторов [2] основана на приближении геометрической оптики и ориентирована на задачи фокусировки излучения в произвольные кривые. Однако если размеры области фокусировки становятся сравнимыми с размерами дифракционно ограниченного пятна, необходимо учитывать дифракционные эффекты. Иной метод расчета [3] связан с решением нелинейного интегрального уравнения, связывающего распределение интенсивности в плоскости фокусировки с профилем фазы фокусатора. Заметим, однако, что для некоторых областей фокусировки точное решение интегрального уравнения может не существовать. Такая ситуация особенно характерна для трехмерной (объемной) области фокусировки.

В настоящей работе предлагается метод расчета фокусаторов с учетом дифракции. Метод основан на итерационной процедуре поиска такого профиля фазы фокусатора, при котором получаемое распределение интенсивности

наиболее близко к требуемому. Пусть в выходном сечении фокусатора (плоскость $z=0$) излучение характеризуется комплексной амплитудой $A(\vec{r}, z=0)$:

$$A(\vec{r}, 0) = A_0(\vec{r}) \exp[iu(\vec{r})], \quad (1)$$

где

$u(\vec{r})$ - фаза поля;

$A_0(\vec{r})$ - его амплитуда, которая полагается известной;

$\vec{r} = \{x, y\}$ - декартовы координаты в плоскости, перпендикулярной оси OZ.

Распространение излучения до области фокусировки $L \leq z \leq L+l$, отделенной участком оптически неоднородной среды, будем описывать в квазиоптическом приближении:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + \frac{2k^2}{n_0} \delta n A, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (2)$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - длина волны излучения, δn и n_0 - соответственно флуктуации и невозмущенное значение показателя преломления среды, L - расстояние от фокусатора до области фокусировки, длиной l . Качество фокусировки в заданную область с требуемым распределением интенсивности $I^0(\vec{r})$ можно оценивать по некоторому интегральному критерию, например:

$$J = \iint |AA^* - I^0|_{z=L} d^2\vec{r}. \quad (3)$$

(Здесь и далее для простоты рассматривается лишь плоская область фокусировки. Обобщение на объемную область несложно - в критерии J следует добавить еще одно интегрирование по z от L до $L+l$).

Требуется, подбирая фазу фокусатора $u(\vec{r})$, минимизировать функционал J и сформировать тем самым в области фокусировки распределение интенсивности, наиболее близкое к требуемому. Такая постановка задачи обладает рядом важных преимуществ. В частности, она позволяет найти приближенное решение задачи фокусировки в случаях, когда точное решение $AA^* = I^0$ не существует. Становится также возможным решение задачи фокусировки в заданную область через неоднородную и нелинейную среду с известными неоднородностями показателя преломления.

Поиск минимума J удобно производить одним из градиентных методов [4], в которых по известному градиенту $J'\{u\}$ минимизирующая последовательность $\{u_n\}$ может строиться следующим образом:

$$u_{n+1}(\vec{r}) = u_n(\vec{r}) - h_n \cdot J'\{u_n\}, \quad (4)$$

где

h_n - длина шага метода.

Анализируя изменение критерия ΔJ , вызванное малой вариацией Δu , можно показать, что J' имеет вид:

$$J'\{u\} = -2A_0 [|\psi| \sin(u + \arg \psi)]_{z=0}, \quad (5)$$

где "сопряженная" функция ψ должна удовлетворять условиям:

$$\begin{cases} -2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = \Delta_{\perp} \psi + \frac{2k^2}{n_0} \delta n \psi, & 0 \leq z \leq L; \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \psi(\vec{r}, z=L) = [A^* \text{sign}(AA^* - I^0)]_{z=L}. \end{cases} \quad (7)$$

Таким образом, схема определения оптимального профиля фазы фокусатора $u(\vec{r})$ заключается в следующем:

- 1) выбирается некоторое начальное значение фазы $u_0(\vec{r})$;
- 2) в соответствии с (1), (2) решается задача распространения излучения от апертуры фокусатора ($z=0$) до области фокусировки ($z=L$);
- 3) используя граничное условие (7), находят комплексную амплитуду "сопряженной" функции $\psi(\vec{r}, L)$;
- 4) в соответствии с (6) решается задача обратного распространения волны ψ и определяется функция $\psi(\vec{r}, 0)$;
- 5) новое значение фазового профиля фокусатора $u_1(\vec{r})$ выбирается, например, по формулам (4), (5), замыкая тем самым градиентную процедуру минимизации J .

Уравнения распространения (2), (6) целесообразно решать методом расщепления по физическим факторам [5], с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье. Это делает вычислительные затраты представленной схемы расчета сравнительно низкими.

В качестве примера численно решалась задача создания почти прямоугольного распределения интенсивности $I^0(\vec{r}, z) \sim \exp[-(\frac{x}{b_0})^{10} - (\frac{y}{b_0})^{10}]$, в области $L \leq z \leq L+1$ из первоначально гауссова пучка $A_0 \sim \exp(-\frac{r^2}{b_0^2})$. Среда распространения полагалась линейной и оптически однородной. Требуемое распределение интенсивности $I^0(\vec{r})$ изображено на рис. 1а, а на рис. 1б, в, г приведены профили интенсивности в плоскостях $z_k = L + \frac{1}{2}(k-1)$, $k = 1, 2, 3$, полученные в результате минимизации критерия

$$J_{\Sigma} = \sum_{k=1}^3 \iint |AA^* - I^0|_{z=z_k} d^2\vec{r}$$

для случая умеренной дифракции ($L=0,1L_g$, $l=0,04L_g$, $L_g = \frac{kb_0^2}{2}$ - дифракционная длина для заданной ширины апертуры фокусатора b_0). Заметим, что ширина дифракционно-ограниченного пятна в $z=L$ равна $b_g = b_0 L/L_g = 0,1b_0$, то есть в 10 раз меньше ширины требуемого распределения интенсивности $I^0(\vec{r})$. В таких условиях, как видно из рис. 1, удается сформировать достаточно близкое к требуемому распределение интенсивности во всей области фокусировки.

Перспективным является использование в качестве фокусаторов гибких управляемых зеркал, фазу поля после отражения от которых можно представить в виде: $u(\vec{r}) = \sum_{m=1}^M a_m S_m(\vec{r})$, где a_m - сигналы управления, $S_m(\vec{r})$ - функции отклика зеркала, M - число приводов зеркала. Функционал J_{Σ} становится теперь функцией сигналов управления $a_m: J_{\Sigma}\{a_m\}$. Прежняя задача фокусировки в область $I^0(\vec{r})$, $L \leq z \leq L+1$ ($L=0,1L_g$, $l=0,04L_g$) была решена численно для зеркала, функции отклика которого моделировались функциями

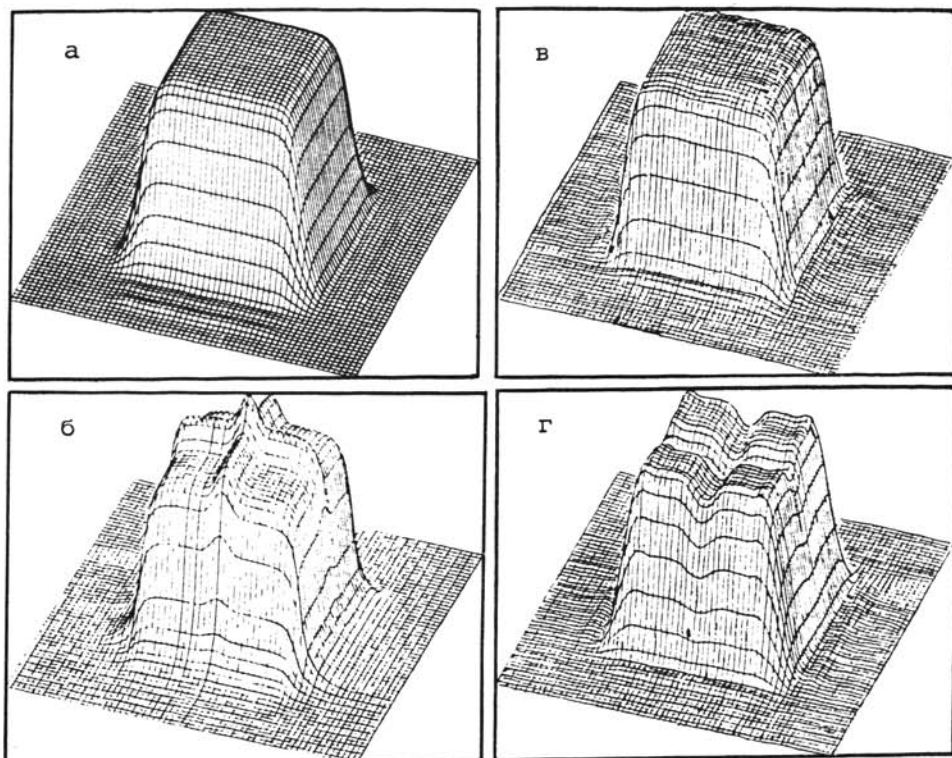


Рис. 1. Фокусировка в объемную область $(0,10L_g \leq z \leq 0,14L_g)$:
 а - требуемый профиль интенсивности $I^0(\vec{r})$; создаваемое
 фокусатором распределение интенсивности $|A(\vec{r}, z_k)|^2$ в
 плоскостях z_k : б - $z_1=0,10L_g$, в - $z_2=0,12L_g$, г - $z_3=0,14L_g$

Эрмита: $S_m(x) = H_{2m}(x/b_0) \cdot \exp(-x^2/2b_0^2)$ ($M=4$), где $H_{2m}(x)$ - полиномы Эрмита. На рис. 2б, в, г показана интенсивность поля в плоскостях z_k , $k=1, 2, 3$ при оптимальной (обеспечивающей $\min J_{\Sigma}\{a_m\}$) фокусировке. Про-

филь поверхности такого гибкого зеркала изображен на рис. 2а. Таким образом, с помощью гибких зеркал возможно качественное формирование требуемого распределения интенсивности, причем необходимый профиль зеркала остается достаточно плавным.

Отметим, что дифракция ограничивает размеры области фокусировки, в которой еще имеет смысл ставить задачи формирования заданного распределения интенсивности. Так, уже при $L=0,5L_g$ (размеры области фокусировки лишь в два раза больше b_g) распределение интенсивности AA^* значительно отличается от требуемого $I^0(\vec{r})$, хотя еще и имеет заметное центральное плато и последующий плавный спад интенсивности.

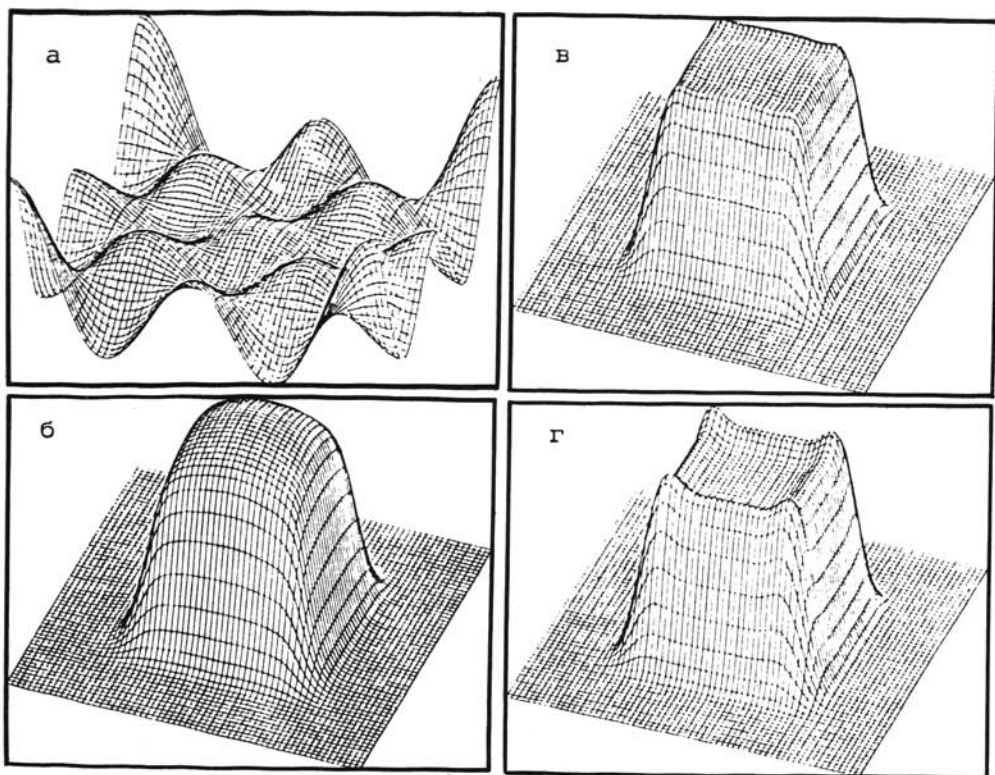


Рис. 2. Фокусировка в объемную область ($0,10L_G \leq z \leq 0,14L_G$) гибким зеркалом ($M=4$): а - профиль поверхности зеркала; создаваемое им распределение интенсивности $|A(\vec{r}, z_k)|^2$ в плоскостях z_k : б - $z_1=0,10L_G$, в - $z_2=0,12L_G$, г - $z_3=0,14L_G$

Л и т е р а т у р а

1. Г о л у б М.А., К а р п е е в С.В., П р о х о р о в А.М. и др. Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм. - Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 10, с. 618-623.
2. Г о н ч а р с к и й А.В., Д а н и л о в В.А., П о - п о в В.В. и др. Решение обратной задачи фокусировки лазерного излучения в произвольную кривую. - ДАН СССР, 1983, т. 273, № 3, с. 605-608.
3. Р о з а н о в Н.Н., С е м е н о в В.Е. О формировании заданного профиля интенсивности излучения при управлении его фазой. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, вып. 24, с. 1531-1534.
4. В а с и л ь е в Ф.П. Методы решения экстремальных задач. - М.: Наука, 1981. - 400 с.
5. F l e s k J.A., M o r r i s Jr.J.R., F e i t M.D. Time dependent propagation of high-energy laser beams through the atmosphere: II. - Appl. Phys., 1977, vol. 14, № 1, p. 99-115.