

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ
ЧЕРЕЗ АЛМАЗНУЮ ДИФРАКЦИОННУЮ ЛИНЗУ С СУБВОЛНОВЫМИ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ ПОГРЕШНОСТЯМИ МИКРОРЕЛЬЕФА**

Д.Л. Головашкин¹, М. Дюпарре², В.С. Павельев¹, В.А. Сойфер¹
¹ - Институт систем обработки изображений РАН,

² - Институт прикладной оптики Фридрих-Шиллер Университета (г. Йена, Германия)
E-mail: Dimitriy@smr.ru

Введение

Использование в промышленности мощных CO₂-лазеров (λ=10,6 мкм) обуславливает интерес к алмазным дифракционным элементам, предназначенным для фокусировки лазерного излучения в области различной конфигурации. В частности, в [1-3] исследовались дифракционные оптические элементы (ДОО) - фокусаторы и линзы, изготовленные прямым лазерным травлением поверхности алмазной пленки (n=2,4) путем селективной абляции с помощью эксимерного УФ-лазера.

Данный метод не позволяет формировать идеальный ступенчатый профиль дифракционного микрорельефа в силу особенностей технологии, что влечет за собой отклонения в работе ДОО от расчетных характеристик. Систематические локальные искажения микрорельефа ("бортики") возникают на границах элементарных областей травления [3] - областей, каждая из которых соответствует одному отсчету фазовой функции (рис. 1а, б).

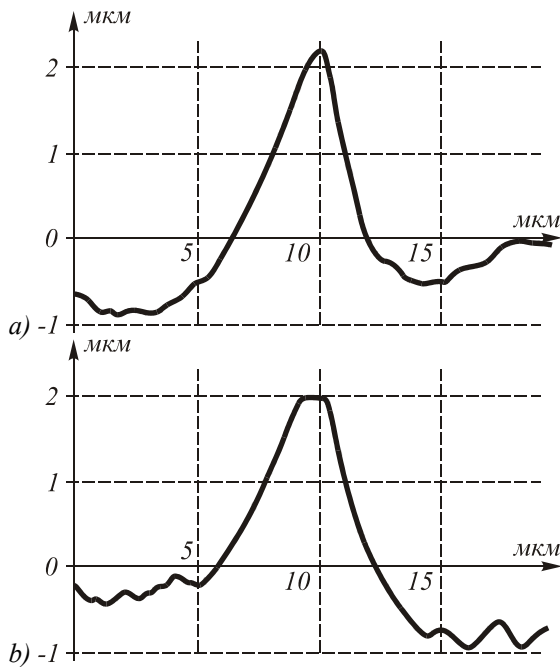


Рис.1. Вид локального искажения микрорельефа на стыке двух элементарных областей:
а) с одинаковыми глубинами травления;
б) с разными глубинами травления.

Информация о характерных размерах искажений-погрешностях была получена методами микроскопии. Субволновый характер погрешностей не позволяет использовать скалярное приближение для анализа их влияния. Изучение влияния субволновых погрешностей методом численного моделирования с

помощью разностной схемы для уравнений Максвелла является предметом рассмотрения предложенной работы. В качестве модельного примера выбиралась четырехуровневая цилиндрическая дифракционная линза.

Постановка вычислительных экспериментов

Для моделирования распространения H-волны через цилиндрическую дифракционную микролинзу предлагается явная разностная схема, аналогичная [4]:

$$\mu_0 \mu \frac{H_{y,j,k}^{n+1} - H_{y,j,k}^n}{h_t} = - \frac{E_{x,j,k}^n - E_{x,j,k-1}^n}{h_z};$$

$$\mu_0 \mu \frac{H_{z,j,k}^{n+1} - H_{z,j,k}^n}{h_t} = \frac{E_{x,j,k}^n - E_{x,j-1,k}^n}{h_y};$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon \frac{E_{x,j,k}^{n+1} - E_{x,j,k}^n}{h_t} = \frac{H_{z,j+1,k}^{n+1} - H_{z,j,k}^{n+1}}{h_y} -$$

$$- \frac{H_{y,j,k+1}^{n+1} - H_{y,j,k}^{n+1}}{h_z}.$$

Проекция компонент электромагнитного поля на оси декартовой системы координат $E_{x,j,k}^n, H_{y,j,k}^n, H_{z,j,k}^n$ определены на сетке $\Omega_h = \{(y_j, z_k, t_n) \in \Omega\}$, в области $\Omega = \{0 \leq y \leq L_y, 0 \leq z \leq L_z, 0 \leq t \leq T\}$ (рис. 2). Набор индексов j, k, n задает узлы сетки Ω_h , причем $1 \leq j \leq N_y, 1 \leq k \leq N_z, 1 \leq n \leq N_t$, где целочисленные положительные константы N_y, N_z, N_t определяют общее число узлов. Шаги сетки $h_y = L_y/N_y, h_z = L_z/N_z, h_t = T/N_t$. Относительная электрическая и магнитная проницаемости являются функциями координат: $\varepsilon = \varepsilon(y_j, z_k), \mu = \mu(y_j, z_k)$. Предложенная схема аппроксимирует уравнения Максвелла с первым порядком по пространству и времени, будучи устойчивой при условии $h_t \leq c^{-1} [(h_y)^{-2} + (h_z)^{-2}]^{-1/2}$.

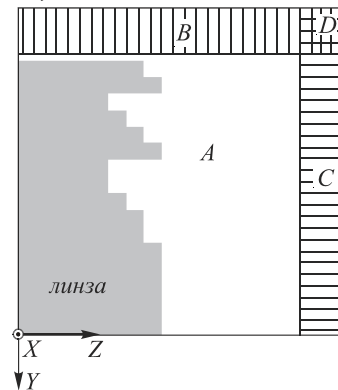


Рис.2. Область Ω.

Особое внимание при записи схемы уделялось постановке граничных условий. Область моделирования (A) с трех сторон ограничивалась совершенно поглощающим слоем [5] (B , C , D), необходимым для имитации вакуума вокруг области A . Основная идея метода совершенно поглощающего слоя состоит в введении в уравнения Максвелла наряду с электрической проводимостью среды (σ_y , σ_z) фиктивной магнитной проводимости (σ_y^* , σ_z^*) таким образом, чтобы импеданс среды соответствовал импедансу вакуума $\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0$.

Тогда в области B схема запишется как:

$$H_{z_j,k}^{n+1} = \exp(-\sigma_{y_j}^* h_t / \mu_0) H_{z_j,k}^n + \frac{(1 - \exp(-\sigma_{y_j}^* h_t / \mu_0))}{\sigma_{z_k}^* h_y} \times \quad (1)$$

$$\times \left(E_{xy_j,k}^n + E_{xz_j,k}^n - E_{xy_{j-1},k}^n - E_{xz_{j-1},k}^n \right),$$

$$\mu_0 \mu \frac{H_{y_j,k}^{n+1} - H_{y_j,k}^n}{h_t} = - \frac{\left(E_{xy_j,k}^n + E_{xz_j,k}^n \right) - \left(E_{xy_{j,k-1}}^n + E_{xz_{j,k-1}}^n \right)}{h_z},$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon \frac{E_{xy_j,k}^{n+1} - E_{xy_j,k}^n}{h_t} = - \frac{H_{y_{j,k+1}}^{n+1} - H_{y_{j,k}}^{n+1}}{h_z},$$

$$E_{xz_j,k}^{n+1} = \exp(-\sigma_{y_j} h_t / \varepsilon_0) E_{xz_j,k}^{n+1} + \frac{(1 - \exp(-\sigma_{y_j} h_t / \varepsilon_0))}{\sigma_{y_j} h_y} \left(H_{z_{j+1},k}^{n+1} - H_{z_j,k}^{n+1} \right) \quad (2)$$

В области C схема принимает вид:

$$H_{y_j,k}^{n+1} = \exp(-\sigma_{z_k}^* h_t / \mu_0) H_{y_j,k}^n - \frac{(1 - \exp(-\sigma_{z_k}^* h_t / \mu_0))}{\sigma_{z_k}^* h_z} \times \quad (3)$$

$$\times \left(E_{xy_j,k}^n + E_{xz_j,k}^n - E_{xy_{j,k-1}}^n - E_{xz_{j,k-1}}^n \right),$$

$$\mu_0 \mu \frac{H_{z_j,k}^{n+1} - H_{z_j,k}^n}{h_t} = \frac{\left(E_{xy_j,k}^n + E_{xz_j,k}^n \right) - \left(E_{xy_{j-1},k}^n + E_{xz_{j-1},k}^n \right)}{h_y},$$

$$E_{xy_j,k}^{n+1} = \exp(-\sigma_{z_k} h_t / \varepsilon_0) E_{xy_j,k}^{n+1} - \frac{(1 - \exp(-\sigma_{z_k} h_t / \varepsilon_0))}{\sigma_{z_k} h_z} \left(H_{y_{j,k+1}}^{n+1} - H_{y_j,k}^{n+1} \right), \quad (4)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon \frac{E_{xz_j,k}^{n+1} - E_{xz_j,k}^n}{h_t} = \frac{H_{z_{j+1},k}^{n+1} - H_{z_j,k}^{n+1}}{h_y}.$$

И в области D схема состоит из уравнений (1); (2); (3); (4).

В свою очередь области B , C и D граничат с электрической стенкой, которой соответствуют условия первого рода (для тангенциальной проекции электрического и нормальной проекции магнитного поля) и условия второго рода (для нормальной проекции электрического и тангенциальной проекции магнитного поля).

Прямой $z=L_z$ (главной оптической оси линзы) соответствует магнитная стенка, задающая условия первого рода для H_z и условия второго рода для E_x и H_y . Такое представление граничных условий позволяет рассматривать половину дифракционной линзы, учитывая ее симметричность относительно главной оптической оси.

На прямой $z=0$ задаются условия первого рода, соответствующие распространяющейся в линзе электромагнитной волне.

Были поставлены три серии вычислительных экспериментов, в которых исследовалась четырехуровневая дифракционная линза с фокусным расстоянием $f=4,5$ мм и апертурой $L_y \times 2=1$ мм. Каждой серии экспериментов соответствовала линза с линейным размером элементарной области травления $s=30$ мкм, $s=40$ мкм и $s=60$ мкм. Протяженность области Ω по координате Z и время постановки эксперимента выбирались так, чтобы отразившаяся от дифракционного рельефа волна не успела дойти до прямой $y=0$, а через линзу прошел путь длиной не менее 5λ . Тогда $L_z=106$ мкм и $T=7,12813 \times 10^{-13}$ с. Предполагалось, что линза освещается нормально падающим гауссовым пучком с радиусом перетяжки $w=30\lambda$.

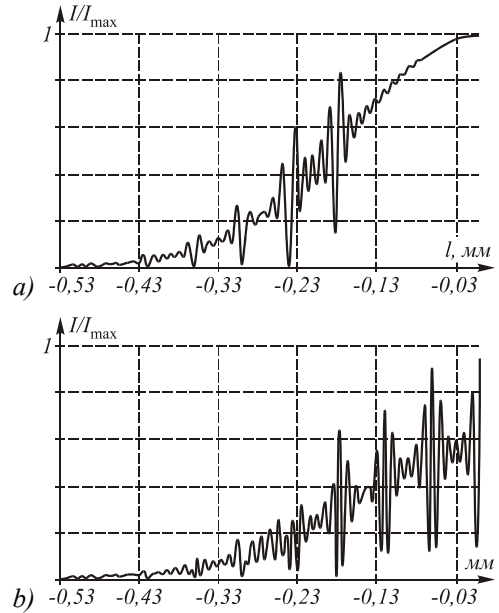


Рис. 3. Распределения интенсивности $I = |\dot{E}|^2$ в плоскости за линзой при $s=60$ мкм а) без локальных искажений микрорельефа, б) с искажениями.

Целью первого эксперимента каждой серии было получение распределения комплексной амплитуды волны \dot{E} [6] в плоскости за линзой без ло-

кальных искажений микрорельефа, второго эксперимента - с искажениями (рис. 3).

Осцилляции интенсивности на рис. 3а вызваны ступенчатым характером расчетного микрорельефа. Локальные технологические искажения микрорельефа приводят к увеличению частоты осцилляций (рис. 3б). Впоследствии с помощью интеграла Кирхгофа [7] рассчитывались распределения интенсивности в фокальных плоскостях линз (рис. 4).

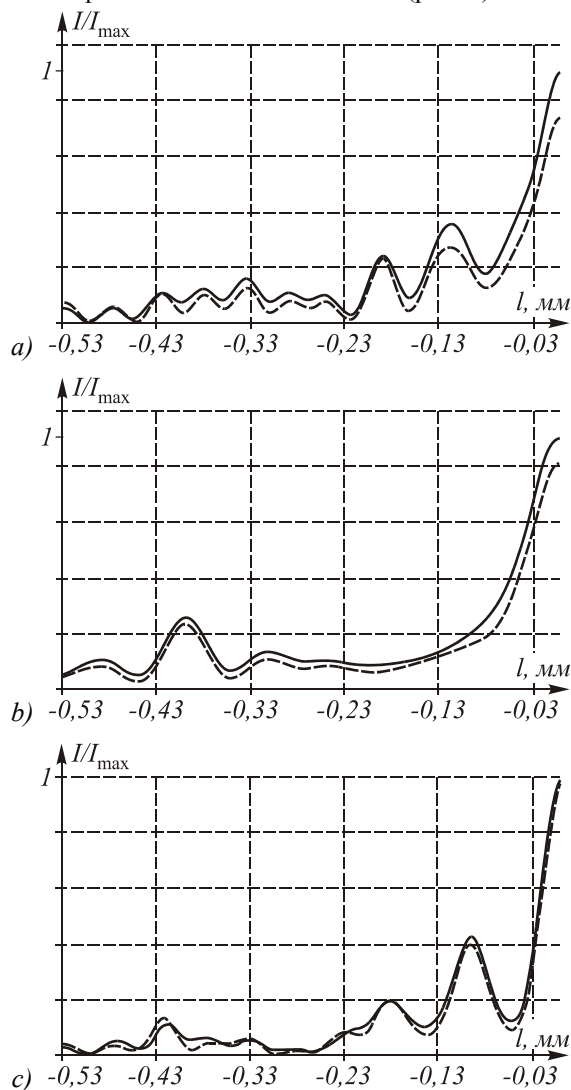


Рис. 4. Распределения интенсивности

$I = |\dot{E}|^2$ в фокальной плоскости для линз с линейным

размером элементарной области травления

a) $s=30$ мкм, б) $s=40$ мкм, в) $s=60$ мкм.

Черная кривая соответствует линзе без искажений, пунктирная - с искажениями.

Анализ результатов

Условимся под эффективностью линзы с локальными искажениями микрорельефа \mathcal{E} понимать отношение энергии, попавшей в центральный максимум в фокальной плоскости такой линзы, к энергии, попавшей в центральный максимум в фокальной плоскости линзы без искажений.

Как видно из анализа (рис. 4), эффективность линзы с локальными искажениями микрорельефа возрастает при увеличении линейного размера элементарной области травления s . Так, если для линзы с $s=30$ мкм $\mathcal{E}=0,78$, то для линзы с $s=40$ мкм - $\mathcal{E}=0,81$, а для линзы с $s=60$ мкм - $\mathcal{E}=0,91$. Это связано с уменьшением доли непроработанных областей в общей площади линзы. Отметим, однако, что увеличение размера элементарной области травления ведет к снижению точности аппроксимации расчетной непрерывной фазовой функции линзы ее дискретным аналогом [8].

Литература:

1. Кононенко В.В., Конов В.И., Пименов С.М., Прохоров А.М., Павельев В.С., Соيفер В.А. Алмазная дифракционная оптика для мощных CO₂-лазеров // Квантовая электроника. 1999. Т. 26, С. 9-10.
2. V.V. Kononenko, V.I. Konov, S.M. Pimenov, A.M. Prokhorov, V.S. Pavelyev, V.A. Soifer CVD diamond transmissive diffractive optics for CO₂ lasers // New Diamond Films and Frontier Carbon Technology, Japan. V. 10, № 2. 2000 (accepted for publication).
3. V.S. Pavelyev, V.A. Soifer, V.V. Kononenko, V.I. Konov, S.M. Pimenov, A.M. Prokhorov, B. Luedge, M. Duparre Diamond focusators for far IR lasers // МЦНТИ. Компьютерная оптика. № 20. С. 71-75, 2000.
4. Hiroyuki Ichikawa, Electromagnetic analysis of diffraction gratings by the finite-difference time-domain method // J. Opt. Soc. Am. 1998. V. 15, № 1. P. 152-157.
5. Jean-Pierre Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // Journal of computational physics. 1994. № 114. P 185-200.
6. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн // М., Наука. 1989. 540 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // Пер. с англ. М., Наука. 1973. 720 с.
8. Методы компьютерной оптики // Под ред. В.А. Соифера. М., Физматлит, 2000. 688с.