

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ГАУССОВА ПУЧКА НА БИНАРНЫХ МИКРОАКСИКОНАХ С ПЕРИОДОМ БЛИЗКИМ К ДЛИНЕ ВОЛНЫ

Хонина С.Н.^{1,2}, Нестеренко Д.В.^{1,2}, Морозов А.А.^{1,2}, Скиданов Р.В.^{1,2}, Пустовой И.А.²

¹ Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Аннотация

Компенсировать уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации пучка, освещивающего высокоапертурный осесимметричный аксион, можно внесением асимметрии в структуру аксиона. В работе с помощью ближнепольного микроскопа проведено экспериментальное исследование дифракции Гауссова пучка на трёх типах бинарных микроаксиконов с периодом близким к длине волны. Дифракционные оптические элементы с периодом 500 нм и различной высотой микрорельефа были изготовлены методом электронно-лучевой литографии. Экспериментально подтверждено, что микроаксиконы с асимметричной конфигурацией позволяют уменьшить уширение центрального светового пятна. Также показано, что в ближней зоне дифракции обеспечивается преодоление дифракционного предела вдоль одного направления (вплоть до $0,32\lambda$ по полуспаду от максимума интенсивности).

Ключевые слова: асимметричные бинарные дифракционные аксионы, высокоапертурный оптический элемент, линейная поляризация, сверхразрешение, ближнепольная микроскопия, электронно-лучевая литография.

Введение

В работах [1, 2] была численно показана возможность достижения сверхразрешения на основе использования асимметричных бинарных дифракционных аксионов с числовой апертурой, близкой к единице.

Идея состоит в использовании особого вида фазы в пучке, освещающем осесимметричный высокоапертурный аксион. Это может быть вихревая фазовая сингулярность первого порядка [3] либо линейная фазовая сингулярность (скакок фазы на π) вдоль линии, перпендикулярной линии поляризации [4]. В первом случае можно рассматривать падение волны с плоской фазой на спиральный аксион, а во втором – на биаксикон.

В работе [2] было проведено сравнение дифракции ограниченной плоской волны на трёх типах бинарных высокоапертурных элементов микрооптики: радиально-симметричном аксионе, биаксиконе и спиральном аксионе. В этой работе было показано, что асимметричные бинарные аксионы позволяют перераспределить осевой вклад различных компонент электрического вектора так, чтобы продольная компонента имела на оптической оси максимальное значение, а поперечная – минимальное. Такое перераспределение позволяет компенсировать уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации освещивающего пучка в высокоапертурных системах.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования с помощью ближнепольного микроскопа ИНТЕГРА Соларис (рабочая длина волны 532 нм) трёх типов бинарных фазовых аксионов, рассмотренных в работе [2], которые

были изготовлены методом электронно-лучевой литографии. Бинарные элементы изготавливались с субволновым периодом (500 нм) наборами из трёх элементов с различной дозой облучения, что соответствовало различной высоте микрорельефа. Результаты экспериментальных исследований подтвердили, что микроаксиконы с асимметричной конфигурацией позволяют уменьшить уширение центрального светового пятна вдоль направления поляризации, причём в ближней зоне дифракции обеспечивается преодоление дифракционного предела со значительным уменьшением размера центрального светового пятна.

1. Анализ пространственного спектра

В работе [2] были рассмотрены три типа асимметричных высокоапертурных бинарных аксионов. Для оптических элементов с высокой числовой апертурой характерно наличие существенной продольной компоненты в векторном электрическом поле. При линейной поляризации пучка, падающего на высокоапертурный аксион, данный факт приводит к уширению размера центрального пятна.

Выясним условия, при которых вклад продольной компоненты в общую интенсивность электрического поля будет превышать вклад поперечных компонент.

Если поперечные компоненты электрического поля, падающего на оптический элемент, представимы в виде вихревых пучков:

$$E(r, \varphi) = E(r) \exp(im\varphi), \quad (1)$$

то метод разложения по плоским волнам для линейно-поляризованного излучения сводится к следующим выражениям:

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 t^{2m} \exp(im\theta) \times \\ \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathbf{Q}_m(k\rho\sigma, \theta) \mathbf{P}(\sigma) \exp\left[ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right] \sigma d\sigma, \quad (2)$$

$$\mathbf{Q}_m(t, \theta) = \begin{bmatrix} t_s(\sigma)B_m^{SS}(t, \theta) + t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2}B_m^{CC}(t, \theta) \\ B_m^{SC}(t, \theta)\left(t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)\right) \\ -t_p(\sigma)\sigma B_m^C(t, \theta) \end{bmatrix}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны,

$$\mathbf{P}(\sigma) = \int_0^R \mathbf{E}_0(r) J_m(kr\sigma) r dr, \quad (3)$$

$$B_m^C(t, \theta) = \begin{bmatrix} B_m^{SC}(t, \theta)\left(t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)\right) \\ t_s(\sigma)B_m^{CC}(t, \theta) + t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2}B_m^{SS}(t, \theta) \\ -t_p(\sigma)\sigma B_m^S(t, \theta) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\text{где } B_m^C(t, \theta) = \frac{i}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t)],$$

$$B_m^S(t, \theta) = \frac{1}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)],$$

$$B_m^{CC}(t, \theta) = \frac{1}{4} [2J_m(t) - e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)],$$

$$B_m^{SS}(t, \theta) = \frac{1}{4} [2J_m(t) + e^{i2\theta} J_{m+2}(t) + e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)],$$

$$B_m^{SC}(t, \theta) = \frac{i}{4} [e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)], \quad t = k\rho\sigma,$$

$t_s(\sigma), t_p(\sigma)$ – коэффициенты пропускания Френеля для ТЕ-и ТМ-поляризованных компонент поля соответственно. Корректный расчёт коэффициентов пропускания Френеля приведён в работе [1].

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \begin{bmatrix} t_s(\sigma)B_0^{SS}(k\rho\sigma, \theta) + t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2}B_0^{CC}(k\rho\sigma, \theta) \\ B_0^{SC}(k\rho\sigma, \theta)\left(t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)\right) \\ -t_p(\sigma)\sigma B_0^C(k\rho\sigma, \theta) \end{bmatrix} P_x(\sigma) \exp\left[ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right] \sigma d\sigma,$$

$$\text{где } B_0^C(t, \theta) = iJ_1(t) \cos \theta,$$

$$B_0^{CC}(t, \theta) = \frac{1}{2} [J_0(t) - J_2(t) \cos 2\theta],$$

$$B_0^{SS}(t, \theta) = \frac{1}{2} [J_0(t) + J_2(t) \cos 2\theta],$$

$$B_0^{SC}(t, \theta) = -\frac{1}{2} J_2(t) \sin 2\theta, \quad t = k\rho\sigma.$$

Основной вклад в общую интенсивность вблизи оптической оси вносят x- и z-компоненты:

$$E_x(\rho, \theta, z) = \frac{k^2}{2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left[J_0(k\rho\sigma) \left(t_s(\sigma) + t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} \right) + \right. \\ \left. + J_2(k\rho\sigma) \cos 2\theta \left(t_s(\sigma) - t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} \right) \right] \times \\ \times P_x(\sigma) \exp\left[ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right] \sigma d\sigma, \quad (8)$$

$$E_z(\rho, \theta, z) = ik^2 \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} J_1(k\rho\sigma) t_p(\sigma) P_x(\sigma) \times \\ \times \exp\left[ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right] \cos \theta \sigma^2 d\sigma. \quad (9)$$

Значение функции (6) в окрестности $\sigma = \alpha_0$ существенно превышает значения в других точках [5, 6], поэтому интегралы (8), (9) можно приблизи-

1.1. Случай ограниченного плоского освещающего пучка

Рассмотрим линейно-поляризованное вдоль оси X поле, описывающее дифракционный аксион, освещённый ограниченным плоским пучком, в приближении тонкого элемента:

$$\tau(r) = \exp(ik\alpha_0 r), \quad (5)$$

где α_0 – параметр аксиона, определяющий его чистовую апертуру $\alpha_0 = NA$.

Тогда из (3) получаем спектральное распределение для x-компоненты:

$$P_x(\sigma) = \int_0^R \exp(ik\alpha_0 r) J_0(kr\sigma) r dr. \quad (6)$$

Выражение (2) примет вид:

тельно заменить на их подынтегральные выражения в этой точке. Максимальное значение интенсивности для x-компоненты достигается при $\rho=0$:

$$\begin{aligned} |E_x^{\max}(\rho, \theta, z)|^2 &= |E_x(0, \theta, z)|^2 \approx \\ &\approx \left| \frac{k^2 \alpha_0}{2} \left[\left(t_s(\alpha_0) + t_p(\alpha_0) \sqrt{1-\alpha_0^2} \right) \right] \right|^2 \times \\ &\times \begin{cases} 1, & \alpha_0 \leq 1, \\ \exp\left[-2kz\sqrt{\alpha_0^2 - 1}\right], & \alpha_0 > 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Максимальное значение интенсивности для z-компоненты достигается при

$$\rho_{\max} = \frac{1,84}{2\pi\alpha_0} \lambda \approx \frac{0,29}{\alpha_0} \lambda, \quad J_1(k\alpha_0 \rho_{\max}) \approx 0,58 :$$

$$\begin{aligned} |E_z^{\max}(\rho, \theta, z)|^2 &= |E_z(\rho = \&, \theta, z)|^2 \approx \\ &\approx |0,58 k^2 \alpha_0^2 t_p(\alpha_0) \cos \theta|^2 \times \\ &\times \begin{cases} 1, & \alpha_0 \leq 1, \\ \exp\left[-2kz\sqrt{\alpha_0^2 - 1}\right], & \alpha_0 > 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

Рассмотрим отношение максимальных значений продольной и поперечной компонент на интервале $\rho_{\lambda} \in [0, \lambda]$ вдоль направления поляризации $\theta=0$:

$$\eta_\lambda = \frac{|E_z^{\max}(\rho_\lambda, 0, z)|^2}{|E_x^{\max}(\rho_\lambda, 0, z)|^2} \approx \frac{(1,16 \cdot \alpha_0 t_p(\alpha_0))^2}{\left[\left(t_s(\alpha_0) + t_p(\alpha_0) \sqrt{1 - \alpha_0^2} \right) \right]^2}. \quad (12)$$

Обозначив $\zeta(\alpha_0) = t_s(\alpha_0)/t_p(\alpha_0)$, получим:

$$\eta_\lambda \approx \frac{1,34 \alpha_0^2}{(\zeta(\alpha_0) + \sqrt{1 - \alpha_0^2})^2} \underset{\alpha_0 \rightarrow 1}{=} \frac{1,34}{\zeta^2(1)}. \quad (13)$$

Пусть показатели преломления аксиона и окружающей среды n_1 и n_2 , $n_1 > n_2$. Обозначим $\gamma = \sqrt{1 - \alpha_0^2}$, тогда для $\gamma < n_2/n_1$ (γ вещественная) имеем [1]:

$$\zeta(\alpha_0) = \frac{2n_1 n_2 - \gamma(n_1^2 + n_2^2)}{n_1^2 + n_2^2 - 2\gamma n_1 n_2}. \quad (14)$$

При $\alpha_0 = 1$, $\gamma = 0$:

$$\zeta(1) = \frac{2n_1 n_2}{n_1^2 + n_2^2}. \quad (15)$$

Соотношение (13) будет увеличиваться при уменьшении (15), т.е. при росте относительного показателя преломления $n = n_1/n_2$. При $n_1 = 1,5$ и $n_2 = 1$ $\zeta(1) \approx 0,857$ максимальное соотношение (13) будет равно $\eta_{\max}(n = 1,5) \approx 1,83$.

1.2. Случай освещающего пучка с вихревой составляющей первого порядка

Если входное излучение будет иметь вихревую составляющую первого порядка $\exp(i\phi)$, то основной вклад в общую интенсивность вблизи оптической оси по-прежнему будут вносить x- и z-компоненты, но структура их изменится следующим образом:

$$\begin{aligned} E_x(\rho, \theta, z) &= \\ &= \frac{-k^2}{4} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left\{ 2e^{i\theta} J_1(t) \left(t_s(\sigma) + t_p(\sigma) \sqrt{1 - \sigma^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left[e^{i3\theta} J_3(t) - e^{-i\theta} J_1(t) \right] \left(t_s(\sigma) - t_p(\sigma) \sqrt{1 - \sigma^2} \right) \right\} \times \\ &\quad \times P_x(\sigma) \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma d\sigma, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{ik^2}{2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left[e^{i2\theta} J_2(t) - J_0(t) \right] \times \\ &\quad \times t_p(\sigma) P_x(\sigma) \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma^2 d\sigma, \end{aligned} \quad (17)$$

$$t = k\sigma\rho.$$

Используя приближение для $P_x(\sigma)$, такое же, как в предыдущем разделе, получаем, что в этом случае

максимальное значение интенсивности для z-компоненты достигается при $\rho = 0$:

$$\begin{aligned} |E_z^{\max}(\rho, \theta, z)|^2 &= |E_z(0, \theta, z)|^2 = \\ &= \left| \frac{k^2}{2} t_p(\alpha_0) \alpha_0^2 \right|^2 \times \\ &\times \begin{cases} 1, & \alpha_0 \leq 1, \\ \exp[-2kz\sqrt{\alpha_0^2 - 1}], & \alpha_0 > 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (18)$$

Вблизи оптической оси для x-компоненты при $k\alpha_0\rho = 1,84$ вдоль направления поляризации $\theta = 0$:

$$\begin{aligned} |E_x^{\max}(\rho, 0, z)|^2 &= |E_x(\rho = 0, 0, z)|^2 \approx \\ &\approx \left| \frac{-k^2 0,58 \alpha_0}{4} \left(t_s(\alpha_0) + 3t_p(\alpha_0) \sqrt{1 - \alpha_0^2} \right) \right|^2 \times \\ &\times \begin{cases} 1, & \alpha_0 \leq 1, \\ \exp[-2kz\sqrt{\alpha_0^2 - 1}], & \alpha_0 > 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (19)$$

Отношение максимальных значений продольной и поперечной компонент на интервале $\rho_\lambda \in [0, \lambda]$ вдоль направления поляризации $\theta = 0$:

$$\begin{aligned} \eta_\lambda &= \frac{|E_z^{\max}(\rho_\lambda, 0, z)|^2}{|E_x^{\max}(\rho_\lambda, 0, z)|^2} \approx \\ &\approx \frac{(1,16 \cdot \alpha_0 t_p(\alpha_0))^2}{0,34 \left(t_s(\alpha_0) + 3t_p(\alpha_0) \sqrt{1 - \alpha_0^2} \right)^2} \underset{\alpha_0 \rightarrow 1}{=} \frac{1,34}{\zeta^2(1)}. \end{aligned} \quad (20)$$

Предельное соотношение остаётся таким же, как в отсутствие вихревой составляющей.

1.3. Случай освещающего пучка с фазовым скачком

Если входное излучение будет иметь фазовый скачок на π радиан, перпендикулярный направлению поляризации, который можно в частном случае описать как $\cos(\phi)$, то ситуация будет аналогична предыдущей:

$$\begin{aligned} E_x(\rho, \theta, z) &= \\ &= \frac{-k^2}{4} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left\{ it_s(\sigma) [\cos \theta J_1(t) + \cos 3\theta J_3(t)] + \right. \\ &\quad \left. + t_p(\sigma) \sqrt{1 - \sigma^2} [3 \cos \theta J_1(t) - \cos 3\theta J_3(t)] \right\} \times \\ &\quad \times P_x(\sigma) \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma d\sigma, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{ik^2}{2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} [\cos 2\theta J_2(t) - J_0(t)] \times \\ &\quad \times t_p(\sigma) P_x(\sigma) \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma^2 d\sigma, \end{aligned} \quad (22)$$

и отношение максимальных значений продольной и поперечной компонент на интервале $\rho_\lambda \in [0, \lambda]$ вдоль направления поляризации $\theta = 0$ будет таким же, как в (20).

Из полученных выше выражений следует, что соотношение вклада этих двух составляющих вблизи оптической оси будет увеличиваться с ростом числовой апертуры оптического элемента и ростом относительного показателя преломления элемента и окружающей среды. Даже при умеренном относительном показателе преломления ($n = 1,5$) при высоких значениях числовой апертуры интенсивность продольной компоненты почти в 2 раза превышает интенсивность поперечной компоненты.

2. Численное моделирование

На рис. 1 приведены результаты моделирования действия биаксикона радиусом $R = 100\lambda$ с $NA = 0,9$ и $NA = 0,97$. В плоскости максимального осевого значения для биаксикона с $NA = 0,9$ (при $z \approx 21$ мкм, рис. 1 σ) вдоль направления поляризации наблюдается формирование светового пятна с $FWHM(-) = 1,46\lambda$, а для биаксикона с $NA = 0,97$ (при $z \approx 8$ мкм, рис. 1 τ) световое пятно имеет $FWHM(-) = 0,36\lambda$, что соответствует преодолению дифракционного предела, равного $0,51\lambda$.

Заметим, что при бинаризации аксикона, как и биаксикона, спектр раздваивается (рис. 2), но для биаксикона высокочастотное кольцо оказывается с меньшей энергией, поэтому, когда числовая апертура будет приближаться к предельной, в область затухающих волн будет уходить относительно меньшая часть общей энергии.

На рис. 3 приведены сравнительные результаты для аксикона и биаксикона с числовой апертурой, близкими к единице. Видно, что увеличение числовой апертуры для обычного аксикона (рис. 3 a) приводит к росту боковых лепестков, а для биаксикона (рис. 3 b) – углублению провала между центральным и боковыми лепестками.

Таким образом, использование биаксикона даже с субволновым периодом позволяет в зоне распространяющихся волн существенно преодолеть дифракционный предел. В частности, при $z = \lambda$ вдоль направления поляризации: $FWHM(-) = 0,361\lambda$ для $NA = 0,97$, $FWHM(-) = 0,342\lambda$ для $NA = 1$, $FWHM(-) = 0,327\lambda$ для $NA = 1,01$.

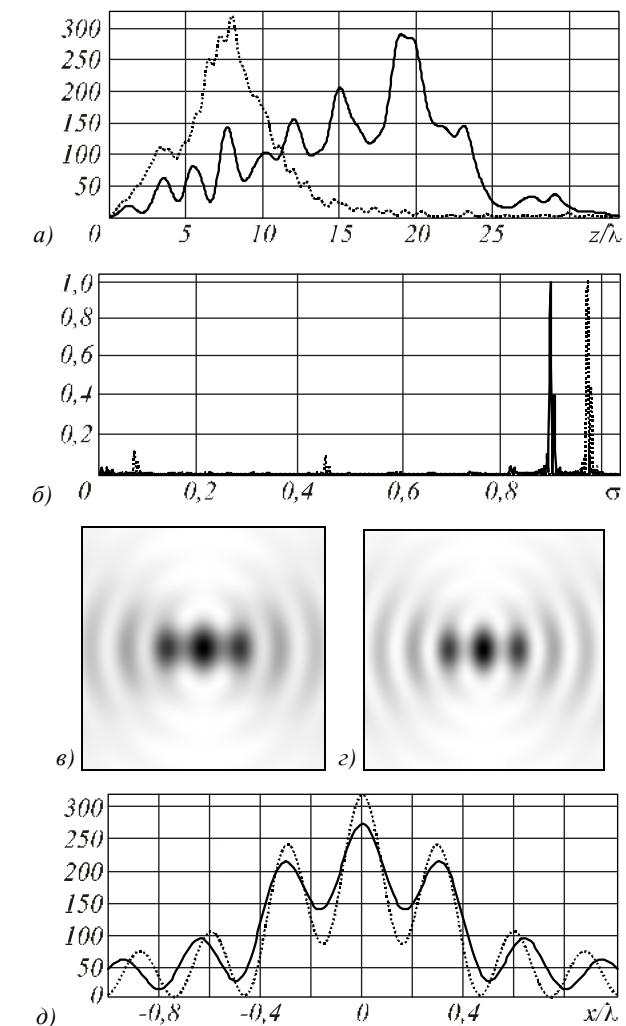


Рис. 1. Распределение интенсивности на оптической оси (а) и спектральное распределение для биаксикона с $NA = 0,9$ (сплошная линия) и $NA = 0,97$ (точечная линия) (б); поперечное распределение интенсивности при $NA = 0,9$ в плоскости $z = 40\lambda \approx 21$ мкм (в) и $NA = 0,97$ в плоскости $z = 16\lambda \approx 8$ мкм (г) и соответствующие сечения $NA = 0,9$ (сплошная линия) и $NA = 0,97$ (точечная линия) (д)

В табл. 1 приведены результаты моделирования дифракции Гауссова пучка с радиусом перетяжки 2,5 мкм на дифракционных аксиконах различного типа [2] с периодом $T = 0,94\lambda$ ($NA = 1,01$). Данное моделирование должно соответствовать результатам, которые можно получить с помощью ближнепольного микроскопа.

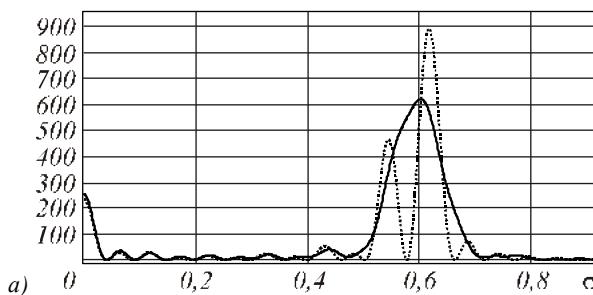
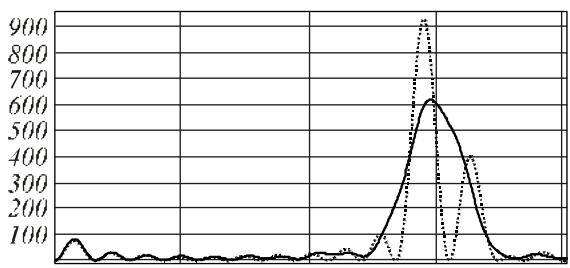


Рис. 2. Спектральное распределение для аксикона радиусом $R = 10\lambda$ с $NA = 0,6$ (а) и для аналогичного биаксикона (б): с непрерывным профилем (сплошная линия) и бинарным профилем (точечная линия)



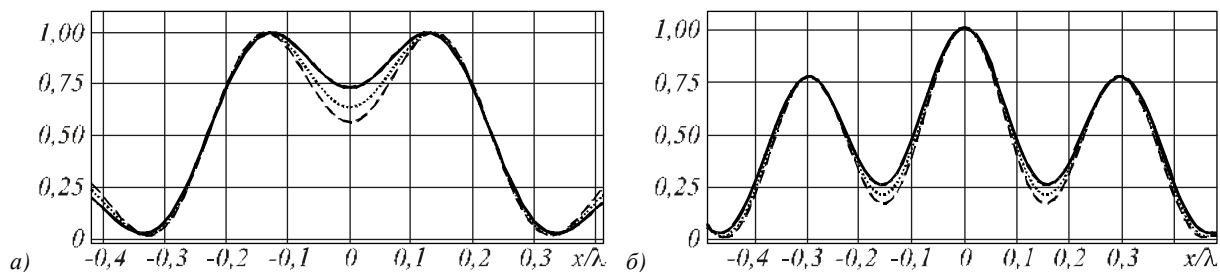


Рис. 3. Горизонтальное сечение поперечного распределения интенсивности в плоскости $z=\lambda$ для аксиона (а) и биаксиона радиусом $R=10\lambda$ (б): с $NA=0,97$ (сплошная линия), $NA=1$ (точечная линия) и $NA=1,01$ (пунктирная линия)

Таблица 1. Сравнение действия различных типов дифракционных аксионов с периодом $T = 0,94\lambda$ ($NA = 1,01$) при освещении Гауссовым пучком с радиусом перетяжки $2,5\text{ мкм}$. Красный цвет соответствует поперечной компоненте электрического поля, а синий – продольной

Тип аксиона	Вид фазы, $R = 5\text{ мкм}$	Продольное распределение интенсивности в области $z \in [0,1\text{ мкм}; 2\text{ мкм}], x \in [-5\text{ мкм}; 5\text{ мкм}]$	Поперечное распределение интенсивности в плоскости $z = 0,32\text{ мкм}$ размером $2 \times 2\text{ мкм}$
Радиально-симметричный			
Биаксион			
Спиральный			

3. Изготовление бинарных дифракционных аксионов с субволновым периодом для лазерного излучения с длиной волны 532 нм

Изготовление дифракционных элементов с характерными размерами, меньшими длины волны света, включает процессы нанесения резиста, чувствительного к потоку электронов, магнетронного нанесения металлических плёнок, электронно-лучевой литографии с помощью растрового электронного микроскопа.

Нанесение позитивного резиста ЭРП-40 производилось на центрифуге Polos с частотой 5000 мин^{-1}

толщиной 600 нм, контролируемой на профилометре «KLA Tencor P16+», с последующей сушкой в конвекционной печи при температуре 180° в течение 30 мин. Напыление плёнки хрома толщиной 10 нм на поверхность резиста производилось на установке магнетронного распыления импульсного тока «Каролина Д-12А». Необходимость её нанесения обуславливается требованием отвода скапливающегося заряда в процессе электронно-лучевого экспонирования.

Экспонирование резиста производилось на растровом электронном микроскопе (РЭМ) Supra 25

(30 кэВ, Carl Zeiss GmbH) с литографической приставкой XENOS XeDraw2 (XENOS Semiconductor Technologies GmbH), позволяющей формировать заданную картину облучения. Для определения дозы облучения был записан набор тестовых структур с диапазоном доз от 50 мКл/см² до 90 мКл/см². Затем плёнка хрома на поверхности резиста удалялась в водном растворе сульфата церия.

После проявления резиста в растворе метилизобутилкетона и изопропилового спирта в соотношении 1:3 в течение 60 с образец промывался в изопропиловом спирте с последующей сушкой на центрифуге. После завершения операций формирования рельефа поверхность образца анализировалась на

РЭМ с целью выявления дефектов проработки рельефа и определения диапазона доз облучения, использование которого приводит к приемлемым результатам. Анализ доз облучения показал, что диапазон доз, дающих приемлемые результаты, зависит от толщины резиста, периода структур, температуры проявителя, концентрации проявителя, времени проявления.

На рис. 4 показаны изображения центральной части изготовленных элементов, полученных с помощью РЭМ Supra 25. Всего было изготовлено на одной подложке 8 наборов по три типа элемента с различной высотой микрорельефа, связанной с разной дозой облучения.

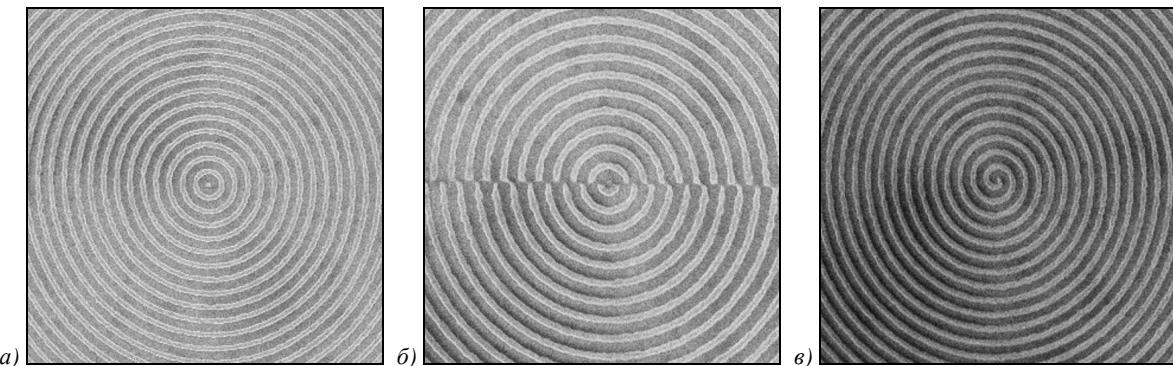


Рис. 4. Изображения центральной части изготовленных элементов, полученных с помощью РЭМ Supra 25 для осесимметричного аксиона (а), биаксиона (б) и спирального аксиона с периодом 500 нм (в)

4. Результаты экспериментального исследования изготовленных элементов и их анализ

С изготовленными оптическими элементами был проведён ряд измерений с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ), предназначенного для исследований оптических свойств с разрешением выше дифракционного предела ИНТЕГРА Соларис. Сканирование осуществлялось с разрешением 100 нм по области размером 3 × 3 мкм. При этом высота плоскости сканирования менялась от 400 нм до 1500 нм. Сканирование осуществлялось перемещением образца при сохранении положения освещдающего пучка. Диаметр освещдающего пучка с Гауссовым распределением составлял от 8 до 10 мкм. Длина волны освещдающего пучка составляла 532 нм.

Для экспериментального исследования были выбраны два набора с различной дозой облучения: со средней и с максимальной.

Сначала исследовался один из наборов со средней дозой облучения. В табл. 2 приведены экспериментально зафиксированные с помощью ближнепольного микроскопа распределения интенсивности, формируемые тремя типами изготовленных бинарных дифракционных аксионов, на различных расстояниях от элементов. На рис. 5 также показаны соответствующие значения размера центрального светового пятна по уровню полуспада интенсивности (FWHM) вдоль направления поляризации. Как

видно, преодолеть дифракционный предел (отмечен чёрной горизонтальной линией) удается лишь вблизи биаксиона и спирального аксиона. Как видно из экспериментально снятых распределений интенсивности, центральное световое пятно то появляется, то исчезает, что не характерно для осевой интенсивности, формируемой аксионом (табл. 1). Данная ситуация возможна при недостаточной высоте микрорельефа, что подтверждается результатами моделирования, проведёнными с помощью (2)-(4) и метода конечных разностей во временной области (FDTD), реализованного в программном продукте R-Soft.

Конфигурация системы для моделирования методом FDTD представлена на рис. 6. Показатель преломления подложки, в которой выполнен бинарный рельеф вида (2), равен $n = 1,5$. Высота микрорельефа выбрана из расчёта $0,36h$, где h – идеальная высота рельефа:

$$h = \frac{\pi}{k(n-1)} = \lambda = 532 \text{ нм}. \quad (23)$$

При расчётах методом FDTD размер расчётной области $x \in [-5\lambda, 5\lambda]$, $y \in [-5\lambda, 5\lambda]$, $z \in [0, 7\lambda]$. Толщина подложки – 500 нм, высота микрорельефа 191,52 нм, шаг дискретизации по пространству – $\lambda/15$, шаг дискретизации по времени – $\lambda/(60c)$, где c – скорость света.

Таблица 2. 3D серии, полученные для набора из трёх типов аксионов со средней дозой облучения

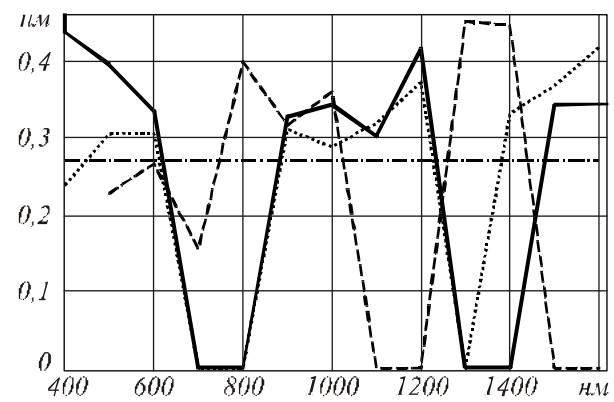
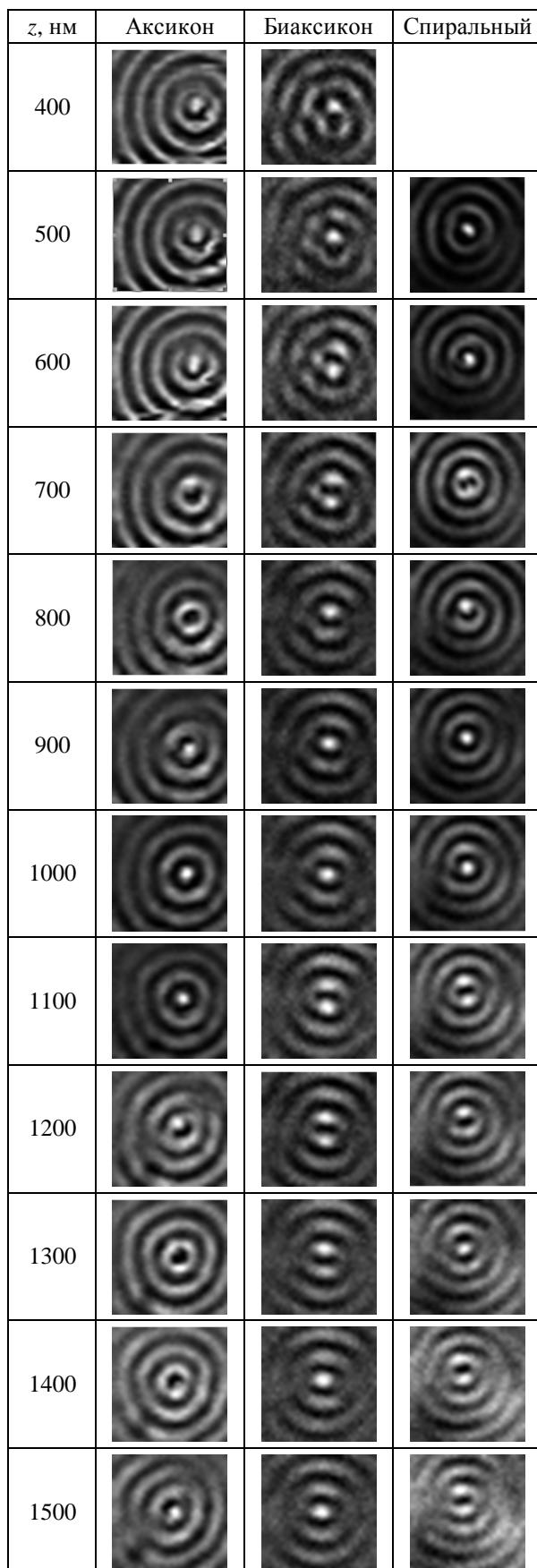


Рис. 5. Значение FWHM центрального светового пятна для экспериментально зафиксированных распределений интенсивности, формируемых аксионом (сплошная линия), биаксиконом (точечная линия) и спиральным аксионом (пунктирная линия)

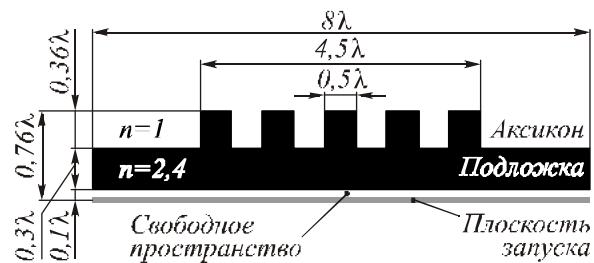


Рис. 6. Конфигурация системы
для моделирования методом FDTD

На рис. 7 приведены результаты моделирования с помощью метода FDTD в области $z \in [-692 \text{ нм}, 1440 \text{ нм}]$, $x \in [-2660 \text{ нм}, 2660 \text{ нм}]$ для аксиона, освещённого плоским пучком (рис. 7a), Гауссовым пучком (рис. 7б) и плоским пучком с фазовым скачком (рис. 7в), что соответствует действию биаксикона. Как видно из результатов моделирования, при заниженной высоте микрорельефа будут появляться провалы до нуля, обнаруженные в эксперименте.

Использование FDTD позволяет учесть влияние реальной толщины оптического элемента, в том числе наличие подложки. Всё это будет сказываться на отличиях от результатов, полученных с помощью дифракционных интегралов. Однако характер результатов будет иметь хорошее качественное соглашение. На рис. 8 показано сравнение распределения интенсивности на оптической оси, полученное с помощью двух упомянутых методов.

Также исследовался набор из трёх типов аксионов, соответствующий максимальной дозе облучения, использованной при изготовлении.

На рис. 9 показаны экспериментально полученные картины интенсивности в непосредственной близости от оптических элементов (100 – 200 нм). Для осесимметричного аксиона наблюдается (рис. 9a) вытянутость центрального светового пятна в направлении поляризации (вертикальном направлении): $\text{FWHM}(-) = 0,4\lambda$; $\text{FWHM}(+) = 0,54\lambda$. Вблизи

биаксикона в центре наблюдается минимум интенсивности (рис. 9б), это связано с недостаточной высотой изготовленного микрорельефа. Заметим, однако, что первая световая дуга имеет по вертикали размер почти в 2 раза меньше дифракционного предела: $\text{FWHM}(|) = 0,27\lambda$.

Для спирального аксикона ситуация аналогична (рис. 9в), причём в центральной части световая спираль в вертикальном направлении имеет ещё меньший размер: $\text{FWHM}(|) = 0,25\lambda$.

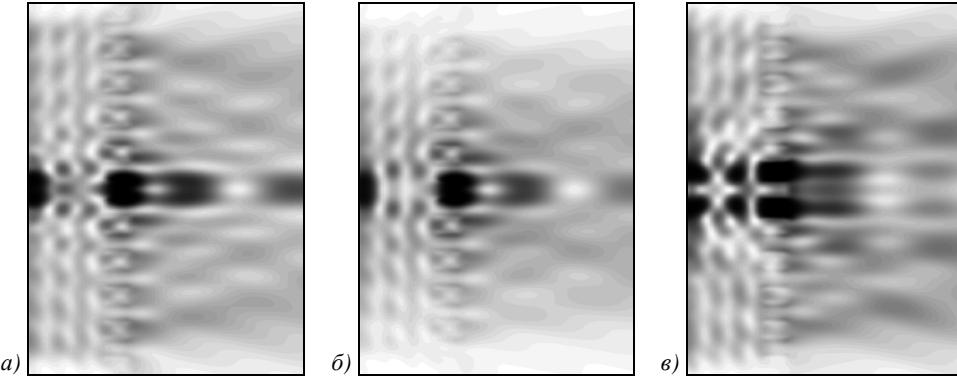


Рис. 7. Распределение интенсивности, рассчитанное с помощью метода FDTD в области $z \in [-692 \text{ нм}, 1440 \text{ нм}]$, $x \in [-266 \text{ нм}, 266 \text{ нм}]$ для аксикона, освещённого плоским пучком (а), Гауссовым пучком (б), плоским пучком с фазовым скачком (в)

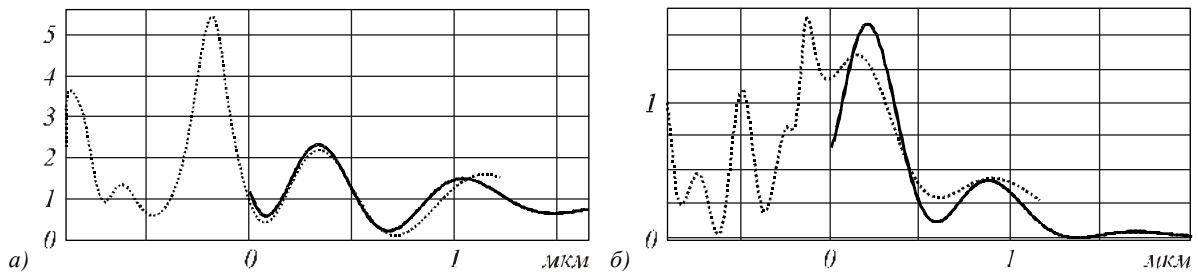


Рис. 8. Распределение интенсивности вдоль оптической оси, рассчитанное с помощью (2)-(4) (сплошная линия) и FDTD (точечная линия) для аксикона (а) и биаксикона (б)

На рис. 10 показаны экспериментально полученные картины интенсивности на расстояниях от оптических элементов больших длины волны. Для осесимметричного аксикона на расстоянии 650 нм центральное пятно становится практически круглым (рис. 10а): $\text{FWHM}(-) = 0,48\lambda$; $\text{FWHM}(+) = 0,52\lambda$. Для биаксикона центральное пятно остаётся очень компактным вдоль направления поляризации даже на расстоянии 900 нм (рис. 10б): $\text{FWHM}(-) = 0,58\lambda$; $\text{FWHM}(+) = 0,32\lambda$.

Для спирального аксикона ситуация аналогична, на расстоянии более 1000 нм световое пятно остаётся сильно сплюснутым: $\text{FWHM}(-) = 0,53\lambda$; $\text{FWHM}(+) = 0,35\lambda$. Заметим, однако, что ориентация спирального аксикона независима от направления поляризации, в то время как биаксикон необходимо ориентировать так, чтобы линия фазового скачка была перпендикулярна направлению поляризации [7].

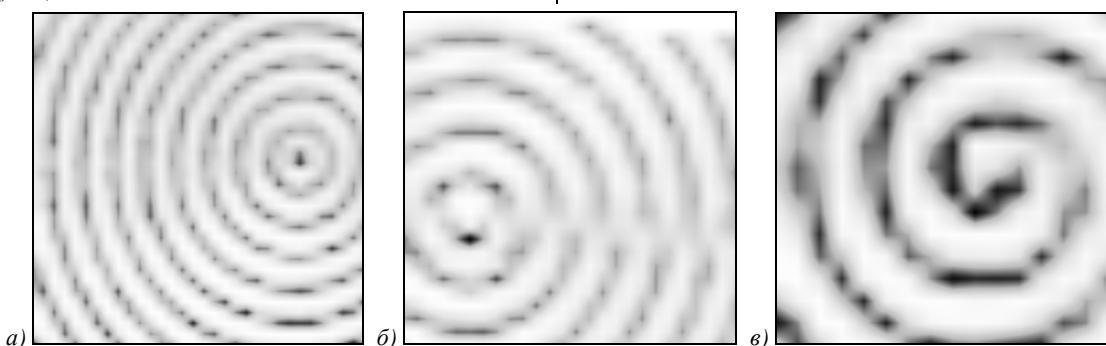


Рис. 9. Экспериментально полученные картины интенсивности в непосредственной близости от осесимметричного аксикона (размер изображения 6 × 6 мкм) (а), от биаксикона (размер изображения 4,25 × 4,25 мкм) (б), от спирального аксикона (размер изображения 2,75 × 2,75 мкм) (в)

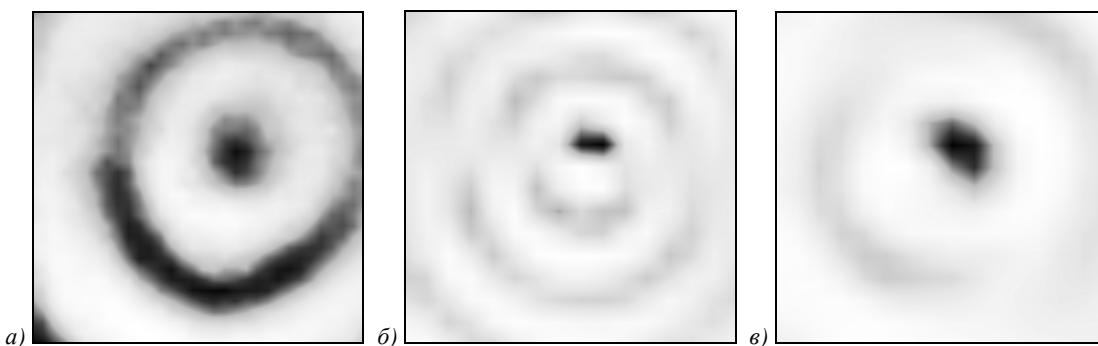


Рис. 10. Экспериментально полученные картины интенсивности на расстояниях более длины волны от осесимметричного аксиона (размер изображения $1,5 \times 1,5 \text{ мкм}$) (а), от биаксиона (размер изображения $2,75 \times 2,75 \text{ мкм}$) (б), от спирального аксиона (размер изображения $1,5 \times 1,5 \text{ мкм}$) (в)

Таким образом, экспериментально показано, что микроаксиконы с асимметричной конфигурацией позволяют уменьшить уширение центрального светового пучка вдоль направления поляризации, причём в ближней зоне дифракции обеспечивается преодоление дифракционного предела в этом направлении: световое пятно уменьшается в 1,5-2 раза.

Заключение

В работе проведён анализ пространственного спектра линейно-поляризованного лазерного пучка, претерпевшего дифракцию на высокоапертурном аксионе. Определены условия, при которых вклад продольной компоненты в общую интенсивность электрического поля превышает вклад поперечных компонент. Отношение вклада этих двух составляющих вблизи оптической оси будет увеличиваться с ростом числовой апертуры оптического элемента и ростом относительного показателя преломления элемента и окружающей среды. Даже при умеренном относительном показателе преломления ($n = 1,5$) при высоких значениях числовой апертуры ($NA \approx 1$) интенсивность продольной компоненты почти в 2 раза превышает интенсивность поперечной компоненты.

Пространственный спектр бинарного дифракционного аксиона, как и биаксикона, раздваивается, но для биаксикона высокочастотное кольцо оказывается с меньшей энергией, поэтому, когда числовая апертура приближается к предельной, в область затухающих волн уходит относительно меньшая часть общей энергии. Таким образом, использование биаксикона даже с субволновым периодом позволяет в зоне распространяющихся волн существенно преодолеть дифракционный предел. В частности, при $z = \lambda$ вдоль направления поляризации: $FWHM(-) = 0,361\lambda$ для $NA = 0,97$, $FWHM(-) = 0,342\lambda$ для $NA = 1$, $FWHM(-) = 0,327\lambda$ для $NA = 1,01$.

Изготовленные методом электронно-лучевой литографии дифракционные бинарные аксиконы трёх типов с периодом 500 нм и различной высотой микрорельефа (200-450 нм) были экспериментально исследованы с помощью ближнепольного микроскопа ИНТЕГРА Соларис. Результаты экспериментальных

исследований подтвердили, что микроаксиконы с асимметричной конфигурацией позволяют уменьшить уширение центрального светового пучка вдоль направления поляризации, причём в ближней зоне дифракции обеспечивается значительное преодоление дифракционного предела. В частности, на расстоянии около двух длин волн от биаксикона, освещённого Гауссовым пучком с линейной поляризацией, формируется центральное световое пятно, размер которого вдоль направления поляризации соответствует $FWHM(|) = 0,32\lambda$. Для спирального аксиона ситуация аналогична, однако преимущество такого элемента состоит в возможности произвольной ориентации по отношению к направлению поляризации, в то время как биаксикон необходимо ориентировать так, чтобы линия фазового скачка была перпендикулярна направлению поляризации.

Результаты экспериментального исследования согласуются с численным моделированием.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), грантов РФФИ 10-07-00109-а, 10-07-00438-а, грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-7414.2010.9 и молодого доктора наук МД-8026.2010.2

Литература

- Хонина, С.Н. Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. – 2010. – Т.34, № 4. – С.443-460.
- Хонина, С.Н. Формирование осевого отрезка с уменьшенным поперечным размером для линейной поляризации освещающего пучка с помощью высокоапертурных бинарных аксионов, не обладающих осевой симметрией // Компьютерная оптика. – 2010. – Т.34, № 4. – С.461-468.
- Хонина, С.Н. Алгоритмы быстрого расчёта дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапerture / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, М.А. Ананьев // Известия Самарского научного центра РАН. – 2010. – № 12(3). – С. 15-25.

4. **Khonina, S.N.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovsky // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 2188-2197.
5. **Kotlyar, V.V.** Diffraction of conic and Gaussian beams by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, H. Elfstrom, N. Tossavainen and J. Turunen // Appl. Opt. – 2006. – Vol. 45, N 12. – P. 2656-2665.
6. **Котляр, В.В.** Дифракция плоской волны конечного радиуса на спиральном аксионе и спиральной фазовой пластинке: сравнение / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, В.А. Соифер, Д.А. Девис, С. Тувей, Д. Коттрел // Компьютерная оптика. – 2006. – Т. 30 – С. 36-43.
7. **Khonina, S.N.** Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina and I. Golub // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 3. – P. 352-354.

References

1. **Khonina, S.N.** Calculation of diffraction of the linearly-polarized limited beam with uniform intensity on high-aperture binary micro-axicons in a near zone / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovsky, A.A. Kovalev // Computer Optics. – 2010. – Vol. 34, N 4. – P. 443-460. – (in Russian).
2. **Khonina, S.N.** Formation of an axial line with the reduced cross-section size for linear polarization of an illuminating beam by means of high-aperture binary axicons without axial symmetry // Computer Optics. – 2010. – Vol. 34, N 4. – P. 461-468. – (in Russian).
3. **Khonina, S.N.** Fast calculation algorithms for diffraction of radially-vortical laser fields on the microaperture / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovsky, M.A. Ananin // Izvest. SNC RAS – 2010. – V. 12(3). – P. 15-25. – (in Russian).
4. **Khonina, S.N.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovsky // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 2188-2197.
5. **Kotlyar, V.V.** Diffraction of conic and Gaussian beams by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, H. Elfstrom, N. Tossavainen and J. Turunen // Appl. Opt. – 2006. – Vol. 45, N 12. – P. 2656-2665.
6. **Kotlyar, V.V.** Diffraction of a plane finite-radius wave by a spiral axicon and by a spiral phase plate: comparing / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, J.A. Davis, C. Tuvey, J. Cottrell // Computer Optics. – 2006. – V.30 – P.36-43. - (in Russian)
7. **Khonina, S.N.** Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina and I. Golub // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 3. – P. 352-354.

EXPERIMENTAL RESEARCH OF DIFFRACTION OF AN LINEARLY-POLARIZED GAUSSIAN BEAM BY BINARY MICROAXICON WITH THE PERIOD CLOSE TO WAVELENGTH

S.N. Khonina ^{1,2}, D.V. Nesterenko ^{1,2}, A.A. Morozov ^{1,2}, R.V. Skidanov ^{1,2}, I.A. Pustovoy ²

¹Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS,

²S.P. Korolyov Samara State Aerospace University

Abstract

To compensate widening of the central light spot which inevitably arises at linear polarization of a beam illuminating high-aperture axicon, it is possible to insert asymmetry in axicon structure. Experimental research of diffraction of Gaussian beam by three types of binary microaxicon with the period close to wavelength is carry out by means of nearfield microscope. Diffractive optical elements with the period of 500 nanometers and various height of a microrelief have been made by a method of e-beam lithography. It is experimentally confirmed, that asymmetric microaxicons allow to reduce widening of the central light spot. Also it is shown, that in a near zone overcoming of the diffraction limit along one direction (down to FWHM=0,32λ) is provided.

Key words: asymmetric binary diffractive axicon, high-aperture optical element, linear polarization, diffraction limit overcoming, nearfield microscopy, e-beam lithography.

Сведения об авторах



Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений.

E-mail: khonina@smr.ru.

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing.



Нестеренко Дмитрий Владимирович, кандидат физико-математических наук (2002), научный сотрудник лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН. В 1999 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва по специальности «Прикладная физика». Область научных интересов: нанофотоника, метаматериалы, электронно-лучевая литография. Публикации: 35 научных трудов, 1 монография, 3 патента. E-mail: nesterenko@smr.ru.

Dmitry V. Nesterenko is a scientific researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (Samara). He received his MS in physics (1999) and PhD in optics (2002) from Samara State Aerospace University. He is co-author of 35 scientific papers, 1 book and 3 patents. His current interests are diffractive optics, nanophotonics, metamaterials, e-beam lithography.



Морозов Андрей Андреевич, 1987 года рождения, в 2008 получил степень бакалавра в СГАУ по специальности «Прикладная математика». В списке научных работ А.А. Морозова 5 статей. Область научных интересов: дифракционная оптика.

Andrey Andreevich Morozov (b. 1987) He received his bachelor in Applied mathematics (2008) in SSAU. He is co-author of 5 scientific papers. His research interests are currently diffractive optics.



Скиданов Роман Васильевич, 1973 года рождения. В 1990 году с отличием окончил Самарский государственный университет (СамГУ) по специальности «Физика». Доктор физико-математических наук (2007 год), работает старшим научным сотрудником лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Скиданов Р.В. – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанофотоники. В списке научных работ Р.В. Скиданова 60 статей, 3 монографии. E-mail: romans@smr.ru.

Roman Vasilevich Skidanov (b. 1973) graduated with honors (1990) from the Samara State University (SSU), majoring in Physic. He received his Doctor in Physics & Maths (2007) degrees from Samara State Aerospace University. He is the senior researcher laboratory of laser measurement at the Samara Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is co-author of 60 scientific papers, 3 monographs. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.



Пустовой Иван Александрович, 1988 года рождения, в 2011 получил квалификацию специалиста в СГАУ по специальности «Прикладная математика». Область научных интересов: дифракционная оптика.

Ivan Aleksandrovich Pustovoy (b. 1988) He qualified as specialist in Applied mathematics (2011) in SSAU. His research interests are currently diffractive optics.

Поступила в редакцию 28 февраля 2011 г.