

УДК 535.42

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ДИФРАКЦИИ ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ БИНАРНЫХ АКЦИКОНОВ ПРИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСВЕЩАЮЩЕГО ПУЧКА

© 2013 С.Н. Хонина, С.В. Алферов, С.В. Карпеев

Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Поступила в редакцию 23.04.2013

Рассмотрена дифракция лазерного излучения с цилиндрической поляризацией (радиальной и азимутальной) на высокоапертурных бинарных аксиконах с различной структурой. Проведен теоретический анализ дифракции на основе метода разложения по плоским волнам и показано, что в зависимости от поляризации на оптической оси концентрируется либо продольная, либо поперечные компоненты электрического поля. Аналитически и численно показано, что внесение асимметрии в структуру аксикона соответствует внесению фазовой сингулярности в падающий пучок и позволяет управлять распределением различных компонент электрического поля в фокальной плоскости. Для высокоапертурных бинарных аксиконов трех конфигураций (осесимметричный, биаксикон и спиральный) проведены экспериментальные измерения в ближней зоне дифракции при освещении излучением с радиальной и азимутальной поляризацией. Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретическими результатами как по геометрии, так и по масштабу распределений.

Ключевые слова: острая фокусировка, цилиндрическая поляризация, дифракционный аксикон, компоненты электрического поля, метод разложения по плоским волнам, ближнепольный микроскоп.

ВВЕДЕНИЕ

Для острой фокусировки лазерного излучения возможно использование аксиконов с высокой числовой апертурой [1-4], причем в этом случае обеспечивается формирование фокального светового пятна примерно в полтора раза меньшего размера по полуспаду интенсивности, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой. Однако при фокусировке излучения с линейной или круговой поляризацией происходит уширение размера фокального пятна за счет внеосевого вклада продольной компоненты [5].

В связи с этим во многих работах рассматривается радиально-поляризованный падающий пучок [1-4, 6, 7]. При радиальной поляризации высокоапертурный аксикон формирует световое пятно, состоящее в основном из одной продольной компоненты на оптической оси, что позволяет достичь предсказанное скалярной теорией преодоление дифракционного предела по сравнению с линзой. Выделение продольной компоненты

*Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник
E-mail: khonina@smr.ru*

Алферов Сергей Владимирович, стажёр-исследователь, аспирант. E-mail: alferov_s@mail.ru

*Карпеев Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник.
E-mail: karp@smr.ru*

важно в таких приложениях как микроскопия, высокоразрешающая метрология, ускорение электронов и обработка материалов [7].

Преобразование линейно-поляризованного пучка в пучок с неоднородной поляризацией, в частности радиальной или азимутальной, требует использования достаточно сложных или дорогостоящих оптических устройств. [8-11], что затрудняет и одновременно актуализирует экспериментальное исследование таких пучков.

В работах [12-15] описаны результаты численных и натуральных экспериментов по фокусировке лазерного излучения с линейной и круговой поляризацией с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов трех конфигураций – осесимметричного, биаксикона и спирального.

В данной работе продолжено исследование дифракции на упомянутых выше типах бинарных аксиконов излучения с цилиндрической поляризацией – радиальной и азимутальной. Для аналитических и численных расчетов предлагается использовать метод разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура [16] с учетом коэффициентов пропускания Френеля. Этот метод позволяет не только выполнять теоретический анализ, но и получать численные результаты, достаточно близкие к результатам моделирования с помощью FDTD при значительно меньших затратах вычислительных ресурсов [12].

В экспериментальных исследованиях планируется использовать высокоапертурные бинарные аксиконы, изготовленные по технологии электронной литографии, которая обеспечивает высокое качество оптических элементов. Для регистрации распределения поля в ближней зоне дифракции хорошо зарекомендовал себя ближнепольный микроскоп NT-MDT с волоконным зондом, с помощью которого можно измерять как продольную, так и поперечные компоненты электрического поля [17]. Ранее эта методика была успешно применена для измерений острофокусированных цилиндрических пучков [18]. Для проведения полного исследования высокоапертурных аксиконов были использованы 4 типа поляризации освещающего пучка – линейная, круговая, а также радиальная и азимутальная, полученные при помощи поляризационного конвертора [19].

Использование различных типов поляризации и аксиконов позволяет управлять как формой фокального распределения, так и распределением различных компонент электрического поля в фокальной плоскости.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

При использовании метода разложения по плоским волнам в цилиндрических координатах компоненты электрического вектора вычисляются с помощью интеграла [20]:

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\sigma_0} \int_0^{2\pi} \mathbf{M}(\sigma, \phi) \begin{pmatrix} F_x(\sigma, \phi) \\ F_y(\sigma, \phi) \end{pmatrix} \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \exp[ik\sigma\rho\cos(\theta-\phi)] \sigma d\sigma d\phi, \quad (1)$$

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

$$\begin{pmatrix} F_x(\sigma, \phi) \\ F_y(\sigma, \phi) \end{pmatrix} = \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} E_{0x}(r, \varphi) \\ E_{0y}(r, \varphi) \end{pmatrix} \exp[-ikr\sigma \cos(\varphi - \phi)] r dr d\varphi \quad (2)$$

– спектры тангенциальных компонент входного электрического поля E_{0x} и E_{0y} , заданные в области радиусом r_0 . Спектральные компоненты учитываются в ограниченной области пространственных частот радиусом σ_0 .

Матрица поляризационного преобразования $\mathbf{M}(\sigma, \phi)$ Мансурипура [16] с учетом коэффициентов пропускания Френеля имеет следующий вид [12]:

$$\mathbf{M}(\sigma, \phi) = \begin{pmatrix} t_s(\sigma) + \cos^2\phi(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) & \sin\phi\cos\phi(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) \\ \sin\phi\cos\phi(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) & t_s(\sigma) + \sin^2\phi(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) \end{pmatrix}, \quad \gamma = \sqrt{1-\sigma^2}, \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} -t_p(\sigma)\sigma\cos\phi & -t_p(\sigma)\sigma\sin\phi \end{pmatrix}$$

где $t_s(\sigma) = \frac{2(\gamma n_2 n_1 - n_1^2)}{2\gamma n_2 n_1 - (n_1^2 + n_2^2)}$, $t_p(\sigma) = \frac{2(\gamma n_2 n_1 - n_1^2)}{\gamma(n_1^2 + n_2^2) - 2n_2 n_1}$ –

коэффициенты пропускания Френеля для ТЕ- и ТМ-поляризованных компонент поля соответственно, n_1 – показатель преломления оптического элемента, n_2 – показатель преломления среды.

Излучение с радиальной и азимутальной поляризацией изначально содержит в x - и y -компонентах падающего поля косинусные и синусные зависимости от полярного угла, что соответствует суперпозиции вихревых фазовых функций первого порядка противоположных знаков.

Перепишем для удобства анализа выражения (1)-(3) в цилиндрических проекциях, используя соотношение:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Тогда

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = \begin{pmatrix} E_r(\rho, \theta, z) \\ E_\varphi(\rho, \theta, z) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\sigma_0} \int_0^{2\pi} \mathbf{M}_c^c(\sigma, \phi) \begin{pmatrix} F_r(\sigma, \phi) \\ F_\varphi(\sigma, \phi) \end{pmatrix} \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \exp[ik\sigma\rho\cos(\theta-\phi)] \sigma d\sigma d\phi, \quad (5)$$

$$\mathbf{M}_{el}^c(\sigma, \phi) = \begin{pmatrix} t_p(\sigma)\gamma\cos\phi & -t_s(\sigma)\sin\phi \\ t_p(\sigma)\gamma\sin\phi & t_s(\sigma)\cos\phi \\ -t_p(\sigma)\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} F_r(\sigma, \phi) \\ F_\varphi(\sigma, \phi) \end{pmatrix} = \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} E_{0r}(r, \varphi) \\ E_{0\varphi}(r, \varphi) \end{pmatrix} \exp[-ikr\sigma \cos(\varphi - \phi)] r dr d\varphi. \quad (7)$$

Если компоненты входного поля представить в виде вихревых пучков:

$$E_{0j}(r, \varphi) = E_{0j}(r) \exp(im\varphi), \quad (8)$$

то выражения (5)-(7) можно упростить:

$$\mathbf{E}^c(\rho, \theta, z) = k^2 i^{2m} \exp(im\theta) \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathbf{Q}_m^c(k\sigma\rho, \theta) \begin{pmatrix} P_r(\sigma) \\ P_\varphi(\sigma) \end{pmatrix} \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \sigma d\sigma, \quad (9)$$

$$\text{где } \begin{pmatrix} P_r(\sigma) \\ P_\varphi(\sigma) \end{pmatrix} = \int_0^R \begin{pmatrix} E_{0r}(r) \\ E_{0\varphi}(r) \end{pmatrix} J_m(kr\sigma) r dr, \quad (10)$$

$$\mathbf{Q}_m^c(\rho, \theta, \sigma) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} it_p(\sigma)\gamma[e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t)] & -it_s(\sigma)[e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)] \\ t_p(\sigma)\gamma[e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)] & it_s(\sigma)[e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t)] \\ -2it_p(\sigma)\sigma J_m(k\sigma\rho) & 0 \end{pmatrix},$$

$$t = k\sigma\rho. \quad (11)$$

Из анализа (11) следует, что на оптической оси ($r=0$) будет ненулевое значение только при порядках оптических вихрей не более единицы $|m| \leq 1$:

$$\mathbf{Q}_{m=0}^c(0, 0, \sigma) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ -t_p(\sigma)\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$\mathbf{Q}_{m=\pm 1}^c(0, 0, \sigma) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mp it_p(\sigma)\gamma & -it_s(\sigma) \\ t_p(\sigma)\gamma & \mp it_s(\sigma) \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

При отсутствии вихревой фазы ($m=0$) поле (9) на оптической оси ($r=0$) определяется вкладом только продольной компоненты:

$$\mathbf{E}_{m=0}^c(0, 0, z) = k^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ C_r \end{pmatrix} \int_0^{\sigma_0} \int_0^R E_{0r}(r) J_0(kr\sigma) r dr \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] t_p(\sigma) \sigma^2 d\sigma, \quad (14)$$

которая полностью определяется радиальной

компонентой падающего излучения. Причем в условиях высоких числовых апертур, когда $\sigma \rightarrow 1$, энергия на оптической оси будет максимальной. Для азимутально-поляризованного излучения на оптической оси энергия будет отсутствовать.

Если же в падающем излучении имеется вихревая фаза первого порядка ($|m|=1$), то поле (9) на оптической оси будет следующим:

$$E_{m \neq 1}(0,0,z) = \frac{k^2}{2} \int_0^{\alpha_0} \begin{pmatrix} \pm i t_p(\sigma) c_r + t_s(\sigma) c_\phi \\ -t_p(\sigma) c_r \pm i t_s(\sigma) c_\phi \end{pmatrix} \int_0^R E_0(r) J_{\pm 1}(kr\sigma) r dr \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \sigma d\sigma. \quad (15)$$

Поле (15) определяется вкладом только поперечных компонент – радиальной и азимутальной. Причем в условиях высоких числовых апертур, когда $\sigma \rightarrow 1$, параметр $\gamma = \sqrt{1-\sigma^2} \rightarrow 0$, и вклад, связанный с радиальной компонентой будет очень мал. Коэффициенты Френеля в условиях высоких числовых апертур принимают следующие значения:

$$t_s(\sigma=1) = \frac{2}{1+(n_2/n_1)^2}, \quad t_p(\sigma=1) = \frac{n_1}{n_2},$$

которые увеличиваются с ростом показателя преломления оптического элемента по сравнению с показателем преломления окружающей среды.

2. РАСЧЕТ ДИФРАКЦИИ КОЛЬЦЕВОГО ГАУССОВА ПУЧКА С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НА ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ БИНАРНЫХ АКСИКОНАХ

Фазовый дифракционный осесимметричный аксикон имеет комплексную функцию пропускания следующего вида:

$$\tau(r) = \exp(ik\alpha_0 r), \quad (16)$$

где α_0 – параметр аксикона, определяющий числовую апертуру аксикона $NA = \sin \alpha_0$.

Рассмотрим высокоапертурные ($\alpha_0 = 0,95$) бинарные микроаксиконы вида:

$$\tau_b(r) = \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r) \cos(m\phi)]\}, \quad (17)$$

$$\tau_s(r) = \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r + m\phi)]\}. \quad (18)$$

для излучения в видимом диапазоне $\lambda=0,532$ мкм, радиусом $R=211$.

При $m=0$ обе формулы (17) и (18) соответствуют осесимметричному аксикону, а при $m=1$ выражение (17) позволяет получить биаксикон, а выражение (18) – спиральный аксикон. На рис. 1 показаны фазы для трех типов бинарных аксиконов – осесимметричного (рис. 1а), биаксикона (рис. 1б), и спирального (рис. 1в).

Для пропускающих функций вида (17) и (18) спектральное распределение для поперечных компонент сосредоточено на радиусе спектральных частот, пропорциональных параметру аксикона $P_j(\sigma) \propto \delta(\sigma - \alpha_0)$, где $\delta(\cdot)$ – дельта-функция. В этом случае распределение на оптической оси очень легко проанализировать.

При использовании осесимметричного аксикона ($m=0$) интенсивность на оптической оси зависит от типа поляризации следующим образом:

$$|E_{m=0}|^2(0,0,z) = \begin{cases} k^4 [t_p(\alpha_0) \alpha_0^2]^2, & \text{радиальная,} \\ 0, & \text{азимутальная.} \end{cases} \quad (19)$$

Из (19) следует, что при радиальной поляризации значение интенсивности на оптической оси растет вместе с ростом числовой апертуры оптического элемента, а также с увеличением показателя преломления материала элемента по сравнению с окружающей средой. При азимутальной поляризации на оптической оси нулевое значение интенсивности. Результаты моделирования иллюстрирующие эту ситуацию, приведены в первом столбце табл. 1.

Биаксикон содержит в своей структуре фазовые вихри первого порядка обоих знаков $|m|=1$. Для анализа осевого распределения при радиальной и азимутальной поляризации необходимо использовать выражение (15). Из этого выражения следует, что продольная компонента на оптической оси не формируется. При высоких значениях числовой апертуры (в нашем случае α_0)

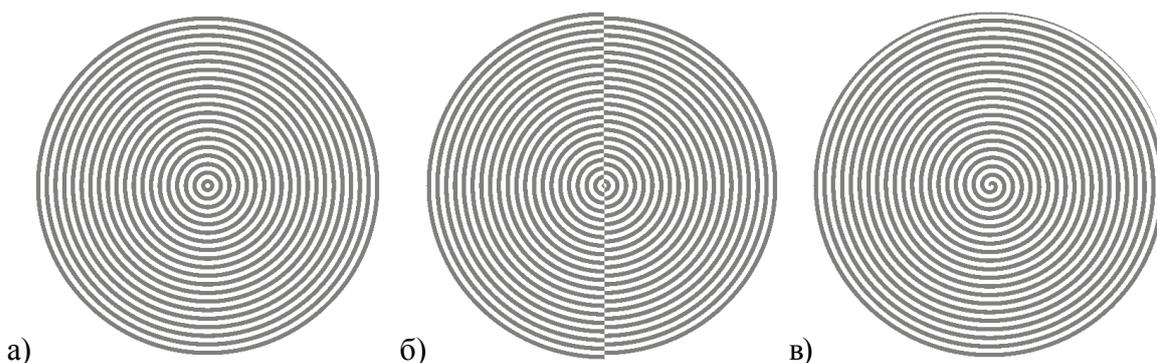
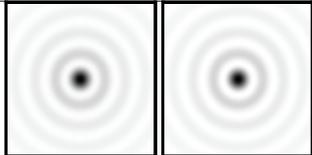
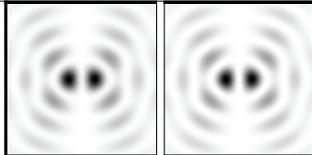
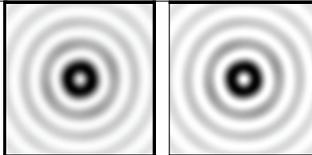
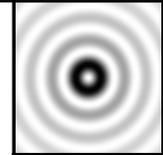
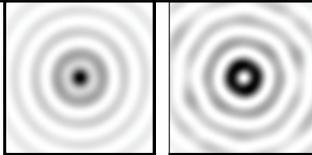


Рис. 1. Фазы для трех типов бинарных аксиконов – осесимметричного (а), биаксикона (б) и спирального (в)

Таблица 1. Распределение интенсивности в поперечной плоскости (2 мкм × 2 мкм) на расстоянии 1,5 мкм от элемента для совокупности компонент (левое изображение в колонке) и отдельно для продольной компоненты (правое изображение в колонке)

Поляриза-ция	Осесимметричный аксикон, $ E ^2, E_z ^2$	Биаксикон, $ E ^2, E_z ^2$	Спиральный аксикон, $ E ^2, E_z ^2$
радиальная	 FWHM=0,38λ, FWHMz=0,37λ	 FWHM(-)=0,355λ	 FWHM=0,3λ, FWHMz=0,3λ
азимутальная	 FWHM=0,3λ	 FWHM(-)=0,32λ, FWHM(0)=0,47λ	 FWHM=0,376λ, FWHMz=0,3λ

при радиальной поляризации энергия на оси будет отсутствовать, а при азимутальной, наоборот будет иметь место, независимо от ориентации биаксикона (см. второй столбец табл. 1).

Спиральный аксикон содержит только один оптический вихрь первого порядка. Таким образом, формирования продольной компоненты на оптической оси не будет. При радиальной поляризации в условиях высокой числовой апертуры на оптической оси даже вклад поперечных компонент будет очень незначительным. Однако в случае азимутальной поляризации будут получаться довольно компактные фокальные распределения, связанные с существенной энергией поперечных компонент. Компактность распределения связана с отсутствием продольной компоненты, уширяющей фокальное пятно при линейной и круговой поляризации (см. третий столбец табл.1).

Заметим, что действие аксиконов с асимметричной структурой, таких как биаксикон и спиральный аксикон, вносит фактически фазовую сингулярность в падающий пучок и позволяет перераспределять вклад энергии различных компонент в фокальной области [21]. В частности, при использовании осесимметричного аксикона световое пятно при радиальной поляризации падающего излучения состоит в основном из продольной компоненты, а использование спирального аксикона для азимутальной поляризации позволяет формировать аналогичное световое пятно из поперечных компонент.

Также в некоторых задачах, например, основанных на применении STED-эффекта [22], необходима фокусировка в компактное световое кольцо. Причем для улучшения эффекта необходимо согласование в фокальной плоскости энергии соответствующих компонент. Как видно из

приведенных в табл. 1 результатов, возможно формирование светового кольца как из поперечных компонент – с помощью осесимметричного аксикона при фокусировке излучения с азимутальной поляризацией, так и кольца, состоящего из продольной компоненты – при использовании спирального аксикона для фокусировки радиально-поляризованного излучения.

Отметим также, что при использовании биаксикона формируются хотя и несимметричные, но очень компактные световые пятна. При азимутальной поляризации освещающего пучка – одно центральное вытянутое световое пятно с минимальным размером по полуспаду интенсивности $FWHM(-)=0,32 \lambda$, а при радиальной поляризации – два внеосевых световых пятна.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Бинарные высокоапертурные аксиконы были изготовлены в подложке из SiO₂ с использованием электронной литографии и реактивного ионного травления хрома на технологической базе Университета Восточной Финляндии, Йюенсуу. Подробное описание использованных в эксперименте оптических элементов приведено в работе [15].

Распределения интенсивности, формируемые изготовленными оптическими элементами, были исследованы методом ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (near-field scanning optical microscope – NSOM). Описание экспериментальной установки имеется в работе [18], где также на основе сравнения экспериментальных и теоретических результатов сделан вывод о возможности измерения интенсивности продольной компоненты электромагнитного поля данным методом. В работе [23] была показана избирательная чувствительность такого

зонда к различным компонентам электрического поля, причем экспериментальные измерения показали высокую чувствительность к продольной компоненте.

Для освещения аксиконов излучение лазера с длиной волны 632 нм фокусировалось 8X микрообъективом, причем аксикон помещался вблизи перетяжки сфокусированного пучка, размер которой согласуется с размером аксикона. В отличие от методики, применявшейся в работе [18], при измерениях использовался режим привязки апертуры волоконного зонда к поверхности элементов, позволяющий измерять интенсивность электромагнитного поля на расстояниях поряд-

ка длин волн от поверхности элемента. Поляризационный конвертор [19], позволяет получать на выходе различные типы поляризации освещающего пучка, в том числе радиальную и азимутальную, путем перекрытия пучков в различных ветвях интерферометра либо поворота четверть-волновых пластин.

На рис. 2 показан цилиндрически поляризованный освещающий пучок. Конкретный тип поляризации пучка (азимутальная или радиальная) контролировался с помощью поляризатора.

В табл. 2 показаны картины дифракции различных пучков на различных аксиконов в ближней зоне на расстоянии 1-3 мкм от элемента. Как и было предсказано в предыдущем разделе при освещении осесимметричного аксикона пучком с радиальной поляризацией, а также при освещении спирального аксикона пучком с азимутальной поляризацией формируется компактное круглое световое пятно. Теоретически эти световые пятна формируются различными компонентами электрического поля, но экспериментально это не исследовалось.

В некоторых случаях экспериментально сформированные распределения при качественном совпадении с теоретическими, имеют количественные отличия, например, размер фокального пятна. Также иногда наблюдается асимметрия экспериментальных картин.

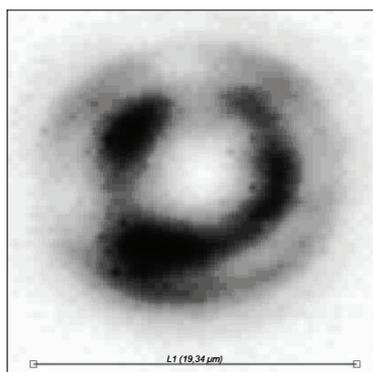


Рис. 2. Цилиндрически поляризованный освещающий пучок

Таблица 2. Картины дифракции (3 мкм × 3 мкм) цилиндрически-поляризованных пучков на различных аксиконов в ближней зоне (на расстоянии 1-3 мкм от элемента)

Поляризация	Радиальная		Азимутальная	
Аксикон				
	эксп. FWHM= 0,38λ			
Биаксикон				
			эксп. FWHM(l)= 0,61λ	
Спиральный аксикон				
			эксп. FWHM= 0,375λ	

Основная причина появившихся по сравнению с [15] отклонений результатов эксперимента от теории это жесткие требования по соблюдению аксиальной симметрии не только по интенсивности, но и по поляризационным характеристикам. Кольцевая структура освещающего пучка приводит к значительно большей чувствительности к децентрированию аксиконов по отношению к оси пучка, чем в случае использования гауссова освещающего пучка. И хотя моделирование данного явления не проводилось, из опыта исследований видно, что практически на всех экспериментальных распределениях интенсивности пучков и аксикон имеют ту или иную степень несоосности. По характеру искажений можно также предположить, что помимо асимметрии это приводит также и к уширению некоторых пятен. Юстировка в данном случае была затруднена в связи с использованием ближнепольного микроскопа, который не позволяет контролировать общую картину распределения интенсивности в реальном времени. Ведутся исследования по решению данной проблемы.

Тем не менее, характерные особенности большинства картин, а именно круглое световое пятно или световое кольцо, а также наличие нескольких пятен в соответствующих случаях, получили экспериментальное подтверждение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе использования разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура с учетом коэффициентов пропускания Френеля выполнен анализ и моделирование действия высокоапертурных (числовая апертура $NA=0,95$) бинарных аксиконов различных типов (осесимметричного, биаксикона и спирального) при освещении цилиндрически-поляризованным излучением (с радиальной и азимутальной поляризацией).

Показано, что при фокусировке радиально-поляризованного излучения с помощью осесимметричного аксикона на оптической оси формируется круглое световое пятно ($FWHM=0,38 \lambda$), состоящее преимущественно из продольной компоненты электрического поля. При этом интенсивность в фокусе растет вместе с ростом числовой апертуры оптического элемента, а также с увеличением относительного показателя преломления элемента. При азимутальной поляризации формируется компактное световое кольцо ($FWHM=0,3 \lambda$), состоящее только из поперечных компонент электрического поля.

При дифракции излучения с азимутальной поляризацией на биаксиконе с высокой числовой апертурой формируется компактное вытянутое световое пятно с минимальным размером

$FWHM(-)=0,32 \lambda$, а при радиальной поляризации – два внеосевых световых пятна. Формируемые картины дифракции вращаются при вращении биаксикона вокруг оптической оси.

Спиральный аксикон позволяет формировать компактное световое пятно, состоящее в основном из поперечных компонент электрического поля при освещении его азимутально-поляризованным излучением. При радиальной поляризации излучения формируется световое кольцо, состоящее в основном из продольной компоненты.

Таким образом, различные типы поляризации определяют форму фокального распределения (световое пятно, световое кольцо, внеосевые световые пятна), а различная структура аксиконов позволяет управлять распределением различных компонент электрического поля в фокальной плоскости.

Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретическими результатами как по геометрии, так и по масштабу распределений. И хотя по ряду причин экспериментальные результаты подверглись искажениям, характерные особенности большинства картин, указанные выше, получили экспериментальное подтверждение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 13-07-00266, гранта ФЦП "Кадры" Минобрнауки (соглашение 8231), а также гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-4128.2012.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. Vol. 22, No. 11. Pp. 2542-2546.
2. Kalosha V.P., Golub I. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution // Opt. Lett. 2007. 32. Pp. 3540-3542.
3. Grosjean T., Baida F., Courjon D. Conical optics: the solution to cone light // APPLIED OPTICS. 2007. Vol. 46, No. 11, Pp. 1994-2000.
4. Котляр В.В., Стафеев С.С. Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов // Компьютерная оптика. 2009. Т.33. №1. С. 52-60.
5. Хонина С.Н., Устинов А.В., Волотовский С.Г., Ковалёв А.А. Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне // Компьютерная оптика. 2010. 34(4). С. 443-460.
6. Dorn R. Sharper focus for a radially polarized light beam // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 233901.
7. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts

- to applications / *Qiwen Zhan* // *Advances in Optics and Photonics*. 2009. V. 1. P. 1457.
8. Generating radially polarized beams interferometrically / *S.C. Tidwell, D.H. Ford, and W.D. Kimura* // *Applied Optics*. 1990. V. 29. P. 2234–2239.
 9. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings / *Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman* // *Opt. Lett.* – 2002. V. 27(5). P. 285-287.
 10. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / *Yuichi Kozawa and Shunichi Sato* // *Opt. Lett.* 2005. V. 30(22). P. 3063-3065.
 11. Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризации-неоднородного лазерного излучения с использованием ДОО / *С.В. Карпеев, С.Н. Хонина* // *Компьютерная оптика*. 2009. Т. 33. №3. С. 261-267.
 12. *Хонина С.Н., Устинов А.В., Вологовский С.Г., Ковалёв А.А.* Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне // *Компьютерная оптика*. 2010. 34(4). С. 443-460 (2010)
 13. *Хонина С.Н.* Формирование осевого отрезка с уменьшенным поперечным размером для линейной поляризации освещающего пучка с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов, не обладающих осевой симметрией // *Компьютерная оптика*. 2010. 34(4). С. 461-468.
 14. *Хонина С.Н., Нестеренко Д.В., Морозов А.А., Скиданов Р.В., Пустовой И.А.* Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного Гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом близким к длине волн // *Компьютерная оптика*. 2011. 35(1). С. 11-21.
 15. *Хонина С.Н., Карпеев С.В., Алфёров С.В., Савельев Д.А.* Экспериментальная демонстрация формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов при линейной и круговой поляризации освещающего пучка, *Компьютерная оптика*, 37(1), 76-87 (2013)
 16. *Mansuripur M.* Certain computational aspects of vector diffraction problems // *J. Opt. Soc. Am. A* Vol. 6, No. 5, 786-805 (1989).
 17. *Jia B., Gan X., and Gu M.* Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy // *Appl. Phys. Letters*, 86, 131110 (2005)
 18. *Карпеев С.В., Хонина С.Н., Алфёров С.В.* Исследование острой фокусировки поляризации-неоднородных лазерных пучков высокого порядка методами ближнепольной микроскопии // *Компьютерная оптика*, 2012. Т. 36(4). С. 506-510.
 19. *Khonina S.N., Karpeev S.V., Alferov S.V.* Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, No. 12, 2385-2387.
 20. *Luneburg R.K.* *Mathematical Theory of Optics*. University of California Press, Berkeley, California, 1966.
 21. *Хонина С.Н., Вологовский С.Г.* Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур // *Компьютерная оптика*. 2010. Т. 34. № 1. С. 58-68.
 22. *Khonina S.N., Golub I.* How low can STED go? Comparison of different write-erase beam combinations for stimulated emission depletion microscopy // *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 29, No. 10, 2242-2246 (2012).
 23. Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / *B. Jia, X. Gan and M. Gu* // *Appl. Phys. Letters*. 2005. Vol. 86. P. 131110.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE LONGITUDINAL ELECTRIC FIELD COMPONENT ON THE OPTICAL AXIS IN THE NEAR FIELD DIFFRACTION OF HIGH-APERTURE BINARY AXICONS AT CYLINDRICAL POLARIZATION OF THE INCIDENT BEAM

© 2013 S.N. Khonina, S.V. Alferov, S.V. Karpeev

Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara

We consider the diffraction of the laser radiation with a cylindrical polarization (radial and azimuthal) on high-aperture binary axicons with different structures. Theoretical analysis of the diffraction conducted based on the method of plane waves expansion and shown that depending on the polarization either longitudinal or transverse component of the electric field is focused on the optical axis. It is analytically and numerically shown that the introduction of asymmetry in the structure of the axicon corresponds to the introduction of the phase singularities in the incident beam and allows to control distribution of the various components of the electric field in the focal plane. Experimental measurements are conducted for light with radial and azimuthal polarization diffracted in the near-field of high-aperture binary axicons of three configurations - axisymmetric, biaxicon and spiral. The experimental results are qualitatively consistent with the theoretical results of both in the geometry and scale distributions.

Keywords: sharp focusing, cylindrical polarization, diffraction axicon, the plane waves expansion method, near-field microscope.

Svetlana Khonina, Leading Researcher, Doctor of Physics and Mathematics, Professor. E-mail: khonina@smr.ru

Sergei Alferov, Trainee Researcher, Graduated Student. E-mail: alferov_s@mail.ru

Sergei Karpeev, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Leading Research Fellow. E-mail: karp@smr.ru