

ФОРМИРОВАНИЕ ОСЕВОГО ОТРЕЗКА С УМЕНЬШЕННЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗМЕРОМ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСВЕЩАЮЩЕГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ БИНАРНЫХ АКСИКОНОВ, НЕ ОБЛАДАЮЩИХ ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ

Хонина С.Н.

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,
Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Аннотация

На основе использования разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура с учётом коэффициентов пропускания Френеля показана возможность формирования протяжённой световой нити с уменьшенным поперечным размером для линейной поляризации освещающего пучка с помощью высокоапертурных бинарных аксикон, не обладающих осевой симметрией. Показано, что уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации освещающего пучка в высокоапертурных системах, можно компенсировать за счёт нарушения осевой симметрии аксикона. Для этого используется асимметрия, позволяющая перераспределить осевой вклад различных компонент электрического вектора так, чтобы продольная компонента имела на оптической оси максимальное значение, а поперечная – минимальное. Рассмотрены различные типы аксикон, позволяющие достигать этой цели.

Ключевые слова: дифракционный аксикон, высокоапертурный оптический элемент, линейная поляризация, ширина светового пятна по полуспаду, асимметричный бинарный аксикон, сверхразрешение.

Введение

Известно, что аксикон формирует бесселевый пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,36\lambda$ [1, 2], что на 30% меньше, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой. Т.о. вполне естественно использование аксикона в сверхразрешающих изображающих системах и для уплотнённой записи данных [3-5].

Однако при линейной поляризации излучения (которое производится большинством лазеров), освещающего аксикон, достижению сверхразрешения в суммарной интенсивности электромагнитного поля препятствует вклад продольной компоненты, усиливающийся при увеличении числовой апертуры и уширяющий поперечный размер светового пятна вдоль оси поляризации, поэтому во многих работах рассматривается радиально-поляризованный падающий пучок. При радиальной поляризации высокоапертурный аксикон формирует световое пятно, состоящее в основном из одной продольной компоненты, и позволяет достичь предсказанное скалярной теорией сверхразрешение по сравнению с линзой [3-6]. Данная ситуация особенно полезна при использовании материалов, чувствительных только к продольной компоненте [7].

В работах [8, 9] было показано, что для линейно-поляризованного излучения, падающего на бинарный аксикон с высокой числовой апертурой, можно уменьшить размер центрального светового пятна вдоль линии поляризации с помощью перпендикулярного оси поляризации линейного фазового скачка.

Однако этот эффект был рассмотрен только в ближней зоне дифракции. В данной работе рассматривается возможность получения аналогичного эффекта на большем удалении от оптического элемента за счёт многократного увеличения радиуса аксикона, т.к. длина отрезка оптической оси, на котором присутствует компактное световое пятно, пропорциональна радиусу аксикона.

При увеличении размеров оптического элемента до нескольких десятков длин волн использование разностных методов расчёта, таких как FDTD, становится затруднительным в силу их огромной ресурсозатратности. В работе [9] было показано, что метод разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура с учётом коэффициентов пропускания Френеля позволяет получать результаты, достаточно близкие к результатам моделирования с помощью FDTD при значительно меньших затратах вычислительных ресурсов. Поэтому в данной работе используется именно этот метод расчёта, на основе которого показано согласование со скалярной теорией дифракции, в рамках которой протяжённость светового отрезка, формируемого аксиконном с числовой апертурой, близкой к единице, приближённо равна радиусу оптического элемента. При этом характер формирования осевого отрезка, состоящего из продольной компоненты электрического вектора, не отличается от отрезка, состоящего из поперечных компонент.

В работе рассмотрены различные типы асимметричных бинарных аксикон, позволяющие достичь сверхразрешения либо по площади формируемого светового пятна, либо по ширине вдоль оси поляризации.

1. Алгоритм расчёта

При использовании метода разложения по плоским волнам компоненты электрического вектора вычисляются с помощью интеграла:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \frac{1}{\lambda^2} \times \int \int_{\Sigma_s} \mathbf{M}(\xi, \eta) \begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} \exp\left[ikz\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \right] \times \exp\left[ik(\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta, \quad (1)$$

где

$$\begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} = \int \int_{\Sigma} \begin{pmatrix} E_{0x}(x, y) \\ E_{0y}(x, y) \end{pmatrix} \times \exp\left[-ik(\xi x + \eta y) \right] dx dy, \quad (2)$$

– спектры тангенциальных компонент входного электрического поля $E_{0x}(x, y)$ и $E_{0y}(x, y)$, заданные

$$\mathbf{M}_{ax}(\sigma, \phi) = \begin{bmatrix} t_s(\sigma) + \cos^2 \phi \left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) & \sin \phi \cos \phi \left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) \\ \sin \phi \cos \phi \left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) & t_s(\sigma) + \sin^2 \phi \left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) \\ -t_p(\sigma)\sigma \cos \phi & -t_p(\sigma)\sigma \sin \phi \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $t_s(\sigma)$, $t_p(\sigma)$ – коэффициенты пропускания Френеля для ТЕ- и ТМ-поляризованных компонент поля соответственно. Корректный расчёт коэффициентов пропускания Френеля приведён в работе [9].

Если компоненты входного поля представимы в виде вихревых пучков:

$$E(x, y) = E(r) \exp(im\phi), \quad (5)$$

$$\mathbf{Q}_m(t, \theta) = \begin{bmatrix} t_s(\sigma)B_m^{SS}(t, \theta) + t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2}B_m^{CC}(t, \theta) & B_m^{SC}(t, \theta)\left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) \\ B_m^{SC}(t, \theta)\left(t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2} - t_s(\sigma) \right) & t_s(\sigma)B_m^{CC}(t, \theta) + t_p(\sigma)\sqrt{1 - \sigma^2}B_m^{SS}(t, \theta) \\ -t_p(\sigma)\sigma B_m^C(t, \theta) & -t_p(\sigma)\sigma B_m^S(t, \theta) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} B_m^C(t, \theta) &= \frac{i}{2} \left[e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t) \right], \\ B_m^S(t, \theta) &= \frac{1}{2} \left[e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t) \right], \\ B_m^{CC}(t, \theta) &= \frac{1}{4} \left[2J_m(t) - e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t) \right], \\ B_m^{SS}(t, \theta) &= \frac{1}{4} \left[2J_m(t) + e^{i2\theta} J_{m+2}(t) + e^{-i2\theta} J_{m-2}(t) \right], \\ B_m^{SC}(t, \theta) &= \frac{i}{4} \left[e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t) \right], \quad t = k\sigma\rho. \end{aligned}$$

в области апертуры Σ . Спектральные компоненты учитываются в ограниченной области пространственных частот Σ_s : $\sigma_1 \leq \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq \sigma_2$.

Матрица поляризационного преобразования $\mathbf{M}(\xi, \eta)$ в модификации Мансурипура [10] для свободного пространства имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}(\xi, \eta) = \frac{1}{(\xi^2 + \eta^2)} \times \begin{bmatrix} \eta^2 + \xi^2\gamma & \xi\eta(\gamma - 1) \\ \xi\eta(\gamma - 1) & \xi^2 + \eta^2\gamma \\ -\xi(\xi^2 + \eta^2) & -\eta(\xi^2 + \eta^2) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}.$$

В работе [11] было предложено следующим образом учитывать прохождение через аксикон:

то выражения (1)-(4) можно упростить следующим образом [6, 9]:

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 i^{2m} \exp(im\theta) \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathbf{Q}_m(k\sigma\rho, \theta) \begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} \exp\left[ikz\sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma d\sigma, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} = \int_0^R \begin{pmatrix} E_{0x}(r) \\ E_{0y}(r) \end{pmatrix} J_m(kr\sigma) r dr, \quad (7)$$

2. Расчёт дифракции ограниченной плоской волны на радиально-симметричном бинарном аксиконе

Фазовый дифракционный аксикон имеет комплексную функцию пропускания следующего вида:

$$\tau(r) = \exp(ik\alpha_0 r), \quad (9)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, α_0 – параметр аксикона, определяющий его числовую апертуру $\alpha_0 = NA$.

Рассмотрим высокоапертурный ($\alpha_0 = 0,95$) бинарный микроаксикон вида:

$$\tau_c(r) = \exp\{i \arg[\cos(kr)]\}, \quad (10)$$

который будет использоваться для излучения в дальнем инфракрасном диапазоне $\lambda = 10,6$ мкм, радиусом R .

На рис. 1 показана фаза бинарного аксикона (10) при $R = 10\lambda$.

Для x -линейно-поляризованной плоской волны, падающей на аксикон вида (10), выражения (6)-(8) принимают следующий вид ($m = 0$):

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} P(\sigma) \mathbf{Q}_0(k\sigma\rho, \theta) \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \sigma d\sigma, \quad (11)$$

$$P(\sigma) = \int_0^R \tau_c(r) J_0(k\sigma r) r dr, \quad (12)$$

$$\mathbf{Q}_0(t, \theta) = \begin{bmatrix} [t_s(\sigma)J_0(t) + 0,5(J_0(t) - J_2(t)\cos 2\theta)] \times \\ \times (t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)) & -0,5J_2(t) \sin 2\theta (t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)) \\ -0,5J_2(t) \sin 2\theta (t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)) & [t_s(\sigma)J_0(t) + 0,5(J_0(t) + J_2(t)\cos 2\theta)] \times \\ \times (t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2} - t_s(\sigma)) & \\ -it_p(\sigma)\sigma J_1(t) \cos \theta & -it_p(\sigma)\sigma J_1(t) \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (13)$$

При расчётах с помощью выражений (11)-(13) шаг дискретизации во входной плоскости был равен $0,01\lambda$, спектральная плоскость ограничивалась областью $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 1,1$, которая прописывалась 5000 отсчётами по радиусу.

На рис. 2 показано осевое распределение интенсивности для высокоапертурного аксикона без учёта (а) и с учётом (б) коэффициентов пропускания Френеля для различных радиусов оптического элемента. Показатель преломления материала, из которого изготовлен аксикон, полагался равным $n_1 = 2,4$, а показатель преломления окружающей среды – $n_2 = 1$. Видно, что при учёте коэффициентов пропускания не только уменьшается значение интенсивности, но и несколько меняется характер осевого распределения, что связано с различием прохождения через оптический элемент ТЕ- и ТМ-поляризованных компонент. Однако общий характер поведения сходен: при увеличении радиуса оптического элемента отрезок оптической оси, на котором формируется световая нить, становится всё протяжённее. Данный факт согласуется со скалярной теорией дифракции, в рамках которой протяжённость светового отрезка, формируемого аксиконом (9), пропорциональна радиусу оптического элемента:

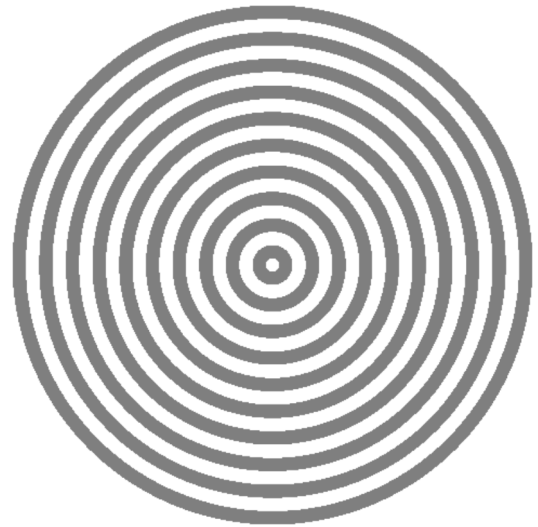


Рис. 1. Фаза бинарного аксикона (10) при $R = 10\lambda$

$$z_{\max}^{ax} \sim \frac{R}{\alpha_0}. \quad (14)$$

По формуле (14) для $\alpha_0 = 0,95$ $z_{\max}^{ax} \approx R$, что и наблюдается на рис. 2.

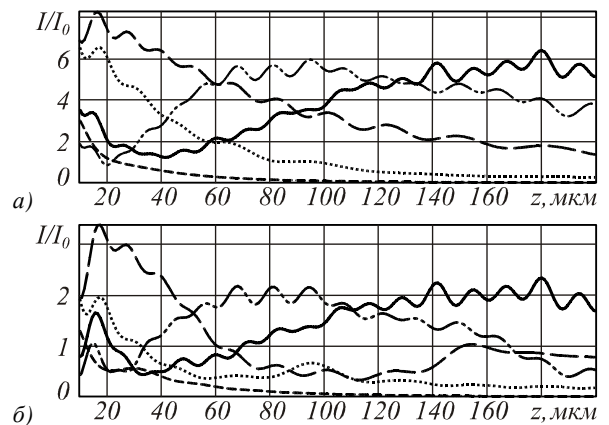


Рис. 2. Осевое распределение интенсивности для высокоапертурного аксикона без учёта (а) и с учётом (б) коэффициентов пропускания Френеля для различных радиусов оптического элемента: $R = 2\lambda$ (короткий пунктирный), $R = 10\lambda$ (точечная линия), $R = 20\lambda$ (длинный пунктирный), $R = 50\lambda$ (штрих-пунктир), $R = 100\lambda$ (сплошная линия)

На рис. 3 показано радиальное сечение распределения амплитуды в спектре, соответствующее плоскости $z = 200$ мкм для различных радиусов аксикона. Как видно, при увеличении радиуса аксикона на достаточно удалённых расстояниях ($z = 200$ мкм $\approx 20\lambda$) всё больше начинают вносить вклад высокие частоты. Также частота флуктуаций спектрального распределения пропорционально увеличивается, что требует при расчётах увеличения числа отсчётов в спектральной плоскости.

В табл. 1 показаны распределения в плоскости на расстоянии $z = 200$ мкм от аксикона при различных радиусах оптического элемента. Как следует из приведённых результатов, при увеличении радиуса высокоапертурного аксикона даже на расстояниях в несколько десятков длин волн вклад продольной компоненты становится сравнимым с вкладом поперечных компонент, и картина дифракции напоминает полученную в ближней зоне для микроаксикона [9]. Таким образом, перераспределение вклада различных компонент электрического вектора поля на оптической оси с целью уменьшения размера светового пятна для высокоапертурных аксиконов будет сказываться не только в ближней зоне. Чем больше будет радиус аксикона, тем на большем удалении от элемента будет присутствовать продольная компонента, по аналогии со скалярной теорией дифракции.

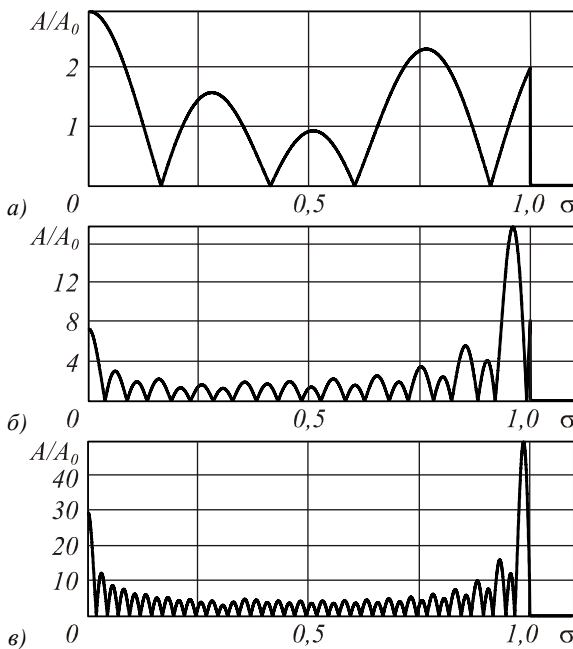


Рис. 3. Радиальное сечение распределения амплитуды в спектре, соответствующее плоскости $z=200$ мкм ($\approx 20\lambda$): $R=2\lambda$ (а), $R=10\lambda$ (б), $R=20\lambda$ (в)

На рис. 4 показано распространение пучка, производимого аксиконом (10) с радиусом $R = 50\lambda$, в плоскости, параллельной оси x (при $y = 0$). Видно, что сформированное высокоапертурным аксиконом распределение интенсивности остаётся практически неизменным на некотором расстоянии от оптического элемента, опять же в соответствии со скалярной теорией.

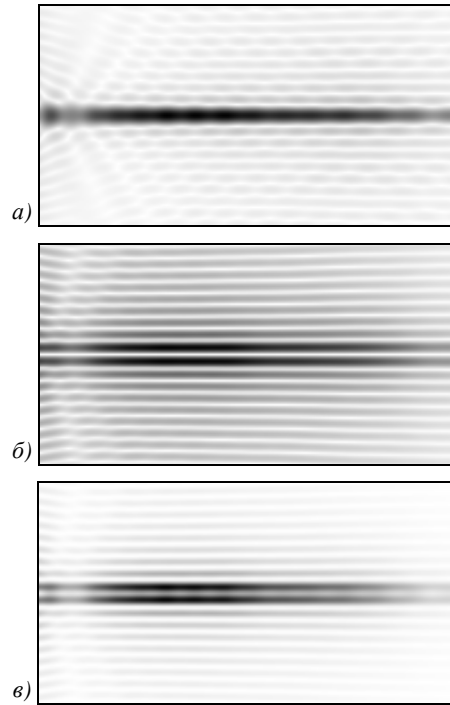


Рис. 4. Распространение пучка, производимого аксиконом (10) с радиусом $R=50\lambda$, в плоскости, параллельной оси x , (при $y=0$) в области $x \in [-50$ мкм, 50 мкм], $z \in [10$ мкм, 200 мкм]: амплитуда x -компоненты (а), амплитуда z -компоненты (б), суммарная интенсивность (в)

3. Высокоапертурные бинарные аксиконы, позволяющие формировать осевое распределение с максимизацией вклада продольной компоненты электрического вектора

Рассмотрим следующие типы бинарных аксиконов, позволяющие формировать осевое распределение с максимизацией вклада продольной компоненты электрического вектора:

$$\tau_{bb}(r, \varphi) = \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r) \cos \varphi]\}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \tau_{cb}(r, \varphi) &= \exp[i\psi_b(r)] \cos \varphi = \\ &= 0,5 \exp[i\psi_b(r)] [\exp(i\varphi) + \exp(-i\varphi)], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\psi_b(r) = \begin{cases} \pi, & \pi/2 < \text{mod}_{2\pi}(k\alpha_0 r) \leq 3\pi/2, \\ 0, & \text{else.} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \tau_{rb}(r, \varphi) &= \cos(k\alpha_0 r + \varphi) = \\ &= 0,5 [\exp(ik\alpha_0 r + i\varphi) + \exp(-ik\alpha_0 r - i\varphi)]. \end{aligned} \quad (17)$$

Аксикон (15) является чисто фазовым, а (16) и (17) – амплитудно-фазовыми. Хотя все эти аксиконы не обладают радиальной симметрией, выражения (16) и (17) можно представить в виде суперпозиции вихревых функций (5), а значит, возможно применение быстрого алгоритма расчёта (6)-(8).

В табл. 2 показано сравнение действия этих типов аксиконов для $R = 10\lambda$.

Таблица 1. Распределение в плоскости на расстоянии $z = 200$ мкм ($\approx 20\lambda$) от аксикона при различных радиусах оптического элемента

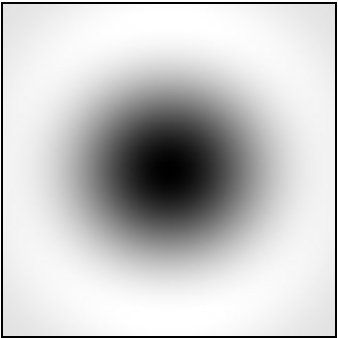
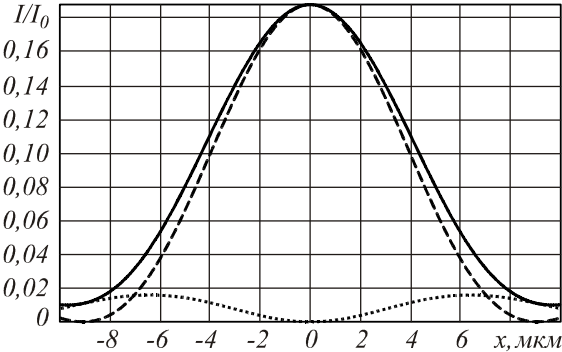
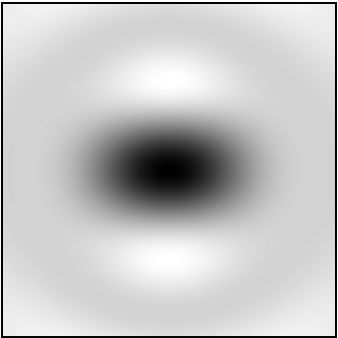
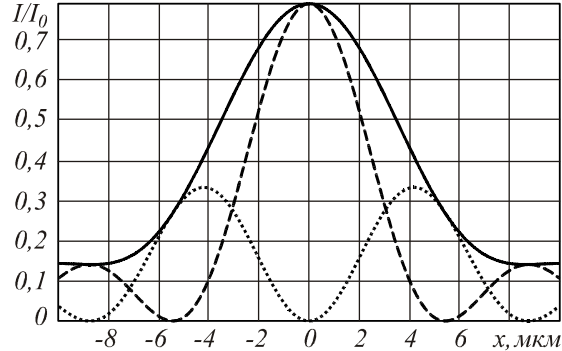
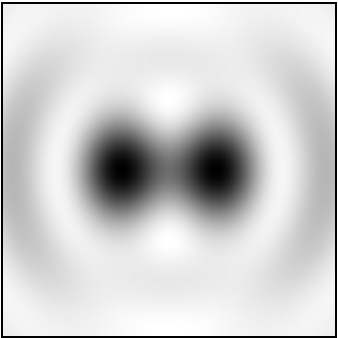
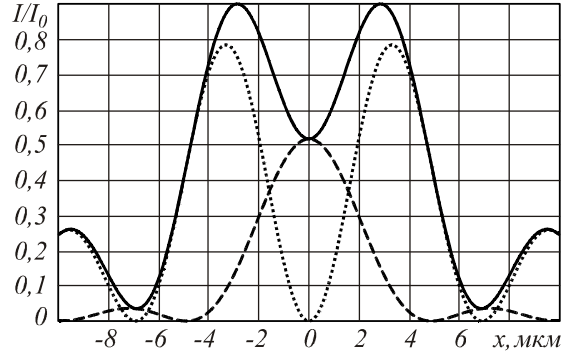
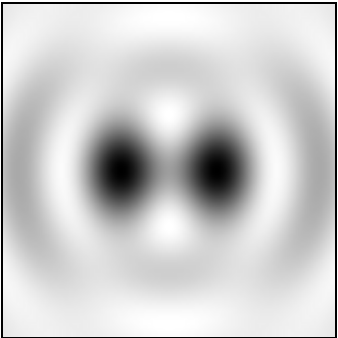
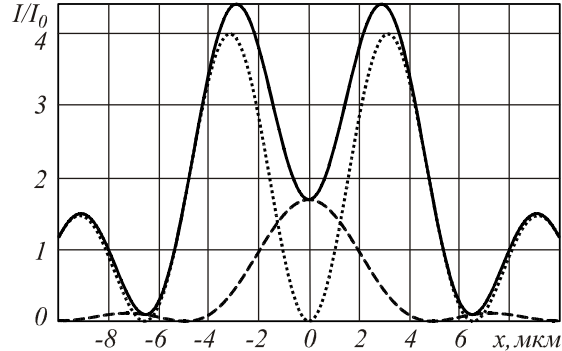
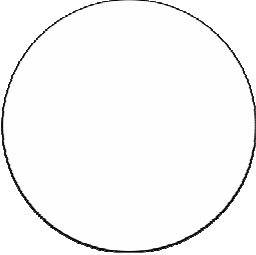
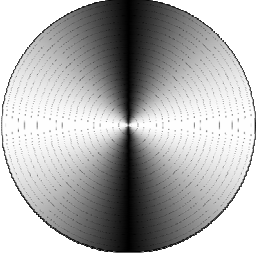
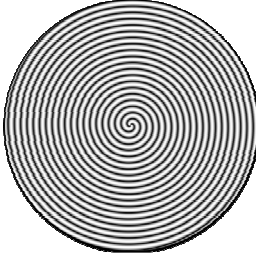

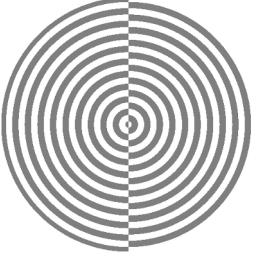
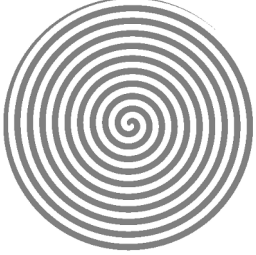
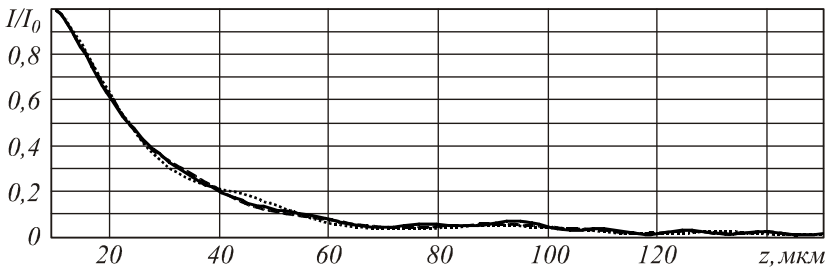
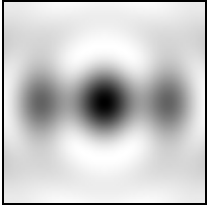
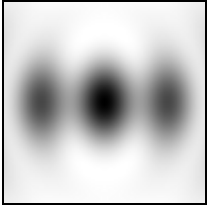
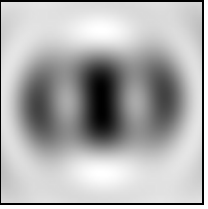
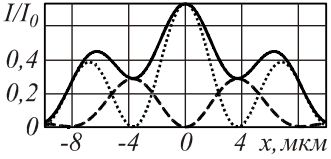
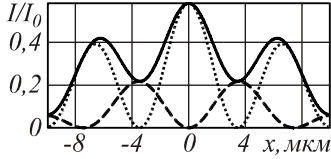
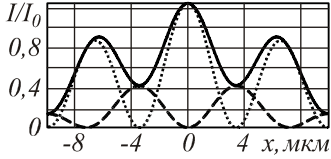
Радиус аксикона	Распределение суммарной интенсивности $ E ^2$ в плоскости $z = 200$ мкм в области $x \in [-\lambda, \lambda]$, $y \in [-\lambda, \lambda]$ (негативное изображение)	Сечение в плоскости $z = 200$ мкм вдоль оси поляризации: $ E_x ^2$ (пунктирная линия), $ E_z ^2$ (точечная линия) и суммарной $ E ^2$ (сплошная линия)
$R = 10\lambda$		
$R = 20\lambda$		
$R = 50\lambda$		
$R = 100\lambda$		

Таблица 2. Сравнение действия различных типов аксиконов для $R = 10\lambda$

Тип аксикона,	Выражение (15)	Выражение (16)	Выражение (17)
амплитуда,			
фаза			
Приведённое распределение интенсивности вдоль оптической оси			
Распределение интенсивности при $z = 50$ мкм;			
сечение вдоль оси поляризации;			
размер светового пятна;	FWHM(-)=0,495λ; HMA=0,177λ ² ;	FWHM(-)=0,452λ; HMA=0,2λ ² ;	FWHM(-)=0,429λ; HMA=0,363λ ² ;
время расчёта*	37 мин.	84 с	67 с

* расчёт на компьютере Intel® Pentium®4 CPU 2,40GHz, ОЗУ 512 Мб

Из табл. 2 видно, что распределение на оптической оси для всех типов аксиконов одинаковое с точностью до множителя, связанного с амплитудным пропусканием. Во всех случаях продольная компонента имеет максимальное значение на оптической оси, а поперечные – минимальное. Таким образом, моделируя действие аксикона (16) или (17), что не требует больших временных затрат, можно предсказать поведение аксикона (15).

Внеосевая (поперечная) дифракционная картина для разных типов аксиконов различается, хотя структура имеет сходство. Наименьшую площадь по

полуспаду интенсивности имеет световое пятно, формируемое аксиконом (15) $HMA = 0,177\lambda^2$, а наиболее узкое вдоль оси поляризации световое пятно получается для аксикона (17) $FWHM(-) = 0,429\lambda$.

На рис. 5 показано распространение пучка, производимого аксиконом (17) с радиусом $R = 50\lambda$, в плоскости, параллельной оси x (при $y = 0$), из которого видно, что осевой отрезок, состоящий из продольной компоненты электрического вектора, демонстрирует такое же поведение, как и отрезок, состоящий из поперечных компонент.

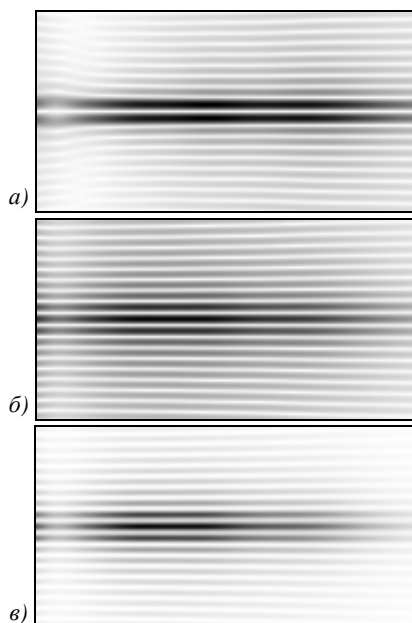


Рис. 5. Распространение пучка, производимого аксиконом (17) с радиусом $R = 50\lambda$, в плоскости, параллельной оси x (при $y = 0$), в области $x \in [-50 \text{ мкм}, 50 \text{ мкм}]$, $z \in [10 \text{ мкм}, 200 \text{ мкм}]$: амплитуда x -компоненты (а), амплитуда z -компоненты (б), суммарная интенсивность (в)

Заключение

На основе использования разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура с учётом коэффициентов пропускания Френеля выполнено моделирование действия высокоапертурных (числовая апертура $NA = 0,95$) бинарных аксиконов.

Показано согласование со скалярной теорией дифракции, в рамках которой протяжённость светового отрезка, формируемого аксиконом с числовой апертурой, близкой к единице, приближённо равна радиусу оптического элемента. При этом характер формирования осевого отрезка, состоящего из продольной компоненты электрического вектора, не отличается от отрезка, состоящего из поперечных компонент.

Рассмотрены асимметричные бинарные аксиконы, позволяющие 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 освещающего пучка в высокоапертурных системах.

Различные типы асимметричных аксиконов позволяют достигать сверхразрешения либо по площади формируемого светового пятна ($HMA = 0,177\lambda^2$), либо по ширине вдоль оси поляризации ($FWHM(-) = 0,429\lambda$).

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 и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-7414.2010.9.

Литература

1. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – V. 32. – P. 3540-3542.
2. **Хонина, С.Н.** Фраксикон – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 401-411.
3. **Helseth, L.E.** Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens system // Opt. Commun. – 2001. – V. 191. – P. 161-172.
4. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida, and D. Courjon // APPLIED OPTICS. – 2007. – Vol. 46, No. 11. – P. 1994-2000.
5. **Котляр, В.В.** Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов / В.В. Котляр, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.
6. **Хонина, С.Н.** Алгоритмы быстрого расчёта дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапертуре / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, М.А. Ананьин // Известия Самарского научного центра РАН. – 2010. – № 12(3). – С. 15-25.
7. **Grosjean, T.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean, D. Courjon // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
8. **Хонина, С.Н.** Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 58-68.
9. **Хонина, С.Н.** Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконов в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.
10. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // J. Opt. Soc. Am. A. – 1989. – Vol. 6, No. 5. – P. 786-805.
11. **Zhang, Y.** 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. – P. 2542-2546.

References

1. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – V. 32. – P. 3540-3542.
2. **Khonina, S.N.** Fracxicon – diffractive optical element with conical focal domain / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // Computer Optics. – 2009. – Vol. 33, No 4. – P. 401-411 – (in Russian).
3. **Helseth, L.E.** Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens system / L.E. Helseth // Opt. Commun. – 2001. – V. 191. – P. 161-172.
4. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida, and D. Courjon // APPLIED OPTICS. – 2007. – Vol. 46, No. 11. – P. 1994-2000.

5. **Kotlyar, V.V.** Modeling sharp focus radially-polarized laser mode with conical and binary microaxicons / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // *Computer Optics*. – 2009. – V. 33, N 1. – P. 52-60. – (in Russian).
6. **Khonina, S.N.** Fast calculation algorithms for diffraction of radially-vortical laser fields on the microaperture / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, M.A. Ananin // *Izvest. SNC RAS* – 2010. – V. 12(3). – P. 15-25. – (in Russian).
7. **Grosjean, T.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean, D. Courjon // *Opt. Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
8. **Khonina, S.N.** Control by contribution of components of vector electric field in focus of a high-aperture lens by means of binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics*. – 2010. – Vol. 34, No. 1. – P. 58-68. – (in Russian).
9. **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. Volotovskiy, A.A. Kovalev // *Computer Optics*. – 2010. – Vol. 34, No. 4. – P. 433-460. – (in Russian).
10. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1989. – Vol. 6, No. 5. – P. 786-805.
11. **Zhang, Y.** 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. – P. 2542-2546.

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

S.N. Khonina

*Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS,
S.P. Korolyov Samara State Aerospace University*

Abstract

Using plane wave expansion method in Mansuripur modification with Fresnel transmission coefficients the opportunity of axial light string formation with the reduced cross-section size for linear polarization of an illuminating beam is shown for high-aperture binary axicons without axial symmetry. It is shown, that widening of the central light spot which inevitably arises at linear polarization of an illuminating beam in high-aperture systems can be compensated due to breaking of axial symmetry of an axicon. For this purpose the asymmetry allowing to redistribute the axial contribution various a component of an electric vector is used so that a longitudinal component had on an optical axis maximal value, and cross-section component – minimal. Various types of axicons are considered allowing to reach this purpose.

Key words: diffractive axicon, high-aperture optical element, linear polarization, full width of a light spot at half of maximum, asymmetric binary axicon, the superresolution.

Сведения об авторе



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.

Поступила в редакцию 20 октября 2010 г.