# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ АКСИКОНОВ В ВЫСОКОАПЕРТУРНОЙ ФОКУСИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

Светлана Николаевна Хонина<sup>1,2</sup> (ведущий научный сотрудник, e-mail: <u>khonina@smr.ru</u>), Сергей Геннадьевич Волотовский<sup>1</sup> (ведущий программист, e-mail <u>sv@smr.ru</u>) <sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

<sup>2</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

# Аннотация

Рассмотрено применение аксиконов в высокоапертурных фокусирующих системах с различной поляризацией с целью увеличения протяженности и уменьшения поперечного размера фокального пятна. В отличие от кольцевого диафрагмирования, обычно используемого для этой цели, дополнение высокоапертурной линзы аксиконом является энергетически более выгодным. При уменьшении размера центрального светового пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) с  $0,51\lambda$  до  $0,36\lambda$  для радиальной поляризации выигрыш пропорционален площади блокируемой части линзы. Для линейной поляризации, которую имеют большинство лазеров, показана возможность формирования линзаконом светового пятна, сплющенного по одному направлению до  $0,32\lambda$ . В работе также показана эффективность применения вихревых аксиконов в задаче формирования протяженных компактных распределений для круговой и азимутальной поляризаций.

Фокальная область при дополнении высокоапертурной линзы даже «слабым» собирающим аксиконом выглядит как конус, острие которого имеет меньший поперечный размер, чем фокальное пятно отдельной линзы. В зависимости от параметров аксикона можно варьировать протяженность и «остроту» формируемого конуса. Кроме того, введение вихревой составляющей позволяет управлять вкладом различных компонент векторного поля в сердцевину и острие конуса, что может быть полезным при взаимодействии электромагнитного излучения с веществами, имеющими избирательную чувствительность к продольной или поперечной составляющей векторного поля.

<u>Ключевые слова</u>: дифракционный линейный аксикон, линзакон, острая фокусировка, размер центрального светового пятна, глубина фокуса.

#### Введение

В работе [1] в рамках параксиальной скалярной модели было показано, что линзакон [2], состоящий из двух низкоапертурных элементов (линзы и аксикона), позволяет получить центральное световое пятно, размер которого соответствует нелинейному увеличению числовой апертуры тандема.

Наличие в тандеме хотя бы одного высокоапертурного элемента требует применения более строгой теории. В данной работе рассмотрены линейные и вихревые аксиконы в качестве дополнения к высокоапертурной линзе в модели острофокусирующей системы в приближении Дебая.

Множество работ посвящено исследованию возможности уменьшения поперечного размера фокального пятна или/и увеличения продольной протяженности фокальной области высокоапертурной фокусирующей системы, причем наилучшие результаты достигнуты для радиальной поляризации падающего света [3-8]. Данный эффект связан с тем, что при радиальной поляризации в фокусе обеспечивается наилучшее перераспределение энергии в *z*-компоненту электрического поля.

Однако даже в этом случае не достигается предсказываемый теорией предел, связанный с размером бесселевого пучка нулевого порядка (FWHM =  $0,36 \lambda$ ) [9]. Дело в том, что, несмотря на мощную продольную компоненту, в фокальную интенсивность также вносят достаточный вклад поперечные компоненты, уширяя общий размер центрального пятна. Для минимизации вклада поперечных компонент в фокальную область необходимо прилагать дополнительные усилия. Например, в работах [3, 5] предложено применять узкую кольцевую диафрагму, позволяющую проходить в фокус только периферийным лучам с наибольшим углом наклона к оптической оси. Но этот простой в реализации способ приводит к значительной потере эффективности.

Для полноапертурного усиления продольной компоненты перспективными являются параболическое зеркало [10, 11], дифракционная линза [10], микроаксикон [8]. Все эти элементы должны быть высокоапертурными, а следовательно, в случае дифракционных элементов микрорельеф будет иметь достаточно сложные в изготовлении субволновые зоны.

Также известны работы, в которых используются зонные пластинки [9, 12, 13], расчет радиусов зон в которых выполняется специальным образом в зависимости от параметров фокусирующей системы, причем увеличение количества зон более трех нежелательно в связи с потерей эффективности [13].

В данной работе в качестве аналогичного полноапертурного оптического элемента, удаляющего поперечные компоненты из фокальной области при острой фокусировке радиально-поляризованного пучка, предлагается использовать фазовые аксиконы. Фокальная область при дополнении высокоапертурной линзы даже «слабым» собирающим аксиконом выглядит как конус, острие которого имеет меньший поперечный размер, чем фокальное пятно отдельной линзы. Данный эффект связан с тем, что аксикон увеличивает числовую апертуру центральных лучей линзы и позволяет перенаправить их из фокальной плоскости ближе к плоскости линзы. В зависимости от параметров аксикона можно варьировать протяженность и «остроту» формируемого конуса.

Выделение продольной компоненты векторного поля актуально не только в задаче уменьшения размеров фокального пятна, но также для оптического захвата и трехмерного ориентирования молекул [14-17], ускорения электронов [18, 19] и в других приложениях [12]. Интересно, что в работе [20] для разделения компонент радиально-поляризованного пучка использовалось возбуждение отдельных флуоресцирующих молекул.

Кроме продольной компоненты полезными в различных приложениях являются также поперечные составляющие электрического поля. В частности, при прохождении через полые металлические волноводы радиально-поляризованные пучки демонстрируют большие потери энергии на стенках волновода, а азимутально-поляризованные пучки, соответственно, минимальные [21]. Также, различные компоненты векторного электромагнитного поля могут быть использованы для трехмерно-ориентированного возбуждения флуоресцирующих молекул [22].

В данной работе показано, что при линейной поляризации, которую имеют большинство лазеров, с помощью высокоапертурного линзакона можно сформировать в фокусе световое пятно, имеющее в поперечной компоненте площадь по полуспаду интенсивности HMA =  $0,139 \lambda$  вместо  $0,237 \lambda$  для отдельной линзы. Однако из-за боковых лепестков, состоящих в основном из продольной компоненты, полное электрическое поле (сумма интенсивностей всех компонент) в фокусе выглядит сплющенным по одному направлению. Уменьшить размер светового пятна по этому направлению можно вплоть до  $0,32 \lambda$ .

В работе также показана эффективность применения вихревых аксиконов [23, 24] в задаче формирования протяженных компактных распределений для круговой и азимутальной поляризаций. В этом случае происходит компенсация поляризационной сингулярности [25], присутствующей в круговой поляризации, что позволяет получать осесимметричные распределения. Аналогичный результат получают при азимутальной поляризации с той разницей, что в этом случае световое пятно более компактно в связи с отсутствием продольной компоненты.

Возможность достижения субволновой локализации света в различных компонентах электрического векторного поля при использовании вихревой пропускающей функции была подробно рассмотрена в работе [26]. В данной работе показано, что введение вихревой составляющей в аксикон при круговой поляризации позволяет управлять вкладом различных компонент векторного поля в сердцевину, а следовательно, и острие фокального конуса, что может быть полезным при взаимодействии электромагнитного излучения с веществами, имеющими избирательную чувствительность к продольной или поперечной составляющей векторного поля [27].

# 1. Среднеапертурный линзакон: параксиальная скалярная модель

При освещении сферической линзы с фокусным расстоянием f плоским пучком, ограниченным круглой диафрагмой радиуса R, в фокальной плоскости линзы формируется картина, поперечная амплитуда которой пропорциональна [28] ~  $J_1(k\rho R f^{-1})\rho^{-1}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ . При этом размер центрального пятна такого распределения определяется первым корнем нуля функции Бесселя первого порядка:  $J_1(\gamma_{11}) = 0$ ,  $\gamma_{11} = 3,83$ .

Таким образом, минимально достижимый радиус центрального пятна, формируемого линзой от круглой диафрагмы, определяется выражением:

$$\rho_{lens} = \frac{3,83\lambda f}{2\pi R} = 1,22\frac{\lambda f}{2R} \,. \tag{1}$$

Воспользуемся выражением для числовой апертуры апланатических объективов в среде с показателем преломления *n*:

$$NA_{lens} = n\sin\theta \approx n\frac{R}{f},$$
 (2)

где  $\theta$  – так называемый апертурный угол объектива (рис. 1).



Рис. 1. Апертурный угол апланатического объектива

Тогда можно оценить минимальный радиус фокального пятна в свободном пространстве следующим образом:

$$\rho_{lens} = \frac{0,61}{NA} \lambda \ge 0,61\lambda . \tag{3}$$

Также размер фокального пятна определяется по полной ширине на уровне полуспада интенсивности (рис. 2), в случае линзы он равен:

$$FWHM_{min}^{lens} = 0,515\lambda, \qquad (4)$$

а минимальная площадь фокального пятна, определяемая по площади на уровне полуспада интенсивности, будет:

$$HMA_{\min}^{lens} = \pi \cdot \left( FWHM_{\min}^{lens} / 2 \right)^2 \approx 0,21\lambda^2 .$$
 (5)



Рис. 2. Размер фокального пятна для линзы (черный) и аксикона (пунктир)

Продольный размер фокального пятна связан с понятием глубины фокуса (Depth of Focus, DOF), который для дифракционно-ограниченных систем оценивается выражением:

$$DOF_{lens} = \frac{\lambda}{2\sin^2 \theta} \ge 0.5\lambda, \qquad (6)$$

из которого очевидно, что при увеличении числовой апертуры глубина фокуса уменьшается и стремится в пределе к половине длины волны.

Также известно, что при использовании линзы с узкой кольцевой диафрагмой [29] в фокальной плоскости формируется картина, амплитуда которой пропорциональна функции Бесселя нулевого порядка  $\sim J_0(k\alpha_0\rho)$ , первый корень которой имеет меньшее значение:  $J_0(\gamma_{01}) = 0$ ,  $\gamma_{01} = 2,405$ , следовательно, минимально достижимый размер будет меньше.

Однако такая схема является низкоэффективной из-за потери большей части энергии, экранируемой диафрагмой.

Световое поле с интенсивностью пропорциональной функции Бесселя нулевого порядка  $\sim |J_0(k\alpha_0\rho)|^2$  также можно сформировать с помощью более энергетически выгодного оптического элемента – рефракционного аксикона [30], а также дифракционного линейного аксикона или дифракционного бинарного киноформа [31].

Для дифракционного аксикона функция комплексного пропускания описывается выражением:

$$\tau_{ax}(r) = \exp\left(-ik\alpha_0 r\right),\tag{7}$$

параметр α<sub>0</sub> определяет угол сходимости лучей θ от аксикона к оптической оси:

$$\alpha_0 = \sin \theta \tag{8}$$

и фактически равен числовой апертуре аксикона.

Радиус центрального пятна в свободном пространстве:

$$\rho_{ax} = \frac{2,405}{k\alpha_0} = \frac{0,38}{\sin\theta} \lambda \ge 0,38\lambda.$$
(9)

Размер центрального светового пятна, определяемый по полной ширине на уровне полуспада интенсивности (рис. 2), для аксикона равен:

$$FWHM_{\min}^{ax} = 0,357\,\lambda\,,\tag{10}$$

а минимальная площадь фокального пятна, определяемая по площади на уровне полуспада интенсивности, будет:

$$HMA_{\min}^{ax} = \pi \cdot \left( FWHM_{\min}^{ax} / 2 \right)^2 = 0.1\lambda^2 . \tag{11}$$

Протяженность фокальной области (максимальное расстояние сохранения бездифракционного распространения пучка):

$$z_{\max}^{ax} = \frac{R}{\alpha_0},\tag{12}$$

и в предельном случае при  $\sin \theta \rightarrow 1$  *DOF* аксикона равно радиусу оптического элемента *R*.

Для достижения минимального дифракционного предела в свободном пространстве все перечисленные выше элементы должны обладать предельной числовой апертурой.

Однако если рассмотреть тандем из двух оптических элементов, в частности, такой как линзакон [2], то сформировать фокальное пятно, близкое к дифракционному пределу, можно с помощью более «слабой» оптики [1].

При использовании собирающего аксикона комплексная функция пропускания линзакона имеет вид:

$$\tau_{lx}(r) = \exp\left[-ik\left(\alpha_0 r + \frac{r^2}{2f}\right)\right],\tag{13}$$

и в этом случае формируется масштабно уменьшающийся бесселевый пучок [1]:

$$I_{lx}(\rho,z) \sim \frac{2\pi A^2}{z\alpha_0} \left(\frac{\alpha_0 fz}{f-z}\right)^3 J_0^2 \left(\frac{k\alpha_0 f}{f-z}\rho\right) =$$
(14)  
=  $\eta(z) J_0^2 \left[\beta(z)\rho\right],$ 

вплоть до расстояния

$$z_{\max}^{lx} = \frac{R}{\alpha_0 + R / f} \le z_{\max}^{ax} .$$
(15)

Минимальный радиус центрального светового пятна достигается в конце отрезка масштабного самовоспроизведения:

$$\rho_{\min}^{\scriptscriptstyle L} = \frac{2,405}{2\pi \left(\sin\theta + R/f\right)} \lambda = \frac{0,38}{\left(\sin\theta + R/f\right)} \lambda , \qquad (16)$$

и в общем случае он будет меньшего размера, чем фокальное пятно, формируемое каждым из элементов тандема по отдельности.

В зависимости от соотношения  $\alpha_0$  и числовой апертуры линзы уменьшение центрального светового пятна при дополнении аксикона линзой (или наоборот, линзы аксиконом) может быть очень значительным.

В частности, для  $\alpha_0 = 0, 5$  ( $\rho_{ax} = 0, 76\lambda$ ) и R/f = 0,5 ( $\rho_{bns} = 1, 22\lambda$ ) должен получиться минимально достижимый для аксикона предел  $\rho_{min}^{\kappa} = 0,38\lambda$ . При  $R = 2000\lambda$  (порядка 1 мм для оптических длин волн)  $z_{max}^{ax} = 2R \approx 2$  мм, а  $z_{max}^{lx} = R \approx 1$  мм. Для численного моделирования действия линзакона в параксиальном случае можно использовать преобразование Френеля для аксиально-симметричных полей:

$$F(\rho, z) = \frac{k}{iz} \exp(ikz) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}\right) \times$$

$$\times \int_{0}^{\infty} \tau(r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r \, dr.$$
(17)

В табл. 1 приведены результаты вычислений при следующих параметрах:  $\lambda = 0.5$  мкм, R = 1 мм, f = 2 мм (числовая апертура NA = R / f = 0.5),  $\alpha_0 = 0.5$ , для подынтегральных функций использовалась дискретность 20 отсчетов на длину волны, а осевая область радиусом  $2\lambda$  (1 мкм) имела дискретность 50 отсчетов на длину волны. Продольное распределение интенсивности вычислялось в диапазоне  $z \in [0, 5 \text{ мм}, 2, 5 \text{ мм}]$ .

Результаты численного моделирования вполне согласуются с приведенными выше рассуждениями.

Продольные картины распространения наглядно показывают, как происходит перераспределение энергии вдоль оптической оси.

Соединение линзы с аксиконом, с одной стороны, уменьшает отрезок самовоспроизведения бездифракционного пучка по сравнению с аксиконом в 2 раза, но, с другой стороны, формируется более компактная картина, и интенсивность в центральном световом пятне увеличивается почти на порядок.

По сравнению с линзой фокальное пятно имеет почти в 5 раз меньшую интенсивность, но глубина фокуса при этом увеличивается в 40 раз.



# Таблица 1. Среднеапертурный линзакон в параксиальной модели

# 2. Линзакон с высокоапертурной линзой: непараксиальная векторная модель в приближении Дебая

Рассмотрим высокоапертурную апланатическую фокусирующую оптическую систему, фокальная область которой расположена от апертуры на расстоянии значительно большем длины волны. Тогда векторное электрическое поле в однородной диэлектрической среде вблизи фокуса можно описать в приближении Дебая [32, 33]:

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi} B(\theta, \phi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \phi) \exp \times$$

$$\times [ik(\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi) + z \cos \theta)] \sin \theta \, d\theta \, d\phi,$$
(18)

где  $(\theta, \phi)$  – сферические угловые координаты выходного зрачка,  $B(\theta, \phi)$  – функция пропускания,  $T(\theta)$  - функция аподизации зрачка;  $P(\theta, \phi)$  - матрица поляризации, которая определяется по коэффициентам поляризации падающего пучка,  $n \sin \alpha = NA$ , n - показатель преломления среды, NA - числовая апертура линзы, f – фокусное расстояние.

Для функции пропускания, не зависящей от полярного угла  $\phi$ :  $B(\theta, \phi) = B(\theta)$ , выражение (18) упрощается с учетом соотношения:

$$\int_{0}^{2\pi} \exp(i\tau\cos(\phi - \phi)\exp(im\phi)d\phi =$$

$$= 2\pi i^{m} J_{m}(\tau)\exp(im\phi)$$
(19)

до одного интеграла по азимутальному углу:

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = -i^{m+1} k f \exp(im\varphi) \times$$

$$\times \int_{0}^{\alpha} B(\theta) T(\theta) \mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta) \exp[ikz \cos\theta] \sin\theta d\theta,$$
(20)

где  $Q(\rho, \phi, \theta)$  зависит от поляризации входного поля [26].

В апланатической системе пересчет для радиальной координаты выполняется по синусному правилу  $r = f \sin \theta$  и функция аподизации зрачка полагается равной  $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$ .

# 2.1. Линейная х-поляризация

Большинство современных лазеров имеют линейную поляризацию. Матрица **Р**(θ, φ) для линейной *х*-поляризации:

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi(\cos \theta - 1) \\ \sin \phi \cos \phi(\cos \theta - 1) \\ -\cos \phi \sin \theta \end{bmatrix}.$$
 (21)

На рис. 3 показаны картины осевого распределения интенсивности, формируемого линзаконом радиусом R = 1 мм, составленным из линзы с фокусным расстоянием f=2 мм (NA=0,5) и аксиконов с различными значениями параметра  $\alpha_0$  (от 0,1 до 0,5) с использованием параксиальной (рис. 3a) и непараксиальной векторной (рис. 3b) моделей. В последнем (непараксиальном) случае падающая волна была линейно-поляризованной, и на рис. 3b приведена полная интенсивность векторного электрического поля. Рассматриваемая область имеет размеры  $z \in [500\lambda, 4000\lambda]$  с длиной волны  $\lambda = 0,5$  мкм, в непараксиальной модели отсчет расстояния идет от фокальной плоскости.

По результатам, приведенным на рис. 3, видно, что при использовании слабого аксикона имеется хорошее согласование результатов параксиальной и непараксиальной модели, однако при увеличении числовой апертуры аксикона рассогласование становится все сильнее, и при  $\alpha_0$ =0,5 приближение Дебая фактически перестает работать, т.к. рассматриваемая область слишком удаляется от плоскости фокуса.



формируемого линзаконом в параксиальном (a) и непараксиальном (б) случаях для линзы с NA=0,5 (R=2000 $\lambda$ , f=4000 $\lambda$ ) и аксиконов с  $\alpha_0$ : 0,1 (синяя линия), 0,2 (красная линия), 0,3 (зеленая линия), 0,4 (коричневая линия), 0,5 (черная линия)

Данной ситуации можно избежать, если повысить числовую апертуру фокусирующей линзы.

На рис. 4 приведены результаты для тандема радиусом R = 1 мм, состоящего из линзы с фокусным расстоянием f = 1,05 мм (NA = 0,95) и аксиконов с различными значениями параметра  $\alpha_0$  (от 0,1 до 0,95); рассматриваемый осевой отрезок  $z \in [600\lambda, 2150\lambda]$ . Применение параксиальной модели при использовании высокоапертурных оптических элементов некорректно, поэтому результаты для двух моделей существенно различаются.

Далее будет рассматриваться линзакон, включающий высокоапертурную линзу с фокусом  $f=101 \lambda$  и радиусом  $R=100 \lambda$ . Для инфракрасного диапазона длин волн (например,  $\lambda = 10$  мкм) такой элемент нельзя отнести к микрооптическим, т.к. для ста длин волн уже достигается радиус R=1 мм, что достаточно удобно для проведения экспериментов.

В приближении Дебая корректность результатов обеспечивается при высоком значении числа Френеля

$$N_F = \frac{R^2}{\lambda f}.$$
(22)

В данном случае  $N_F \approx 100$  достаточно велико [32].

Результаты численного моделирования для отдельной линзы с фокусом  $f=101 \lambda$  и радиусом  $R=100 \lambda$  и линзакона с различными аксиконами приведены в табл. 2. Число отсчетов по азимутальному углу равно 2001, поперечный размер фокальной области –  $4\lambda \times 4\lambda$ .





Таблица 2. Продольное и поперечное распределения для линейной х-поляризации





#### Окончание табл. 2

\*) топология – картина распространения без нормировки интенсивности к максимальному значению на рассматриваемом диапазоне значений z.

Как видно из табл. 2, при острой фокусировке поведение пучка, формируемого линзаконом со слабым аксиконом, близко к предсказанному параксиальной моделью.

Однако поперечное сечение из-за вклада продольной составляющей перестает быть симметричным и выглядит сплющенным. При этом по вертикальной оси удается преодолеть предел, достигаемый не только линзой, но и аксиконом: FWHM =  $0.32 \lambda$ .

Важно отметить, что в тандеме с сильной линзой, используя даже слабый аксикон (в частности, с числовой апертурой 0,1), в одном из направлений можно достичь предела, обеспечиваемого отдельно высокоапертурным аксиконом (FWHM =  $0.36 \lambda$ ).

На рис. 5 приведены результаты сравнения параксиальной и непараксиальной моделей для тандема радиусом  $R = 100 \lambda$  из линзы с фокусным расстоянием  $f=101 \lambda$  мм (NA=0.95) и аксиконов с различными значениями параметра  $\alpha_0$ : от 0 (отсутствие аксикона) до 0.95. Рассматриваемый осевой отрезок  $z \in [20\lambda, 120\lambda]$ , в поперечной плоскости  $\rho \in [0, 0, 6\lambda]$ . В непараксиальном векторном случае картина поперечного распределения перестает быть симметричной, поэтому на рис. 5г приведено вертикальное сечение, когда общая интенсивность совпадает с интенсивностью *x*-компоненты.

Как видно из рис. 5 $\delta$ , для высокоапертурных линзы и аксикона параксиальная модель предсказывает уменьшение радиуса центрального светового пятна до 0,2 $\lambda$ . В то время как при использовании непараксиальной векторной модели оценка сужения получается только до 0,33 $\lambda$  по одной координате.

В общую интенсивность осевого распределения основной вклад вносит *x*-компонента:

$$E_{x}(\rho, z) = -\frac{kf}{2} \int_{0}^{z} B(\theta) \exp(ikz \cos\theta) \times$$

$$\times \sqrt{\cos\theta} (1 + \cos\theta) J_{0} (k\rho \sin\theta) \sin\theta d\theta.$$
(23)

Наложение на линзу узкой кольцевой диафрагмы:  $B(\theta) = \delta(\theta - \theta_0)$  приведет к формированию поля, пропорционального функции Бесселя нулевого порядка, не зависящего от дефокусировки *z*:

$$|E_{x}(\mathbf{\rho},z)|^{2} = \frac{\left(kf\right)^{2}}{4} J_{0}^{2}(k\mathbf{\rho}\sin\theta_{0}) \times \\ \times \left|\cos\theta_{0}\left(1+\cos\theta_{0}\right)^{2}\sin^{2}\theta_{0}\right|.$$
(24)

Радиус центрального пятна связан с азимутальным углом  $\theta_0$  и не может быть меньше, чем

$$\rho_{\min}^{\delta} = 0.38\lambda . \tag{25}$$

Если в качестве  $B(\theta)$  используется аксикон, то распределение на оси (при  $\rho = 0$ ) описывается выражением:

$$E_{x}(0,z) = \frac{kf}{2} \int_{0}^{u} \exp\left[ik(z\cos\theta - \alpha_{0}f\sin\theta)\right] \times$$

$$\times \sqrt{\cos\theta} (1 + \cos\theta) \sin\theta d\theta,$$
(26)

из которого видно, что при малых значениях числовой апертуры, т.е. малых углах  $\theta$ , влияние аксикона незначительно, если же числовая апертура возрастает, то влияние усиливается, а при  $\cos(\theta) \rightarrow 0$  зависимость от расстояния *z* исчезает.



Рис. 5. Картина осевого (a), (в) и поперечного вертикального (б), (г) распределений интенсивности, формируемых линзаконом в параксиальном (а), (б) и непараксиальном (в), (г) случае для линзы с NA=0,95 (R=100λ, f=101λ) и аксиконов с α<sub>0</sub>: 0 (без аксикона, синяя линия), 0,1 (красная линия), 0,5 (зеленая линия) и 0,95 (черная линия)

#### 2.2. Радиальная поляризация

Матрица **Р**(θ, ф) для радиальной поляризации:

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi \cos \theta \\ \sin \phi \cos \theta \\ -\sin \theta \end{bmatrix}.$$
 (27)

В этом случае при использовании высокоапертурной фокусирующей оптической системы основной вклад в общую интенсивность осевого распределения вносит продольная компонента [26]:

$$E_{z}(\rho, z) = -kf \int_{0}^{\alpha} B(\theta) \exp(ikz \cos \theta) \times$$

$$\times \sqrt{\cos \theta} J_{0}(k\rho \sin \theta) \sin^{2} \theta \, d\theta.$$
(28)

Наложение на линзу узкой кольцевой диафрагмы также приводит к формированию поля, пропорционального функции Бесселя нулевого порядка:

$$|E_z(\rho, z)|^2 =$$

$$= (kf)^2 J_0^2 (k\rho \sin \theta_0) |\cos \theta_0 \sin^4 \theta_0|, \qquad (29)$$

но интенсивность (29) при  $\theta_0 \rightarrow 90^\circ$  будет значительно выше, чем (24). В частности, при  $\theta_0 = 82^\circ$ увеличение будет в 3 раза.

Тем не менее, диафрагмирование оптической системы связано с потерей энергетической эффективности, поэтому желательно выполнять не амплитудную, а фазовую аподизацию функции зрачка. Как, например, в работах [13, 34], где рассмотрены кольцевые бинарные фазовые пластинки, позволяющие усилить вклад продольной компоненты в общую интенсивность векторного поля.

Если в качестве  $B(\theta)$  используется аксикон, то интенсивность на оси (при  $\rho = 0$ ) описывается выражением, аналогичным (26):

$$E_{z}(\rho, z) = -kf \int_{0}^{\alpha} \exp\left[ik(z\cos\theta - \alpha_{0}f\sin\theta)\right] \times$$
(30)

 $\times \sqrt{\cos\theta \sin^2\theta d\theta}.$ 

Определить расстояние, на котором осевое значение не слишком меняется, можно из условия:

$$z_{\max} \le \frac{\varepsilon}{\cos\theta} + \alpha_0 f \, \mathrm{tg}\,\theta\,, \tag{31}$$

из которого ясно, что при  $\theta \to 90^{\circ} z_{\text{max}} \to \infty$  (аналогично введению узкой кольцевой апертуры), а при малых  $\theta$  должно быть  $z_{\text{max}} \le \varepsilon + \alpha_0 f \theta$ , т.е. увеличение диапазона слабого изменения функции (30) происходит за счет внесения слагаемого  $\alpha_0 f \theta$ , связанного с фазовой функцией аксикона.

Таким образом, дополнение линзы аксиконом увеличивает числовую апертуру линзы на постоянную величину, что для высокоапертурных линз сказывается только на лучах, проходящих через центральную часть (рис. 6*a*).

Очевидно, оптимальным в смысле выравнивания числовой апертуры дополнением к линзе является фазовый элемент, числовая апертура которого имеет зависимость:  $1 - \sin \theta$ . Такой тандем будет работать как «сильный» линейный аксикон.

2010

На рис. 66 приведен пример дополнения высокоапертурной линзы фраксиконом [1] вида  $\exp(-i\alpha\sqrt{r})$  с  $\alpha = 1$ . В этом случае числовая апертура почти нигде не зашкаливает за предельную для свободного пространства и существенно увеличивается в центральной части.

В табл. З приведены результаты численного моделирования фокусировки плоской волны, ограниченной кольцевой диафрагмой с радиусами  $R_1 = 99 \lambda$ и  $R_2 = 100 \lambda$ , линзой с фокусным расстоянием 101  $\lambda$ , а также фокусировки плоской волны, ограниченной круглой диафрагмой радиуса  $R = 100 \lambda$ , линзаконом с параметром аксикона  $\alpha_0 = 0,95$  ( $z_{\text{max}}^{ax} \approx 105 \lambda$ ) при радиальной поляризации. Число отсчетов по азимутальному углу равно 2001. Поперечный размер – 4 $\lambda$ ×4 $\lambda$ .

Как видно из табл. З в случае радиальной поляризации распределение общей интенсивности имеет радиальную симметрию. Радиус центрального светового пятна достигает предсказанного для функции Бесселя нулевого порядка минимума и больше не уменьшается.

Вклад поперечных компонент для линзы с узкой  $(=\lambda)$  кольцевой диафрагмой практически отсутствует в фокальной области. Потеря энергии при диафрагмировании пропорциональна площади блокируемой центральной части линзы.

Таблица 3. Продольное и поперечное распределения при радиальной поляризации для линзы с узкой кольцевой диафрагмой и линзакона с высокоапертурным аксиконом





аксикону с  $\alpha_0 = 0,5$ , а красный – суммарной числовой апертуре) и (б) линзы, дополненной фраксиконом  $exp(-i\sqrt{r})$ 

Для линзакона с полной апертурой, а значит, без потерь входной энергии, формируется коническая фокальная область, на острие которой вклад поперечных компонент также отсутствует. При увеличении числовой апертуры аксикона фокальный конус становится более вытянутым вдоль оптической оси (табл. 4) с почти равномерно распределенной интенсивностью (рис. 7).

Заметим, что сердцевина и острие конуса состоят только из продольной компоненты, а «оперение» дополняется поперечной составляющей (рис. 8).



Рис. 7. Осевое распределение общей интенсивности, формируемое линзой с узкой (= λ/2) кольцевой диафрагмой (синий цвет) и полноапертурным линзаконом с α<sub>0</sub>=0,1 (красный цвет) и линзаконом с α<sub>0</sub>=0,95 (зеленый цвет)

Таблица 4. Продольное распределение при радиальной поляризации для полноапертурной линзы и линзаконов с низкоапертурными аксиконами, поперечный размер – 4λ×4λ

	Функция	Интенсивность (негатив)	Топология
	пропускания	кания $z \in [86\lambda, 106\lambda], x \in [-2\lambda, 2\lambda] \xrightarrow{X \leftarrow Z}$	
Линза			
Линзакон с α <sub>0</sub> =0,01	۲		
Линзакон с α₀=0,05			
Линзакон с α <sub>0</sub> =0,1			



Рис. 8. Продольное распределение поперечной составляющей (красный цвет) и продольной компоненты (синий цвет) для (а) отдельной линзы и линзаконов с (б) α<sub>0</sub>=0,01, (в) α<sub>0</sub>=0,05 и (г) α<sub>0</sub>=0,95

### 3. Вихревой линзакон в приближении Дебая

В работе [26] была показана возможность субволновой локализации излучения при острой фокусировке вихревого поля. Причем для азимутальной и круговой поляризаций центральное световое пятно будет симметричным.

При азимутальной поляризации эффект субволновой локализации возможен только для поперечной составляющей векторного электрического поля, а при круговой поляризации – и для продольной компоненты.

#### 3.1. Азимутальная поляризация

Для азимутальной поляризации, описываемой матрицей **Р**(θ, φ) :

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{32}$$

наличие вихревой составляющей в функции пропускания:

$$B(\theta, \phi) = R(\theta) \exp(im\phi) \tag{33}$$

приводит к следующему виду поля в фокальной области [26]:

$$\mathbf{E}_{m}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\varphi},z) = -i^{m+1}kf \exp(im\boldsymbol{\varphi}) \times \\ \times \int_{\alpha}^{\alpha} \mathbf{Q}_{m}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\varphi},\boldsymbol{\theta})R(\boldsymbol{\theta})T(\boldsymbol{\theta})\sin\boldsymbol{\theta}\exp(ikz\cos\boldsymbol{\theta})\,\mathrm{d}\boldsymbol{\theta},$$
(34)

$$\mathbf{Q}_{m}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\varphi},\boldsymbol{\theta}) = \begin{bmatrix} S_{m}(t) \\ -C_{m}(t) \\ 0 \end{bmatrix}, \qquad (35)$$

где 
$$S_m(t) = \frac{1}{2} \Big[ e^{i\phi} J_{m+1}(t) + e^{-i\phi} J_{m-1}(t) \Big],$$
  
 $C_m(t) = \frac{i}{2} \Big[ e^{i\phi} J_{m+1}(t) - e^{-i\phi} J_{m-1}(t) \Big], t = k\rho \sin \theta.$ 

Как следует из (32), продольная составляющая всегда отсутствует.

На оптической оси (при  $\rho = 0$ ) поле (34) будет содержать ненулевые компоненты только для одного порядка вихревой сингулярности |m| = 1, которое позволит получить в (35) компоненты, пропорциональные  $J_0(t)$ .

# 3.2. Круговая поляризация

Для круговой поляризации, описываемой матрицей  $\mathbf{P}(\theta, \phi)$ :

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \times \begin{bmatrix} \left[1 + \cos^2 \phi(\cos \theta - 1)\right] \pm i \left[\sin \phi \cos \phi(\cos \theta - 1)\right] \\ \left[\sin \phi \cos \phi(\cos \theta - 1)\right] \pm i \left[1 + \sin^2 \phi(\cos \theta - 1)\right] \\ -\sin \theta \left[\cos \phi \pm i \sin \phi\right] \end{bmatrix}, (36)$$

наличие вихревой составляющей (33) в функции пропускания позволяет получить в фокальной области поле вида (34) с вихревой матрицей [26]:

$$\mathbf{Q}_{m}(\rho, \phi, \theta) = \frac{1}{2} \times \begin{bmatrix} J_{m}(t) + \frac{1}{2} [J_{m}(t) + E2_{m}(t)](\cos \theta - 1) \\ \text{sgn}(p)i \left\{ J_{m}(t) + \frac{1}{2} (J_{m}(t) - E2_{m}(t))(\cos \theta - 1) \right\} \\ -E1_{m}(t)\sin \theta \end{bmatrix}, (37)$$

где

$$E1_{m}(t) = \operatorname{sgn}(p)ie^{\operatorname{sgn}(p)i\phi}J_{m+\operatorname{sgn}(p)1}(t) ,$$
  

$$E2_{m}(t) = -e^{\operatorname{sgn}(p)i2\phi}J_{m+\operatorname{sgn}(p)2}(t) , t = k\rho\sin\theta ,$$
  

$$\operatorname{sgn}(p) - \operatorname{знак} \operatorname{входной} \operatorname{поляризации}.$$

На оптической оси (при  $\rho = 0$ ) поле (36) будет содержать ненулевые компоненты для порядков вихревой сингулярности  $|m| \le 2$ , позволяющие получить в (37) компоненты, пропорциональные  $J_0(t)$ (табл. 6, 7).

Использование высокоапертурного аксикона позволяет сформировать протяженную стабильную картину с субволновым размером центрального пятна в отдельных компонентах векторного электрического поля. Это полезно учитывать при взаимодействии лазерного излучения с веществами, избирательно чувствительными к различным векторным составляющим [27].

Применение вихревых фильтров позволяет выделять в осевом распределении различные компоненты векторного поля (продольную или поперечную): фазовая вихревая сингулярность компенсирует поляризационные сингулярности [25, 26], и в различных компонентах получаются ненулевые осевые слагаемые, пропорциональные  $J_0(t)$ , что определяет минимально достижимый размер центрального пятна бесселевого пучка нулевого порядка [9], т.е. FWHM = 0,36  $\lambda$ .

Если использовать слабые вихревые аксиконы, как показано в табл. 7, интенсивность на отрезке масштабного воспроизведения существенно варьируется и формирование компактного светового пятна происходит только в конце этого отрезка. Однако значение интенсивности на острие фокального конуса в этом случае значительно больше (сравнение приведено на рис. 5*в*), что может быть актуально в некоторых задачах.

Таким образом, результаты численного моделирования в приближении Дебая показывают, что можно выполнить формирование компактного светового пятна при использовании в тандеме высокоапертурной линзы и низкоапертурного аксикона. Увеличение числовой апертуры аксикона приведет к более протяженному формированию компактной в поперечном направлении фокальной области при почти равномерном распределении интенсивности вдоль этой области, что повлечёт уменьшение значения интенсивности в каждом отдельном поперечном сечении.

#### Заключение

В работе рассмотрено применение аксиконов в высокоапертурных фокусирующих системах с различной поляризацией в модели Дебая.

В результате исследований подтверждена возможность уменьшения размера фокального пятна, формируемого высокоапертурной линзой, за счет дополнения такой линзы дифракционным аксиконом (эффект наблюдается даже при использовании низкоапертурного аксикона). Данный подход является альтернативным и энергетически эффективным по сравнению с кольцевым диафрагмированием.

Фокальная область при использовании такого линзакона выглядит как конус, что согласуется с результатами параксиального моделирования [1]. Однако в отличие от этой модели, анализ интегральных выражений для комплексной амплитуды в фокальной области определяет в качестве минимально достижимого предела размер центрально-го пятна бесселевого пучка нулевого порядка (FWHM = 0,36  $\lambda$ ). В зависимости от «силы» дифракционного аксикона фокусировка в область таких субволновых размеров происходит на более или менее протяженном отрезке.



Таблица 5. Продольное и поперечное (4 $\lambda$ ×4 $\lambda$ ) распределения полной интенсивности поля для азимутально-поляризованной вихревой функции пропускания (|m|=1) и вихревого линзакона



# Таблица 6. Продольные и поперечные $(4\lambda \times 4\lambda)$ распределения полной интенсивности поля и компонент для вихревого линзакона с $\alpha_0 = 0.95$ ( $|m| \le 2$ ) и высокоапертурной линзы (NA = 0.95)

при круговой поляризации





Тем не менее, в случае линейной поляризации этот предел удается преодолеть (FWHM =  $0,32\lambda$ ) в одном из поперечных направлений.

При круговой поляризации уменьшения размера фокального пятна при сохранении его осевой симметрии можно достичь применением вихревых аксиконов. В этом случае происходит компенсация поляризационной сингулярности [25, 26], присутствующей в круговой поляризации.

Аналогичная компенсация получается при азимутальной поляризации с той разницей, что в этом случае будет более компактное световое

пятно в связи с отсутствием продольной компоненты.

Кроме того, в работе показано, что введение вихревой составляющей (первого и второго порядка) в аксикон при круговой поляризации позволяет управлять вкладом различных компонент векторного поля в сердцевину и острие фокального конуса. При этом в каждой отдельной компоненте можно достичь существенной субволновой локализации света (FWHM=0,41 $\lambda$ ), что может быть полезным при взаимодействии электромагнитного излучения с веществами, имеющими избирательную чувствительность к различным компонентам векторного поля.

Тем не менее, рассмотренная модель не позволяет получать корректные результаты при использовании среднеапертурных линз, т.к. приближение Дебая хорошо работает только для очень больших чисел Френеля. Также корректность результатов уменьшается при удалении от плоскости фокуса, а добавление аксикона не только удлиняет фокальную область, но и существенно смещает ее к оптическому элементу.

Таким образом, требуются дополнительные исследования комплексной амплитуды в области, близкой к плоскости оптического элемента. Для таких исследований можно воспользоваться интегральным преобразованием Релея-Зоммерфельда или разложением по плоским волнам.

#### 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.

#### Литература

- Хонина С.Н., Волотовский С.Г., Фраксикон дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью, Компьютерная оптика. – 2009. – Т.33, №4. – С. 401-411
- Koronkevich, V.P. Lensacon / V.P. Koronkevich, I.A. Mikhaltsova, E.G. Churin, and Yu.I. Yurlov // Appl. Opt. 1993. – V. 34(25). – P. 5761-5772.
- Focusing light to a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glockl, and G. Leuchs // Opt. Commun. – 2000. – V. 179. – P. 1–7.
- Youngworth, K.S. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K.S. Youngworth and T.G. Brown // Opt. Express. – 2000. – V.7. – P.77–87.
- Dorn, R. Sharper focus for a radially polarized light beam, / R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91. – P. 233901.
- Kozawa, Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa and S. Sato // Journal of Optical Society of America A. – 2007. – V. 24. – P. 1793.
- Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens / Lianzhou Rao, Jixiong Pu, Zhiyang Chen, Pu Yei // Optics & Laser Technology. – 2009. – V. 41. – P. 241–246.

- 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.
- Kalosha, V.P., Golub, I. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution // Opt. Lett. – 2007. – V. 32. – P. 3540-3542.
- Davidson, N., Bokor, N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens // Opt. Lett. – 2004.– V. 29. – P. 1318-1320.
- Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, and A. J. Meixner // Optics Letters. – 2008. – V. 33, No. 7. – P. 681-683.
- Zhan, Qiwen Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – 1. – P.1–57.
- Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / Haifeng Wang, Luping Shi, Boris Lukyanchuk, Colin Sheppard, and Chong Tow Chong // Nature Photonics. – 2008. – V. 2. – P. 501-505.
- Sick, B. Orientational imaging of single molecules by annular illumination / B. Sick, B. Hecht, L. Novotny // Phys. Rev. Lett. - 2000. - V. 85. - P. 4482-4485.
- Novotny, L. Longitudinal field modes probed by single molecules / L. Novotny, M.R. Beversluis, K.S. Youngworth, T.G. Brown // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 86. – P. 5251–5254.
- Zhan, Q. Focus shaping using cylindrical vector beams / Qiwen Zhan and James R. Leger // Opt. Express. – 2002. – V. 10 (7). – P. 324-331.
- Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam / H. Kawauchi, K. Yonezawa, Y. Kozawa and S. Sato // Optics Letters. – 2007. – V. 32. – P. 1839.
- Romea, R.D. Modeling of inverse Cherenkov laser acceleration with axicon laser beam focusing. / R.D. Romea and W.D. Kimura // Physical Review D. 1990. V. 42, N. 5. P. 1807.
- Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser / Devki Nandan Gupta, Niti Kant, Dong Eon Kim, Hyyong Suk // Physics Letters A. – 2007. – V. 368. – P. 402–407.
- Beversluis, M.R., Novotny, L., Stranick, S.J. Programmable vector point-spread function engineering // Opt. Express. – 2006. – V. 14. – P. 2650-2656.
- Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures / Yaniv Yirmiyahu, Avi Niv, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // Opt. Express. – 2007. – V. 15(20). – P. 13404-13414.
- Xie, X.S., Dunn, R.C. Probing single molecule dynamics // Science. – 1994. – V. 265. – P. 361–364.
- Trochoson / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M.V. Shinkaryev, G.V. Uspleniev // Optics Communications. – 1992. – V. 91 (3-4). – P. 158-162.
- Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen // Journal of Modern optics. – 2004. – V. 51(14). – P. 2167– 2184.
- 25. Zhan, Q. Properties of circularly polarized vortex beams // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31, No. 7. – P. 867-869.
- 26. Хонина, С.Н., Волотовский, С.Г. Анализ возможности субволновой локализации света и углубления фо-

куса высокоапертурной фокусирующей системы при использовании вихревой фазовой функции пропускания (принято к публикации в журнале «Электромагнитные волны и электронные системы»; -2010. -№6.

- Grosjean, T., Courjon, D. Photopolymers as vectorial sensors of the electric field // Opt. Express. – 2006. – V. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
- 28. Гудмен, Дж. Введение в Фурье-оптику М.: Мир, 1970. 364 с.
- 29. Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // J. Opt. Soc. Am. A. – 1987. – V. 4, N. 4. – P. 651–654
- 30. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element // J. Opt. Soc. Am. – 1954. – V. 44. – P. 592–597.
- Fedotovsky, A., Lehovec, H. Optical filter design for annular imaging // Appl. Opt. – 1974. – Vol. 13(12). – P. 2919–2923.
- Richards, B., Wolf, E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system // Proc. Royal Soc. A. 1959. V. 253. P. 358–379.
- Helseth, L.E. Optical vortices in focal regions // Opt. Commun. – 2004. – Vol. 229. – P. 85–91.
- 34. Haifeng, Wang, Fuxi Gan, High focal depth with a purephase apodizer // Applied Optics. – 2001. – Vol. 40, No. 31. – P. 5658-5662.

#### References

- Khonina, S.N., Volotovsky, S.G., Fracxicon diffractive optical element with conical focal domain // Computer Optics. – 2009. – Vol. 33, No 4. – P. 401-411 – (in Russian).
- Lensacon / V.P. Koronkevich, I.A. Mikhaltsova, E.G. Churin, Yu.I. Yurlov // Appl. Opt. – 1993. – Vol. 34(25). – P. 5761-5772.
- Focusing light to a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glockl, and G. Leuchs // Opt. Commun. 2000. V. 179. P. 1–7.
- Youngworth, K.S. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K.S. Youngworth and T.G. Brown // Opt. Express. – 2000. – V. 7. – P. 77–87.
- Dorn, R. Sharper focus for a radially polarized light beam, / R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91. – P. 233901.
- Kozawa, Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa and S. Sato // Journal of Optical Society of America A. – 2007. – V. 24. – P. 1793.
- Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens / Lianzhou Rao, Jixiong Pu, Zhiyang Chen, Pu Yei // Optics & Laser Technology. – 2009. – V. 41. – P. 241–246.
- 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).
- Kalosha, V.P., Golub, I. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
- Davidson, N., Bokor, N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens // Opt. Lett. – 2004. – V. 29, 1318-1320.
- Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, A. J. Meixner // Optics Letters. - 2008. – Vol. 33, No. 7. – P. 681-683.

- Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – V. 1. – P. 1–57.
- Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / Haifeng Wang, Luping Shi, Boris Lukyanchuk, Colin Sheppard, Chong Tow Chong // Nature Photonics. – 2008. – Vol. 2. – P. 501-505.
- Sick, B. Orientational imaging of single molecules by annular illumination / B. Sick, B. Hecht, L. Novotny // Phys. Rev. Lett. - 2000. - V. 85. - P. 4482-4485.
- Novotny, L. Longitudinal field modes probed by single molecules / L. Novotny, M.R. Beversluis, K.S. Youngworth, and T.G. Brown // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 86. – P. 5251–5254.
- Zhan, Q. Focus shaping using cylindrical vector beams / Qiwen Zhan and James R. Leger // Opt. Express. – 2002. – V. 10(7). – P. 324-331.
- Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam / H. Kawauchi, K. Yonezawa, Y. Kozawa and S. Sato // Optics Letters. – 2007. – V. 32. – P. 1839.
- Romea, R.D. Modeling of inverse Cherenkov laser acceleration with axicon laser beam focusing. / R.D. Romea and W.D. Kimura // Physical Review D. 1990. V. 42, N. 5. P. 1807.
- Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser / Devki Nandan Gupta, Niti Kant, Dong Eon Kim, Hyyong Suk // Physics Letters A. – 2007. – V. 368. – P. 402–407.
- Beversluis, M.R., Novotny, L., Stranick, S.J. Programmable vector point-spread function engineering // Opt. Express. – 2006. – V. 14. – P. 2650-2656.
- Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures / Yaniv Yirmiyahu, Avi Niv, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // Opt. Express. – 2007. – V. 15(20). – P. 13404-13414.
- 22. Xie, X.S., Dunn, R.C. Probing single molecule dynamics // Science. – 1994. – Vol. 265. – P. 361–364.
- Trochoson / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M.V. Shinkaryev, G.V. Uspleniev // Optics Communications. – 1992. – V. 91 (3-4). – P. 158-162.
- Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, Jefimovs K., Simonen J., Turunen J. // Journal of Modern optics\$ -2004. -51(14). -2167–2184.
- 25. Zhan Q. Properties of circularly polarized vortex beams, Opt. Lett: -2006. -Vol. 31, -No.7, -P.867-869.
- 26. Khonina S.N., Volotovsky S.G., Possibility analysis of subwavelength light localization and focus extending for high-aperture focusing system using vortical phase transmission function (принято к публикации в журнале «Электромагнитные волны и электронные системы», -2010. -№6. – (in Russian).
- Grosjean, T., Courjon, D. Photopolymers as vectorial sensors of the electric field // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
- Goodman, J.W. Introduction to Fourier Optics. New York, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1968. – 441 p.
- Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // J. Opt. Soc. Am. A. – 1987. – V. 4, N. 4. – P. 651–654
- 30. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element // J. Opt. Soc. Am. – 1954. – V. 44. – P. 592–597.

 Fedotovsky, A., Lehovec, H. Optical filter design for annular imaging // Appl. Opt. – 1974. – Vol. 13(12). – P. 2919–2923.

 Richards, B., Wolf, E. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system // Proc. Royal Soc. A. – 1959. – V. 253. – P. 358–379.

- Helseth, L.E. Optical vortices in focal regions // Opt. Commun. – 2004. – V. 229. – P. 85–91.
- 34. High focal depth with a pure-phase apodizer / Haifeng Wang and Fuxi Gan // Applied Optics. – 2001. – Vol. 40, No. 31. – P. 5658-5662.

## INVESTIGATION OF AXICON APPLICATION IN HIGH-APERTURE FOCUSING SYSTEM

Svetlana Nikolaevna Khonina<sup>1,2</sup> (leading researcher, professor, e-mail: <u>khonina@smr.ru</u>) Sergey Gennadjevich Volotovsky<sup>1</sup> (leading programmer, e-mail <u>sv@smr.ru</u>) <sup>1</sup>Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS, <sup>2</sup>S.P. Korolyov Samara State Aerospace University

#### Abstract

Axicon application in high-aperture focusing systems with various polarization to increase in extent and reduce transverse size of focal spot is considered. By comparison with narrow ring aperture, usually used for this purpose, addition of a lens with an axicon is energetically favorable. At reduction of the size of the central light spot on half-maximum intensity (FWHM) from  $0,51\lambda$  to  $0,36\lambda$  for radial polarization the advantage is proportional to the area of a blocked part of a lens. For linear polarization, which have the majority of lasers, the opportunity of formation the light spot narrowed in one direction up to  $0,32\lambda$  is shown. Efficiency of vortical axicons application in solving a problem of formation axially extended but compact focal area for circular and azimuthal polarization is also shown.

As high-aperture lens is complemented by axicon (even "weak") the focal area looks as a cone which tip has the smaller size than a focal spot of a separate lens. It is possible to vary extent and "acuteness" of a formed cone by axicon parameters. Furthermore, introduction of a vortical component allows to manage by the contribution of various vector field components in a cone's tip that can be useful at interaction of electromagnetic radiation with the substances having selective sensitivity to a longitudinal or transverse component of a vector field.

<u>Key words</u>: diffractive linear axicon, lensacon, sharp focusing, size of a central light spot, depth of focus.

Поступила в редакцию 08.12.2009 г.