

УПРАВЛЕНИЕ ВКЛАДОМ КОМПОНЕНТ ВЕКТОРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ФОКУСЕ ВЫСОКОАПЕРТУРНОЙ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ БИНАРНЫХ ФАЗОВЫХ СТРУКТУР

Светлана Николаевна Хонина^{1,2} (ведущий научный сотрудник, e-mail: khonina@smr.ru),

Сергей Геннадьевич Вологовский¹ (ведущий программист, e-mail: sv@smr.ru)

¹ Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

Аннотация

Показана возможность управления вкладом компонент векторного электрического поля в фокальной области с помощью бинарных фазовых структур с целью уменьшения поперечного размера центрального светового пятна фокусирующей системы с высокой числовой апертурой. На основе анализа матрицы поляризованного преобразования высокоапертурной линзы и численного моделирования фокусирующей системы в приближении Дебая показана эффективность использования полноапертурных асимметричных бинарных распределений для формирования субволнового центрального пятна площадью по полуспаду интенсивности $0,08\lambda^2$ с эффективностью 3,6% для линейной поляризации, $0,084\lambda^2$ с эффективностью 13% для радиальной поляризации и $0,054\lambda^2$ с эффективностью 2,4% для азимутальной поляризации.

Ключевые слова: острая фокусировка, размер фокального пятна, бинарный фазовый дифракционный оптический элемент.

Введение

В последнее время появилось много работ, рассматривающих возможности уменьшения поперечного размера фокального пятна или/и увеличения продольной протяженности фокальной области высокоапертурной фокусирующей системы [1-11]. Причем, как правило, рассматривается радиальная поляризация, т.к. в этом случае достигается наиболее «острая» фокусировка, т.е. минимальный поперечный размер фокального пятна.

Данный эффект связан с тем, что при радиальной поляризации обеспечивается наилучшее перераспределение энергии в одну компоненту электрического поля (продольную). Изменение функции пропускания линзы – блокирование центральной части [2, 4] или более эффективное дополнение фазовыми оптическими элементами [8, 12] – позволяет еще уменьшить вклад других компонент в общую интенсивность на оптической оси. Минимизация вклада поперечных компонент в данном случае приводит к достижению предела, предсказываемого скалярной теорией.

Для генерации радиально-поляризованных пучков было разработано множество внутри- и внерезонаторных схем [13-22], но все они достаточно сложны в реализации либо требуют дорогостоящих устройств, к которым можно отнести не только динамические транспаранты, но и субволновые решетки для видимого диапазона длин волн.

Большинство современных лазеров излучает линейно-поляризованный свет, также нетрудно получить круговую поляризацию. Таким образом, интересно рассмотреть возможность аналогичного выделения отдельной компоненты электрического поля с целью достижения наиболее компактной осевой локализации интенсивности для более распространенных и простых в реализации типов поляризации.

В работе [12] показана такая возможность при использовании в качестве дополнительной функции про-

пускания линзы аксиконов и вихревых аксиконов, однако изготовление многоуровневых дифракционных оптических элементов, позволяющих реализовать такую функцию пропускания, сопряжено с определенными сложностями [23]. С другой стороны, суперпозицию оптических вихрей с противоположными знаками можно производить с помощью бинарной фазовой функции [24, 25].

В данной работе с целью уменьшения поперечного размера центрального светового пятна фокусирующей системы с высокой числовой апертурой рассматривается изменение вклада различных компонент векторного электрического поля в фокальную область с помощью дополнения этой системы бинарными фазовыми дифракционными оптическими элементами (ДОЭ).

Управление вкладом различных компонент электрического поля с помощью простых, но энергетически эффективных оптических элементов может быть также полезно при исследовании избирательной чувствительности вещества, взаимодействующего с электромагнитным излучением [26].

Анализ и численное моделирование высокоапертурной фокусирующей системы проводится в приближении Дебая с использованием интегральных формул Ричардса-Вулфа [27].

Управление вкладом компонент в фокусе высокоапертурной линзы

В работе [12] было показано, что субволновая локализация в отдельных компонентах векторного поля возможна при любых типах поляризации. Причем с помощью вихревой пропускающей функции можно управлять вкладом продольной и поперечных компонент в осевое распределение общей интенсивности.

Аналогичный эффект можно получить и с помощью бинарных фазовых элементов, которые значительно проще изготавливать, чем многоуровневый фазовый микрорельеф, необходимый для создания вихревой пропускающей функции в нулевом порядке дифракции.

Для высокоапертурной фокусирующей оптической системы векторное электрическое поле в однородной диэлектрической среде вблизи фокуса часто рассматривается с использованием формул Ричардса-Вулфа [27]:

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} B(\theta, \phi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \phi) \times \exp[ik(\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi) + z \cos \theta)] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (1)$$

где (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты фокальной области,

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi (\cos \theta - 1) & \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1) & \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1) & 1 + \sin^2 \phi (\cos \theta - 1) & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \theta \cos \phi & -\sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(\theta, \phi) \\ b(\theta, \phi) \\ c(\theta, \phi) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $a(\theta, \phi)$, $b(\theta, \phi)$, $c(\theta, \phi)$ – функции поляризации для x -, y - и z -компоненты падающего пучка.

В случае, когда функция пропускания имеет вид:

$$B(\theta, \phi) = R(\theta) \Omega_B(\phi), \quad (3)$$

где

$$\Omega_B(\phi) = \sum_{m=M_1}^{M_2} d_m \exp(im\phi), \quad (4)$$

а коэффициенты входной поляризации не зависят от θ и также представимы в виде суперпозиции угловых гармоник (4): $a(\phi) = \Omega_a(\phi)$, $b(\phi) = \Omega_b(\phi)$, $c(\phi) = \Omega_c(\phi)$, интегралы по ϕ в (1) будут выражаться через соответствующую сумму бесселевых функций первого рода различного порядка:

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \exp(ik\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi)) \Omega_p(\phi) \Omega_B(\phi) d\phi = \\ & = \int_0^{2\pi} \exp(ik\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi)) \sum_{l,m} p_l d_m \times \\ & \times \exp[i(l+m)\phi] d\phi = 2\pi \sum_{l,m} p_l d_m i^{l+m} \times \\ & \times \exp[i(l+m)\varphi] J_{l+m}(t), \quad t = k\rho \sin \theta, \end{aligned} \quad (5)$$

где p_l – коэффициенты суперпозиции вида (4) для p -го коэффициента входной поляризации.

Тогда интеграл (1) может быть сведен к выражению [12]:

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = -ikf \int_0^\alpha \mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta) q(\theta) d\theta, \quad (6)$$

где $q(\theta) = R(\theta) T(\theta) \sin \theta \exp(ikz \cos \theta)$, а вид $\mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta)$ зависит от поляризации входного поля и компоненты этой матрицы состоят из суперпозиции бесселевых функций первого рода различного порядка.

1. Линейная поляризация

Так как большинство современных лазеров излучает линейно-поляризованный свет, а использование поляризационных конверторов приводит к существенно усложнению оптической схемы, поиск простых способов уменьшения размера фокального пят-

(θ, ϕ) – сферические угловые координаты выходного зрачка фокусирующей системы, $B(\theta, \phi)$ – функция пропускания, $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка, $\mathbf{P}(\theta, \phi)$ – матрица поляризации, $n \sin \alpha = NA$ – числовая апертура, n – показатель преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, f – фокусное расстояние.

Матрица поляризации фокусирующей системы $\mathbf{P}(\theta, \phi)$ имеет следующий вид [7]:

на при линейной поляризации остается актуальным. Без потери общности рассмотрим поляризацию вдоль одной из поперечных осей.

При линейной x -поляризации коэффициенты входной поляризации $a(\phi) = 1$, $b(\phi) = 0$, $c(\phi) = 0$, а матрица поляризации системы сводится к виду:

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi (\cos \theta - 1) \\ \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1) \\ -\cos \phi \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (7)$$

При отсутствии у функции пропускания (3) вихревых компонент $\Omega_B(\phi) = 1$ матрица $\mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta)$ в (6) будет иметь только один ненулевой столбец:

$$\mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta) = \begin{bmatrix} J_0(t) + C2(t)(\cos \theta - 1) \\ SC(t)(\cos \theta - 1) \\ -C(t) \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} C2(t) &= \frac{1}{4} [2J_0(t) - e^{i2\varphi} J_2(t) - e^{-i2\varphi} J_{-2}(t)], \\ SC(t) &= \frac{i}{4} [e^{i2\varphi} J_2(t) - e^{-i2\varphi} J_{-2}(t)], \\ C(t) &= \frac{i}{2} [e^{i\varphi} J_1(t) - e^{-i\varphi} J_{-1}(t)], \quad t = k\rho \sin \theta. \end{aligned}$$

В этом случае на оптической оси ($t=0$) отличной от нуля будет только x -компонента вектора (6):

$$\begin{aligned} E_x(0, 0, z) &= -\frac{ikf}{2} \times \\ & \times \int_0^\alpha R(\theta) T(\theta) \sin \theta (\cos \theta + 1) \exp(ikz \cos \theta) d\theta. \end{aligned} \quad (9)$$

Если же $\Omega_B(\phi) = \cos \phi$, тогда на оптической оси отличной от нуля будет только z -компонента:

$$\begin{aligned} E_z(0, 0, z) &= \frac{ikf}{2} \times \\ & \times \int_0^\alpha R(\theta) T(\theta) \sin^2 \theta \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \end{aligned} \quad (10)$$

а при $\Omega_B(\phi) = \sin \phi$ будет чистый ноль в общей интенсивности электрического вектора

$$|E|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2.$$

Если же $\Omega_\nu(\phi) = \sin 2\phi$, тогда на оптической оси отличной от нуля будет только у-компонента:

$$E_y(0,0,z) = -\frac{ikf}{2} \times \int_0^\alpha R(\theta)T(\theta) \sin \theta (1 - \cos \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta. \quad (11)$$

Выражения в (9)-(11) при прочих равных условиях отличаются подынтегральными функциями: $1 + \cos \theta$ для x-компоненты, $\sin \theta$ для z-компоненты и $1 - \cos \theta$ для y-компоненты, соответственно. Очевидно, в диапазоне углов $\theta \in [0, \pi/2]$ суммарный вклад для x-компоненты будет больше, чем для y-компоненты.

На рис. 1 показан ход лучей при острой фокусировке линейно-поляризованного поля. При наличии бинарной фазы, меняющей направление векторов для половины лучей на противоположное, продольные компоненты будут складываться, а поперечные - вычитаться.

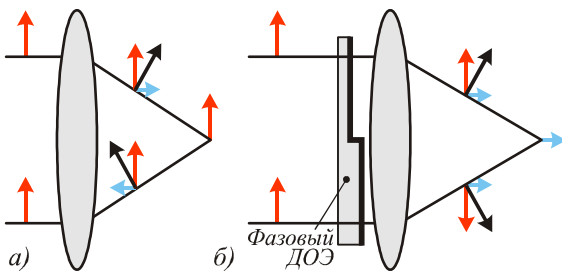


Рис. 1. Действие бинарной фазовой функции пропускания высокоапертурной линзы при линейной поляризации

В табл. 1 приведены результаты численного моделирования для апланатического (свободного от сферической aberrации и комы) объектива с числовой апертурой $NA_{obj} \approx 0,99$. В этом случае используется функция аподизации зрачка $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$ [28]. Красный и зеленый цвета соответствуют поперечным компонентам (x и y), а синий – продольной компоненте. В таблицах также приведены значения полной ширины по полуспаду интенсивности в горизонтальном направлении FWHM(-), площадь по полуспаду интенсивности HMA и значение интенсивности в центральной точке фокальной плоскости $I(0,0,0)$.

Как видно из табл. 1, введение линейной фазовой сингулярности приводит к исключению в центре фокальной области поперечных компонент и появлению продольной (кроме 3-ей строки), причем максимальное значение будет достигаться при перпендикулярном расположении сингулярной линии и направления поляризации.

Для дифракционных линз используется правило Гельмгольца и функция аподизации зрачка $T(\theta) = (1/\cos \theta)^{3/2}$ [5]. На основании сравнения функ-

ций аподизации зрачка для объектива и дифракционной линзы (рис. 2) в [5] было сделано предположение, что с помощью параболического зеркала или дифракционной линзы можно достичь более компактной фокусировки. Для параболического зеркала это предположение было подтверждено экспериментально [29].

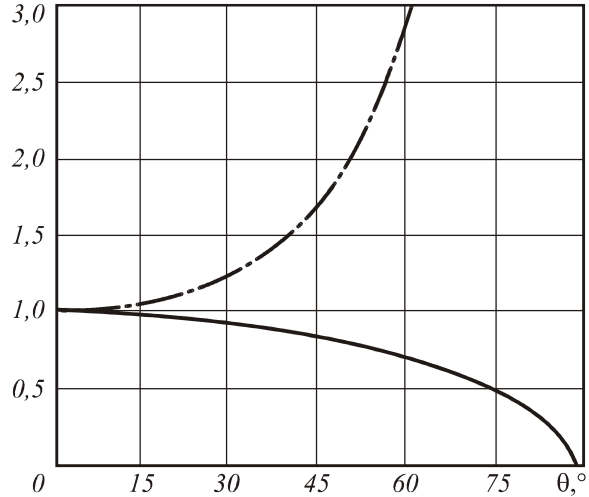


Рис. 2. Зависимость функции аподизации $T(\theta)$ от угла θ для апланатического объектива (сплошная линия) и дифракционной линзы (штрих-пунктирная линия)

Числовая апертура для дифракционных линз определяется по формуле:

$$NA_{dl} = \sin \left[\arctg \left(\frac{R}{f} \right) \right] n, \quad (11)$$

где R – радиус линзы, f – фокусное расстояние, n – показатель преломления оптической среды.

В табл. 2 приведены сравнительные результаты численного моделирования для апланатического объектива и дифракционной линзы с высокой числовой апертурой, имеющих функцию пропускания $B(\theta, \phi) = R(\theta)\Omega_\nu(\phi)$, где $R(\theta) = 1$ и $\Omega_\nu(\phi) = 1$ (первая строка), $\Omega_\nu(\phi) = \arg(\cos \phi)$ (вторая строка) и $\Omega_\nu(\phi) = \arg(\sin 2\phi)$ (третья строка). Показано продольное горизонтальное сечение интенсивности $|E|^2$ в области $z \in [-3\lambda, 3\lambda]$, $x \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$ и поперечное сечение в фокальной плоскости $x, y \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$.

Из табл. 2 видно, что с помощью дифракционной линзы с числовой апертурой $NA = 0,99$ действительно получается фокусировка в меньшее по площади фокальное пятно, чем для апланатического объектива с той же числовой апертурой. Также при дополнении фокусирующей системы функцией пропускания с фазовым скачком сильнее подавляются поперечные компоненты в центральной части и, следовательно, выделяется на оси продольная компонента. Это связано с резким увеличением функции аподизации зрачка при больших углах θ для дифракционной линзы, как показано на рис. 2.

Таблица 1. Результаты моделирования для апланатического объектива с $NA=0,99$ при линейной x -поляризации, $R(\theta)=1$

Фазовая функция пропускания	Продольное горизонтальное распределение в плоскости $y=0$ ($x \uparrow z$) $z \in [-3\lambda, 3\lambda], x \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$			Поперечное распределение в фокусе $ E ^2$ ($x \uparrow y$)	FWHM(), НМА, $I(0,0,0)$
	$ E_x ^2$	$ E_z ^2$	$ E ^2$		
					$0,75\lambda$ $0,28\lambda^2$ 3,32
					$1,52\lambda$ $0,64\lambda^2$ 1,58
					$0,42\lambda$ (нет) 0,07

Таблица 2. Результаты моделирования для апланатического объектива и дифракционной линзы с числовой апертурой $NA=0,99$ при линейной x -поляризации, $R(\theta)=1$

Фазовая функция пропускания	Апланатический объектив		Дифракционная линза	
	Продольное ($x \uparrow z, y=0$) и поперечное ($x \uparrow y, z=0$) распределения $ E ^2$	FWHM(), НМА, $I(0,0,0)$	Продольное ($x \uparrow z, y=0$) и поперечное ($x \uparrow y, z=0$) распределения $ E ^2$	FWHM(), НМА, $I(0,0,0)$
		$0,75\lambda$ $0,28\lambda^2$ 3,32		$0,82\lambda$ $0,27\lambda^2$ 1,34
		$1,52\lambda$ $0,64\lambda^2$ 1,58		$1,44\lambda$ $0,45\lambda^2$ 0,9
		$0,41\lambda$ (нет) 0,07		$0,38\lambda$ (нет) 0,11

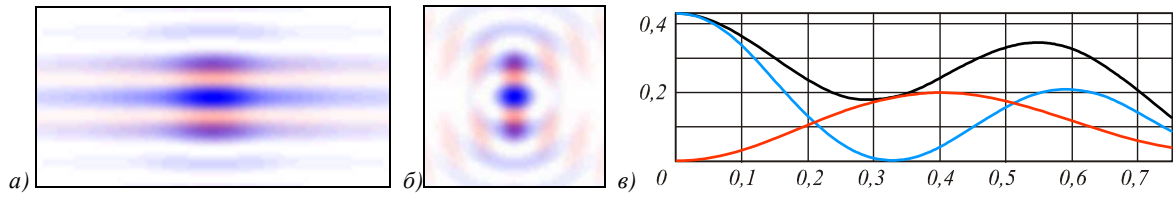


Рис. 3. Результаты моделирования для дифракционной линзы с числовой апертурой $NA=0,9987$ при линейной x -поляризации, $B(\theta, \phi) = \arg(\cos \phi)$: продольное ($x \uparrow z, y=0$) (а) и поперечное ($x \uparrow y, z=0$) (б) распределения $|E|^2$, а также (в) сечение в фокальной плоскости вдоль оси x

Тем не менее, чтобы достаточно подавить поперечные компоненты (красный и зеленый цвет) вблизи оси с целью получения компактного центрального светового пятна, необходимо повысить числовую апертуру дифракционной линзы до $NA=0,9987$ (рис. 3). При этом удается преодолеть дифракционный предел ($HMA=0,13\lambda^2$) для линзы ($HMA=0,2\lambda^2$), но не для бесселевого пучка ($HMA=0,1\lambda^2$). Значение интенсивности в центральном пятне при этом уменьшается почти в 8 раз по сравнению с апланатическим объективом в связи с удлинением продольного размера фокальной области и появлением боковых лепестков. Однако по сравнению с такой же дифракционной линзой, не имеющей каких-либо дополнений, потерь в энергии нет.

Шахматная бинарная фаза позволяет выделить u -компоненту в плоскости $y=0$ (по горизонтали $FWHM(-)=0,38\lambda$), но ее энергия изначально слишком мала по сравнению с другими компонентами, поэтому значение интенсивности в центральной точке оказывается в 30 раз меньше, чем для фокального пятна объектива.

Однако, как будет показано ниже, при использовании узкой кольцевой щели в фокальной плоскости остается энергии значительно меньше.

Известно, что при радиальной поляризации падающего света уменьшить вклад поперечных компонент в фокальную область, а значит, уменьшить поперечный размер фокального пятна, можно либо введением узкой кольцевой диафрагмы, пропускающей только периферийные лучи [2, 4], либо с помощью кольцевых структур, как амплитудно-фазовых [9], так и чисто фазовых [8, 12]. В последних случаях энергия в центральной зоне линзы не блокируется, а может быть перенаправлена из фокальной области в другую часть пространства так, чтобы сформировать в околофокальной области некоторое заданное трехмерное распределение [30, 31].

Как показано на рис. 4, за счет фазовой кольцевой структуры в центральной части линзы можно увеличить числовую апертуру и изменить наклон центральных лучей, перераспределяя тем самым вклад компонент векторного поля вдоль оптической оси.

Аналогичный подход был рассмотрен в скалярном случае в работе [32], где тандем из линзы и аксикона был представлен в виде дифракционных оптических элементов, фазовая функция которых про-

порциональна радиальной координате в дробной степени.

В табл. 3 приведены сравнительные результаты моделирования ($z \in [-20\lambda, 20\lambda]$, $x, y \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$) для апланатического объектива и дифракционной линзы с $NA=0,99$ с узкой кольцевой диафрагмой, аппроксимирующей функцию:

$$B_{\delta}(\theta, \phi) = \delta(\theta - \pi/2) \tag{12}$$

и

$$B_{\delta c}(\theta, \phi) = \delta(\theta - \pi/2) \cos \phi. \tag{13}$$

Как видно из табл. 3, наложение узкой кольцевой диафрагмы приводит к «вытягиванию» фокального пятна вдоль оптической оси, что соответствует формированию бесселевого пучка нулевого порядка для x -компоненты. Дополнительное введение фазового скачка позволяет получить такое распределение для z -компоненты.

В этом случае энергия почти равномерно распределяется на довольно протяженной области, поэтому в фокальной плоскости остается только соответствующая доля – интенсивность в центральном пятне в 1600 раз ниже, чем для объектива без диафрагмы. При использовании дифракционной линзы получаются приблизительно такие же результаты с той разницей, что глубина резкости (протяженность фокальной области) значительно больше и доля энергии в каждой плоскости пропорционально уменьшается.

В табл. 4 приведены результаты моделирования для высокоапертурной фокусирующей системы, имеющей «полукольцевую» функцию пропускания:

$$B1(\theta, \phi) = \arg[R1(\theta) \cos \phi] = \arg[\cos(0,01kf \sin \theta) \cos \phi], \tag{14}$$

$$B2(\theta, \phi) = \arg[R2(\theta) \cos \phi] = \arg[GL_{3,0}((0,03kf \sin \theta)^2) \cos \phi], \tag{15}$$

где $R2(\theta) = GL_{3,0}(t)$ – радиальная часть моды Лагерра-Гаусса [33].

Амплитудно-фазовые распределения, пропорциональные радиально-симметричным модам Лагерра-Гаусса, были использованы в работе [9] для радиальной поляризации.

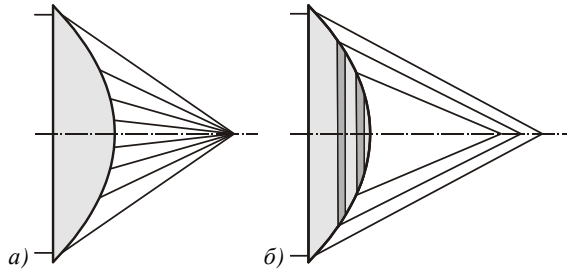


Рис. 4. Изменение наклона лучей в центральной части линзы за счет фазовой кольцевой структуры

Как видно из табл. 4, с помощью бинарной фазовой аподизации можно добиться значительного уменьшения размера фокального пятна ($\text{HMA} = 0,08\lambda^2$) без такой значительной потери энергии, как при использовании узкой кольцевой диафрагмы, хотя по сравнению с обычной острой фокусировкой интенсивность в центральном световом пятне уменьшается в 27 раз.

Данная ситуация находится в полном соответствии с теорией суперосциллирующих функций [34–36], когда уменьшение размера центрального пятна достигается за счет потери эффективности и роста боковых лепестков. Тем не менее, в определенных оптических приложениях такие потери не являются существенными, особенно по сравнению с диафрагмированием. Например, сканирующие микроскопы могут работать всего с несколькими фотонами, что на полтора десятка порядков меньше мощности обычного лазера.

2. Круговая поляризация

Круговая поляризация также является распространенным и простым в реализации типом поляризации. Получить круговую поляризацию из линейной можно с помощью четвертьволновой пластинки [37].

В [38, 12] было показано, что при использовании вихревых функций пропускания происходит компенсация «поляризационной сингулярности» [38], присутствующей в круговой поляризации, что позволяет получать осесимметричные распределения. Бинарная пропускающая функция соответствует суперпозиции двух вихревых функций с противоположными знаками, одна компенсирует поляризационную сингулярность, а вторая вносит фазовую сингулярность в соответствующие компоненты. Поэтому в фокальной области формируется минимум интенсивности при использовании бинарных функций пропускания.

3. Радиальная поляризация

При радиальной поляризации излучения, падающего на высокоапертурную фокусирующую систему, коэффициенты входной поляризации записываются как $a(\phi) = \cos \phi$, $b(\phi) = \sin \phi$, $c(\phi) = 0$, и матрица поляризации системы принимает вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi \cos \theta \\ \sin \phi \cos \theta \\ -\sin \theta \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Тогда матрица $\mathbf{Q}(\rho, \phi, \theta)$ в (6) при отсутствии у функции пропускания (3) вихревых компонент $\Omega_B(\phi) = 1$ будет иметь вид:

$$\mathbf{Q}(\rho, \phi, \theta) = \begin{bmatrix} C(t) \cos \theta \\ S(t) \cos \theta \\ -J_0(t) \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (17)$$

где

$$C(t) = \frac{i}{2} [e^{i\phi} J_1(t) - e^{-i\phi} J_{-1}(t)],$$

$$S(t) = \frac{1}{2} [e^{i\phi} J_1(t) + e^{-i\phi} J_{-1}(t)], \quad t = k\rho \sin \theta.$$

В этом случае на оптической оси ($t = 0$) отличной от нуля будет только z -компонента вектора (6), полностью соответствующая выражению (10), но с коэффициентом 2, т.е. интенсивность продольной компоненты будет в 4 раза выше, чем для линейной поляризации.

Тем не менее, только с помощью радиальной поляризации преодолеть дифракционный предел невозможно, в этом случае $\text{FWHM} = 0,54\lambda$.

Использование узкой кольцевой диафрагмы позволяет сформировать в фокальной области протяженный бесселевый пучок с ожидаемой $\text{FWHM} = 0,37\lambda$ и низкой интенсивностью (в 375 раз ниже, чем в фокальном пятне). Применение же полноапертурных бинарных фазовых кольцевых структур позволяет существенно уменьшить размер центрального светового пятна с гораздо меньшей потерей энергии – $\text{FWHM} = 0,33\lambda$ при уменьшении энергии примерно в 8 раз по сравнению с обычным объективом.

Билинза (линза с линейным фазовым скачком), соответственно, будет увеличивать в центральной части вклад поперечных компонент, но более эффективно в этом случае использовать азимутальную поляризацию.

Как видно из табл. 5, в соответствии с выводами работы [12], использование в качестве пропускающей функции аксиконов и других кольцевых фазовых структур, например, радиальной части выражений (14) и (15), позволяет увеличить числовую апертуру линзы в ее центральной части и направить центральные лучи во внефокальную область. Таким образом, в фокусе останется только продольная компонента, а центральные лучи не просто блокируются, а могут быть отклонены так, чтобы сформировать некоторое заданное распределение интенсивности вокруг фокуса (например, «оптические бутылки»).

Заметим, что блокирование центральных лучей [2, 4] позволяет только выделить продольную компоненту и получить распределение интенсивности, пропорциональное функции Бесселя нулевого порядка ($\text{FWHM} = 0,36\lambda$). А с помощью дополнительной кольцевой фазовой структуры можно получить центральное световое пятно меньшего размера ($\text{FWHM} = 0,33\lambda$), хотя, как и в линейной поляризации, за счет соответствующего уменьшения энергии в этом пятне.

Таблица 3. Результаты моделирования для апланатического объектива и дифракционной линзы с числовой апертурой $NA=0,99$ при линейной x -поляризации $z \in [-20\lambda, 20\lambda]$, $x, y \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$

Функция пропускания	Апланатический объектив $ E ^2$, FWHM(), НМА, I(0,0,0)			Дифракционная линза $ E ^2$, FWHM(), НМА, I(0,0,0)		
$R_0(\theta)$			0,84λ 0,28λ ² 0,0024			0,84λ 0,26λ ² 0,00017
$R_{0z}(\theta)$			0,43λ 0,17λ ² 0,0026			0,40λ 0,17λ ² 0,00021

Таблица 4. Результаты моделирования для апланатического объектива с $NA=0,99$, дополненного фазовой полукольцевой структурой, при линейной x -поляризации $z \in [-3\lambda, 3\lambda]$, $x, y \in [-1,5\lambda, 1,5\lambda]$

Функция пропускания	Продольное распределение $ E ^2$ ($x \uparrow z, y=0$)	Поперечное $ E ^2$ ($x \uparrow y, z=0$)	Сечение $ E ^2$ вдоль оси x в фокальной плоскости	FWHM(), НМА, I(0,0,0)
$B1(\theta, \phi)$				0,32λ 0,08λ ² 0,12
$B2(\theta, \phi)$				0,28λ 0,13λ ² 0,019

4. Азимутальная поляризация

В случае азимутальной поляризации входного поля коэффициенты записываются как $a(\phi) = \sin \phi$, $b(\phi) = -\cos \phi$, $c(\phi) = 0$, и матрица поляризации системы имеет вид:

$$P(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{18}$$

т.е. продольная составляющая всегда отсутствует.

Вертикальная и горизонтальная бинарные асимметричные структуры будут выделять на оптической оси соответственно x - или y -компоненту с максимально достижимым значением интенсивности. Действие билинзы в случае азимутальной поляризации кардинально отличается от результата с линейной поляризацией. В рассматриваемом случае (табл. 6) вращение билинзы приводит лишь к вращению картины общей интенсивности (хотя вклад компонент в осевой точке при этом меняется).

Дополнение линзы функциями вида (14) и (15) приводит к возникновению на оси ненулевых значений поперечных компонент (продольная компонента в азимутальной поляризации отсутствует), причем субволновая локализация получается минимальной из рассмотрен-

ных вариантов поляризации – $НМА=0,054\lambda^2$. Интенсивность в центральном пятне в этом случае будет в 40 раз меньше, чем интенсивность фокального пятна, формируемого введением фазового скачка.

Положительным моментом для осесимметричных поляризаций (радиальной и азимутальной) является независимость распределения общей интенсивности от поворота асимметричной бинарной структуры.

Заключение

В работе на основе векторной модели высокоапертурного объектива в приближении Дебая показана возможность использования бинарных фазовых структур для управления вкладом компонент векторного электрического поля на оптической оси при различных поляризациях падающего на фокусирующую систему излучения.

В частности, введение линейного фазового скачка перпендикулярно направлению линейной поляризации приводит к исключению в центре фокальной области поперечных компонент и появлению продольной.

Такое управление позволяет формировать в фокальной области центральное световое пятно, площадь которого значительно меньше дифракционного предела, равного $НМА = 0,2\lambda^2$.

Таблица 5. Результаты моделирования для апланатического объектива с $NA=0,99$ при радиальной поляризации

	Функция пропускания	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность	Сечение поперечной интенсивности вдоль оси x	FWHM, НМА, $I(0,0,0)$
$R(\theta)=1$					$0,54\lambda$ $0,232\lambda^2$ 2,4
$R_\delta(\theta)=\delta(\theta-\pi/2)$					$0,37\lambda$ $0,106\lambda^2$ 0,0065
$R1(\theta)$					$0,33\lambda$ $0,084\lambda^2$ 0,31
$R2(\theta)$					$0,37\lambda$ $0,107\lambda^2$ 0,46

Таблица 6. Результаты моделирования для апланатического объектива с $NA=0,99$ при азимутальной поляризации

	Функция пропускания	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность	Сечение поперечной интенсивности	FWHM(), НМА, $I(0,0,0)$
$R(\theta)=1$					
					$0,42\lambda$ $0,234\lambda^2$ 2,1
					$0,61\lambda$ $0,234\lambda^2$ 2,1
$B1(\theta,\phi)$					$0,22\lambda$ $0,054\lambda^2$ 0,05
$B2(\theta,\phi)$					$0,31\lambda$ $0,111\lambda^2$ 0,19

Применение фазовых кольцевых структур позволяет уменьшить площадь центрального светового пятна вплоть до $\text{FWHM} = 0,33\lambda$ ($\text{HMA} = 0,084\lambda^2$) с эффективностью 13% для радиальной поляризации.

Асимметричные бинарные фазовые структуры можно использовать для уменьшения площади центрального светового пятна для линейной поляризации – $\text{HMA} = 0,08\lambda^2$ с эффективностью 3,6% и азимутальной поляризации – $\text{HMA} = 0,054\lambda^2$ с эффективностью 2,4%.

Таким образом, уменьшение размера центрального пятна достигается за счет потери эффективности и роста боковых лепестков. Однако эти потери на порядок меньше, чем при использовании узких кольцевых диафрагм. Кроме того, энергия центральной зоны линзы может быть использована для формирования некоторого заданного трехмерного распределения в области, близкой к фокусу, или достаточно удаленной от него. В последнем случае удобнее использовать дифракционные линзы.

Рассмотренные возможности могут быть полезны в области оптического манипулирования микрочастицами. Также, различные компоненты векторного электромагнитного могут быть использованы для трехмерно-ориентированного возбуждения флуоресцирующих молекул [39].

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

1. **Karman, G.P.** Airy pattern reorganization and subwavelength structure in a focus / G. P. Karman, M. W. Beijersbergen, A. van Duijl, D. Bouwmeester and J. P. Woerdman // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1998. – V. 15. – 4. – P. 884-899.
2. **Quabis, S.** 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.
3. **Kant, R.** Superresolution and increased depth of focus: an inverse problem of vector diffraction / Rishi Kant // *J. Mod. Opt.* – 2000. – V. 47 – 5. – P. 905-916.
4. **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.
5. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / Nir Davidson, Nándor Bokor // *Opt. Lett.* – 2004. – V. 29. – 12. – P. 1318-1320.
6. **Sheppard, Colin J.R.** Annular pupils, radial polarization, and superresolution / Colin J.R. Sheppard and Amarjyoti Choudhury // *Appl. Opt.* – 2004. – V. 43. – 22. – P. 4322-4327.
7. **Pereira, S.F.** Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks / S.F. Pereira, A.S. van de Nes // *Opt. Commun.* – 2004. – Vol. 234. – P. 119-124.
8. **Wang, H.** 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. – Vol. 2. – P. 501-505.
9. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa and S. Sato // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2007. – V. 24. – P. 1793-1798.
10. **Lerman, Gilad M.** Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions / Gilad M. Lerman and Uriel Levy // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16, No. 7. – P. 4567-4581.
11. **Kalosha, V. P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V. P. Kalosha and I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
12. **Хонина, С.Н., Вологовский, С.Г.** Полноапертурное векторное формирование продольного поля с помощью линзакона: I. Острая фокусировка в приближении Дебая (представлено в «Компьютерную оптику»).
13. **Kozawa, Yu.** 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.
14. **Низьев, В.Г.** Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO_2 лазере / В.Г. Низьев, В.П. Якунин, Н.Г. Туркин // *Квантовая электроника.* – 2009. – № 39(6). – С. 505-514.
15. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings / Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // *Opt. Lett.* – 2002. – V. 27(5). – P. 285-287.
16. **Yonezawa, K.** Compact Laser with Radial Polarization Using Birefringent Laser Medium, Jpn. / K. Yonezawa, Y. Kozawa, and S. Sato // *J. Appl. Phys.* – 2007. – V. 46(8A). – P. 5160-5163.
17. **Tidwell, S.C.** Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford, and W.D. Kimura // *Applied Optics.* – 1990. – V. 29. – P. 2234-2239.
18. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / Nicolas Passilly, Renaud de Saint Denis, and Kamel Ait-Ameur, François Treussart, Roland Hierle, and Jean-François Roch // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2005. – V. 22(5). – P. 984-991.
19. **Volpe, G.** Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre-Gaussian beams / G. Volpe, D. Petrov // *Opt. Comm.* – 2004. – V. 237. – P. 89-95.
20. **Niv, A.** Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28, No. 7. – P. 510-512.
21. **Карпеев, С.В.** Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием ДОЭ / С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика.* – 2009. – Т. 33, №3. – С. 261-267.
22. **Zhou, Z.** Achromatic generation of radially polarized beams in visible range using segmented subwavelength metal wire gratings / Z. Zhou, Q. Tan, Q. Li, and G. Jin // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, No. 21. – 3361-3363.
23. **Балалаев, С.А., Хонина, С.Н., Скиданов, Р.В.** Исследование возможности формирования гипергеометрических лазерных пучков методами дифракционной оптики // *Известия Самарского научного центра РАН.* – 2008. – № 10(3). – С. 694-706.
24. **Khonina, S.N.** Generation of rotating Gauss-Laguerre modes with binary-phase diffractive optics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M. Honkanen, J. Lautanen, J. Turunen // *Journal of Modern Optics.* – 1999. – V. 46(2). – P. 227-238.

25. **Khonina, S.N.** Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams / S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, B. Paivanranta, J. Turunen // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 065702-065709.
26. **Grosjean, T., Courjon, D.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field // *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
27. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards and E. Wolf // *Proc. Royal Soc. A.* – 1959. – Vol. 253. – P. 358-379.
28. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Qiwen Zhan // *Advances in Optics and Photonics.* – 2009. – V. 1. – P. 1-57.
29. Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, and A.J. Meixner // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, No. 7. – P. 681-683.
30. **Chen, W.** Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams / W. Chen, Q. Zhan // *Opt. Commun.* – 2006. – Vol. 265. – P. 411-417.
31. Focusing properties of concentric piecewise cylindrical vector beam / X. Gao, J. Wang, H. Gu, W. Xu // *Optik.* – 2007. – Vol. 118. – P. 257-265.
32. **Хонина, С.Н.** Фракцион – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью / С.Н. Хонина, С.Г. Вологовский // *Компьютерная оптика.* – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 401-411. – ISSN 0134-2452.
33. **Abramowitz, M.** Handbook of Mathematical Functions / M. Abramowitz and I.A. Stegun – Courier Dover Publications, 1972. – 1046 p.
34. **Berry, M.V.** Evolution of quantum superoscillations and optical superresolution without evanescent waves / M.V. Berry and S. Popescu // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 2006. – V. 39. – P. 6965-6977.
35. **Ferreira, P.J.S.G.** Superoscillations: faster than the Nyquist rate / P.J.S.G. Ferreira, and A. Kempf // *IEEE transactions on signal processing* – 2006. – V. 54, No. 10. – P. 3732-3740.
36. **Huang, F.M.** Super-Resolution without Evanescent Waves / F.M. Huang and N.I. Zheludev // *NANO LETTERS.* – 2009. – V. 9, No. 3. – P. 1249-1254.
37. **Ландсберг, Г.С.** Оптика. учеб. пособие, 6-е изд. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
38. **Zhan, Q.** Properties of circularly polarized vortex beams, *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, No. 7. – P. 867-869.
39. Probing single molecule dynamics / X.S. Xie and R.C. Dunn // *Science.* – 1994. – Vol. 265. – P. 361-364.

References

1. **Karman, G.P.** Airy pattern reorganization and subwavelength structure in a focus / G. P. Karman, M. W. Beijersbergen, A. van Duijl, D. Bouwmeester and J. P. Woerdman // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1998. – Vol. 15, No. 4. – P. 884-899.
2. **Quabis, S.** 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.
3. **Kant, R.** Superresolution and increased depth of focus: an inverse problem of vector diffraction / Rishi Kant // *J. Mod. Opt.* – 2000. – Vol. 47, N. 5. – P. 905-916.
4. **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.
5. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / Nir Davidson, Nándor Bokor // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, No. 12. – P. 1318-1320.
6. **Sheppard, Colin J.R.** Annular pupils, radial polarization, and superresolution / Colin J.R. Sheppard and Amarjyoti Choudhury // *Appl. Opt.* – 2004. – Vol. 43, No. 22. – P. 4322-4327.
7. **Pereira, S.F.** Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks / S.F. Pereira, A.S. van de Nes // *Opt. Commun.* – 2004. – Vol. 234. – P. 119-124.
8. **Wang, H.** 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. – Vol. 2. – P. 501-505.
9. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa and S. Sato // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2007. – V. 24. – P. 1793-1798.
10. **Lerman, Gilad M.** Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions / Gilad M. Lerman and Uriel Levy // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16, No. 7. – P. 4567-4581.
11. **Kalosha, V. P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V. P. Kalosha and I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
12. **Khonina, S.N.** Full-aperture vector forming of the longitudinal field by lensacon: I. Sharp focusing in Debye approximation / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // (submitted in *Computer Optics*). – (in Russian).
13. **Kozawa, Yu.** 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.
14. **V.G. Niziev, V.P. Yakunin, N.G. Turkin,** Generation of nonuniform polarized modes in the powerful CO₂-laser, *Quantum Electronics*, 39(6) 505-514 (2009) – (in Russian).
15. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings / Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // *Opt. Lett.* – 2002. – V.27(5). – P.285-287.
16. **Yonezawa, K.** Compact Laser with Radial Polarization Using Birefringent Laser Medium, *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2007. – V. 46(8A). – P. 5160-5163.
17. **Tidwell, S.C.** Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford, and W.D. Kimura // *Applied Optics.* – 1990. – V. 29. – P. 2234-2239.
18. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / Nicolas Passilly, Renaud de Saint Denis, and Kamel Ait-Ameur, François Treussart, Rolland Hierle, and Jean-François Roch // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2005. – V. 22(5). – P. 984-991.
19. **Volpe, G.** Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams / G. Volpe, D. Petrov // *Opt. Comm.* – 2004. – V. 237. – P. 89-95.
20. **Niv, A.** Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28, No. 7. – P. 510-512.
21. **Karpeev, S.V.** The optical scheme for universal generation and conversion of nonuniform polarized laser beams by means of DOES / S.V. Karpeev, S.N. Khonina // *Computer Optics.* – 2009. – Vol. 33, No. 3. – P. 261-267. – (in Russian).
22. **Zhou, Z.** Achromatic generation of radially polarized beams in visible range using segmented subwavelength metal wire gratings / Z. Zhou, Q. Tan, Q. Li, and G. Jin // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, No. 21. – 3361-3363.

23. **S.A. Balalayev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov**, Examination of possibility to form hypergeometric laser beams by means of diffractive optics, *Izvest. SNC RAS*; -2008. -10(3), 694-706. – (in Russian).
24. **Khonina, S.N.** Generation of rotating Gauss-Laguerre modes with binary-phase diffractive optics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M. Honkanen, J. Lautanen, J. Turunen // *Journal of Modern Optics*. – 1999. – V. 46(2). – P. 227-238.
25. **Khonina, S.N.** Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams / S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, B. Paivanranta, J. Turunen // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 065702-065709.
26. **Grosjean, T., Courjon, D.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field // *Opt. Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
27. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards and E. Wolf // *Proc. Royal Soc. A*. – 1959. – Vol. 253. – P. 358–379.
28. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Qiwen Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – V. 1. – P. 1-57.
29. Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, and A.J. Meixner // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, No. 7. – P. 681-683.
30. **Chen, W.** Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams / W. Chen, Q. Zhan // *Opt. Commun.* – 2006. – Vol. 265. – P. 411-417.
31. Focusing properties of concentric piecewise cylindrical vector beam / X. Gao, J. Wang, H. Gu, W. Xu // *Optik*. – 2007. – Vol. 118. – P. 257–265.
32. **Khonina, S.N.** Fraxicon – diffractive optical element with conical focal domain / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics*. – 2009. – Vol. 33, No 4. – P. 401-411. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
33. **Abramowitz, M.** Handbook of Mathematical Functions / M. Abramowitz and I.A. Stegun. – Courier Dover Publications, 1972. – 1046 p.
34. **Berry, M.V.** Evolution of quantum superoscillations and optical superresolution without evanescent waves / M.V. Berry and S. Popescu // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 2006. – V. 39. – P. 6965–6977.
35. **Ferreira, P.J.S.G.** Superoscillations: faster than the Nyquist rate / P.J.S.G. Ferreira, A. Kempf // *IEEE transactions on signal processing* – 2006. – V. 54, No. 10. – P. 3732-3740.
36. **Huang, F.M.** Super-Resolution without Evanescent Waves / F.M. Huang and N.I. Zheludev // *NANO LETTERS*. – 2009. – V. 9, No. 3. – P. 1249-1254.
37. **Landsberg, G.S.** Optics. 6 ed. – Moscow: Fismatlit, 2003. – 848 p. – (in Russian).
38. **Zhan, Q.** Properties of circularly polarized vortex beams, *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, No. 7. – P. 867-869.
39. Probing single molecule dynamics / X.S. Xie and R.C. Dunn // *Science*. – 1994. – Vol. 265. – P. 361–364.

CONTROL BY CONTRIBUTION OF COMPONENTS OF VECTOR ELECTRIC FIELD IN FOCUS OF A HIGH-APERTURE LENS BY MEANS OF BINARY PHASE STRUCTURES

Svetlana Nikolaevna Khonina^{1,2} (leading researcher, professor, e-mail: khonina@smr.ru),

Sergey Gennadjevich Volotovskiy¹ (leading programmer, e-mail sv@smr.ru)

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

²*S.P. Korolyov Samara State Aerospace University*

Abstract

Possibility of control by the contribution of components of vector electric field in focal area by means of binary phase structures for the purpose of reduction of the cross-section size of the central light spot of focusing system with the high numerical aperture is shown. By analysis of a matrix of polarizing transformation of a high-aperture lens and numerical modeling of focusing system in Debay approach efficiency of use full-aperture asymmetric binary distributions for formation of a subwavelength central spot is shown: half-maximum-area (HMA) $0.08\lambda^2$ with efficiency of 3.6% for linearly polarized beam, $0,084\lambda^2$ with efficiency of 13% for radially polarized beam and $0.054\lambda^2$ with efficiency of 2.4% for azimuthally polarized beam.

Key words: sharp focusing, size of a focal spot, binary phase diffractive optical element.

В редакцию поступила 14.01.2010 г.