

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВЕКТОРНЫЕ ПУЧКИ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В.Д. Паранин¹, С.В. Карпеев^{1,2}, А.П. Краснов¹

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия,

² Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Аннотация

Разработана оптическая система для преобразования лазерных пучков с круговой поляризацией в цилиндрические векторные пучки на основе анизотропных кристаллов. Проведены экспериментальные исследования качества формирования пучков как по поляризационным, так и по структурным характеристикам. Исследования показали различия в формировании азимутальной и радиальной поляризаций для Гауссовых мод и пучков Бесселя. Установлены границы изменения параметров оптической системы для формирования различных типов поляризаций с различными амплитудно-фазовыми распределениями.

Ключевые слова: дифракционная оптика, двулучепреломляющий кристалл, цилиндрические векторные пучки, азимутальная поляризация, радиальная поляризация, модовые лазерные пучки высокого порядка.

Цитирование: Паранин, В.Д. Преобразователь лазерных пучков с круговой поляризацией в цилиндрические векторные пучки на основе анизотропных кристаллов / В.Д. Паранин, С.В. Карпеев, А.П. Краснов // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 5. – С. 644-653. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-644-653.

Введение

Несмотря на многочисленные публикации, посвящённые теме формирования радиально- и азимутально-поляризованных лазерных мод, задача создания такого устройства, особенно для пучков высших порядков, остаётся актуальной.

В оптике хорошо известно использование анизотропных веществ для преобразования пучков с однородной поляризацией в цилиндрические векторные пучки [1], причём как внутри, так и вне резонаторов. Во внутрирезонаторных методах [2–4] двулучепреломляющие кристаллы выполняют функцию дискриминации мод, разделяя их либо поперёк [2], либо вдоль [3–5] оптической оси. По принципу действия метод [2] похож на внерезонаторный метод интерферометрического сложения двух мод [6–8] с ортогональными плоскими поляризациями. Оптическая ось кристалла при этом расположена под углом к оптической оси резонатора.

Методы, описанные в работах [3, 4], реализуют продольное разделение мод вдоль оптической оси резонатора в двух фокусах. Оптическая ось кристалла при этом параллельна оптической оси резонатора. Для создания большей сходимости пучков в кристалле реализуется оптическая схема неустойчивого резонатора. Настройкой внутрирезонаторной диафрагмы можно добиваться выделения радиальной или азимутальной поляризаций. У данного метода также имеются внерезонаторные аналоги [9, 10]. В этих работах для создания сходящегося пучка в кристалле используется телескопическая система.

Весьма популярным становится преобразование Бесселевых пучков в двулучепреломляющих кристаллах для создания необходимых поляризаций [11–13]. При этом получаются как радиальная и азимутальная [11], так и смешанные «спиральные» типы

поляризаций [12]. В работе [11] для создания кольца с плоским волновым фронтом используются рефракционные аксиконы, а после прохождения кристалла радиальная и азимутальная поляризации разделяются при помощи поляризационной призмы Волластона. Однако получить такими методами цилиндрические векторные пучки высших порядков не представляется возможным. Важным свойством цилиндрических векторных пучков высших порядков является обеспечение острой фокусировки [13–16].

Наиболее удобной в плане формирования неоднородно-поляризованных пучков является схема [10], включающая формирователь оптического вихря, фокусирующий и изображающий объективы, двулучепреломляющий кристалл и регулируемую диафрагму. Освещающий лазерный пучок должен иметь круговую поляризацию, причём, изменяя её направление либо знак фазового вихря, можно менять тип поляризации. В этой схеме нет принципиальных ограничений на порядок формируемых радиально- или азимутально-поляризованных мод. Для формирования цилиндрических векторных пучков высших порядков требуется изначально формировать вихревые пучки высших порядков, что наиболее эффективно можно осуществить при помощи ДОЭ [17–20].

Экспериментально формирование цилиндрически поляризованных пучков на основе использования двулучепреломляющего кристалла и ДОЭ было реализовано в работе [21]. Однако проведённые в указанной работе экспериментальные исследования показали лишь принципиальную возможность такого подхода, подробные исследования и подбор оптимальных параметров оптических компонент не проводились. Основная идея метода состоит в том, что в режиме с двумя фокусами при наличии в падающем пучке вихревой фазы имеет место разделение пучков с радиальной и азимутальной поляризацией. Причём

разделение осуществляется вдоль оптической оси в разных фокусах. Понятно, что этот случай принципиально отличается от интерферометрических методов [22–25], где разделение осуществляется по поперечным координатам. Поскольку модовые пучки теоретически являются бесконечными, разделить их полностью при соосном распространении, пусть и с разной кривизной волновых фронтов, принципиально невозможно. Можно говорить лишь о какой-то степени разделения, достаточной для каких-либо приложений. Из теоретического анализа [21] понятно, что указанное свойство пучков зависит от параметров оптической системы, в частности от числовой апертуры. Немалое значение имеют и параметры системы наблюдения, позволяющие выявить интересующие

$$\begin{aligned} E_{m=0}^{circ\pm}(\rho, \theta, z) = & \frac{k^2}{2\sqrt{2}} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_0(k\rho\sigma) \\ \pm J_0(k\rho\sigma) \\ 0 \end{pmatrix} \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) + \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] F_0(\sigma) \sigma d\sigma + \\ & + \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_2(k\rho\sigma) \exp(\pm i2\theta) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] \\ \mp i J_2(k\rho\sigma) \exp(\pm i2\theta) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] \\ -2i \frac{\epsilon_o}{\epsilon_e} \frac{\sigma}{\gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) \exp(\pm i\theta) \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \end{pmatrix} F_0(\sigma) \sigma d\sigma, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\gamma_o(\sigma) = \sqrt{\epsilon_o - \sigma^2}, \quad \gamma_e(\sigma) = \sqrt{\epsilon_o - \sigma^2 \frac{\epsilon_o}{\epsilon_e}}, \quad (3)$$

$$F_m(\sigma) = \int_0^\infty E(r) J_m(kr\sigma) r dr, \quad (4)$$

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, ϵ_o и ϵ_e – диэлектрические проницаемости обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно, $J_m(r)$ – функция Бесселя m -го порядка.

Из (2) видно, что при круговой поляризации в поперечных компонентах имеет место вихревая фазовая особенность второго порядка, а в продольной компоненте – первого порядка, причём в изотропной среде, когда $\gamma_e(\sigma) = \gamma_o(\sigma)$, вихревые особенности второго порядка исчезнут. Заметим, что в парааксиальном случае, когда $\sigma \rightarrow 0$: $\gamma_e(\sigma) \rightarrow \gamma_o(\sigma)$, ситуация будет аналогичная, т.е. влияние вихревых фазовых особенностей второго порядка будет отсутствовать.

Если падающее на кристалл излучение представляет собой Гауссов пучок с параболическим сходящимся волновым фронтом:

$$E(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) \exp\left(-ik \frac{r^2}{2f}\right), \quad (5)$$

где w – радиус перетяжки пучка, f – фокусное расстояние сходящегося волнового фронта, то выражение (4) можно приближённо оценить, используя справочный интеграл [27]:

нас свойства. Именно решению указанных проблем и посвящена представляемая статья.

1. Теоретический анализ

Для лазерных пучков с вихревой фазой:

$$E(r, \phi) = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} E(r) \exp(im\phi) \quad (1)$$

прохождение через одноосный кристалл параллельно его оси можно описать на основе разложения по плоским волнам [26]. При круговой поляризации $(p_x, p_y) = 1/\sqrt{2}(1, \pm i)$ падающего на кристалл излучения выражение, описывающее распространение, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty x \exp(-px^2) J_\nu(cx) dx = \\ & = \frac{c\sqrt{\pi}}{8p^{3/2}} \exp\left(-\frac{c^2}{8p}\right) \left[I_{\nu-1}\left(\frac{c^2}{8p}\right) - I_{\nu+1}\left(\frac{c^2}{8p}\right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$\text{Re } p > 0, \text{Re } \nu > -2$.

Таким образом,

$$\begin{aligned} F_0(\sigma) = & \int_0^\infty \exp\left[-\frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{f}\right)\right] J_0(kr\sigma) r dr = \\ & = \left(\frac{1}{k^2\sigma_w^2} - \frac{iw^2}{kf\sigma_w^2}\right) \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left(i\frac{kw^2\sigma^2}{2f\sigma_w^2}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\sigma_w^2 = 1/(kw)^2 + (w/f)^2$.

Из выражения (7) следует, что пространственный спектр для функции (5) представляет собой Гауссову функцию с параболическим расходящимся фронтом. Основная энергия сосредоточена в низких частотах и становится более компактной с уменьшением фокусного расстояния f . В этом случае выражения для собственных значений (3) можно представить в виде:

$$\gamma_o(\sigma) \approx \sqrt{\epsilon_o} - \frac{\sigma^2}{2\sqrt{\epsilon_o}}, \quad \gamma_e(\sigma) \approx \sqrt{\epsilon_o} - \frac{\sigma^2\sqrt{\epsilon_o}}{2\epsilon_e}. \quad (8)$$

Ненулевые значения на оптической оси связаны с первым интегралом в (2), который при $\rho=0$ можно вычислить точно:

$$E_{m=0}^{circ\pm}(\rho=0, z) = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix} \left[E_{m=0}^o(z) + E_{m=0}^e(z) \right], \quad (9)$$

где

$$E_{m=0}^o(z) = \left(\frac{1}{2\sigma_w^2} - \frac{ikw^2}{2f\sigma_w^2} \right) \exp(ikz\sqrt{\epsilon_o}) \times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left[\frac{ik}{2}\left(\frac{w^2}{f\sigma_w^2} - \frac{z}{\sqrt{\epsilon_o}}\right)\sigma^2\right] \sigma d\sigma,$$

$$E_{m=0}^e(z) = \left(\frac{1}{2\sigma_w^2} - \frac{ikw^2}{2f\sigma_w^2} \right) \exp(ikz\sqrt{\epsilon_o}) \times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left[\frac{ik}{2}\left(\frac{w^2}{f\sigma_w^2} - \frac{z\sqrt{\epsilon_o}}{\epsilon_e}\right)\sigma^2\right] \sigma d\sigma. \quad (10)$$

$$E_m^o(\rho, \theta, z) = \frac{k^2(-1)^m}{4} \times \int_0^\infty \begin{pmatrix} 2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_x + e^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) + e^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \\ 2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_y + ie^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) - ie^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \\ 0 \end{pmatrix} \times \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] F_m(\sigma) \sigma d\sigma, \quad (13)$$

$$E_m^e(\rho, \theta, z) = \frac{k^2(-1)^m}{4} \times \int_0^\infty \begin{pmatrix} 2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_x - e^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) - e^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \\ 2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_y - ie^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) + ie^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \\ (2i\epsilon_o\sigma/\epsilon_e\gamma_e(\sigma)) \left[e^{i(m-1)\theta} J_{m-1}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) - e^{i(m+1)\theta} J_{m+1}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \right] \end{pmatrix} \times \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_m(\sigma) \sigma d\sigma. \quad (14)$$

Как следует из выражений (13) и (14), в кристалле дополнительно появляются пучки с пониженной и повышенной на два порядка вихревой фазой. В случае круговой поляризации падающего на кристалл поля дополнительно формируются пучки только с пониженной (для «-» круговой поляризации) или только повышенной (для «+» кру-

Так как максимальное значение интегралов (10) будет достигаться при обнулении показателя второй подынтегральной экспоненты, то ясно, что обыкновенный и необыкновенный пучки будут фокусироваться на различных расстояниях:

$$z_f^o = \frac{f\sqrt{\epsilon_o}}{1+(f/kw^2)^2}, \quad z_f^e = \frac{f\epsilon_e/\sqrt{\epsilon_o}}{1+(f/kw^2)^2}. \quad (11)$$

Очевидно, для достаточно больших размеров падающего пучка (w – велико) получается простая зависимость:

$$z_f^o \approx f\sqrt{\epsilon_o}, \quad z_f^e \approx f\epsilon_e/\sqrt{\epsilon_o}. \quad (12)$$

В общем случае при наличии в пучке вихревой фазовой зависимости m -го порядка выражение (2) для обыкновенного и необыкновенного пучков принимает следующий вид

говой поляризации) на два порядка вихревой фазовой сингулярностью.

В случае, когда $m = 1$, а направление поляризации противоположно направлению оптического вихря (т.е. при «-» круговой поляризации), обыкновенный пучок имеет азимутальную поляризацию, а необыкновенный пучок имеет радиальную поляризацию:

$$E_1^{circ-}(\rho, \theta, z) = -\frac{ik^2}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] J_1(t) F_1(\sigma) \sigma d\sigma - \frac{k^2}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_1(k\rho\sigma)\cos\theta \\ J_1(k\rho\sigma)\sin\theta \\ \frac{i\epsilon_o\sigma}{\epsilon_e\gamma_e(\sigma)} J_0(k\rho\sigma) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_1(\sigma) \sigma d\sigma. \quad (15)$$

Чтобы разделить эти пучки пространственно, можно внести в падающее на кристалл излучение сходящийся волновой фронт, тогда вдоль оптиче-

ской оси сформируется два отдельных фокуса, соответствующих обыкновенному и необыкновенному пучкам. При изменении знака фазового вихря

ситуации для «+» и «-» круговой поляризации взаимно изменятся.

2. Моделирование

Приведённые выше теоретические выкладки, хотя и справедливы даже в ближней зоне дифракции, но не учитывают прохождения излучения границы раздела различных оптических сред. Поэтому возникает необходимость численного моделирования решения уравнения Максвелла методом конечных разностей. Известно, что решение уравнения Максвелла для больших размеров расчётной области (более десятков длин волн) является очень ресурсозатратным. Но в данном случае задача миниатюризации рассматриваемого преобразователя позволяет оставаться в рамках приемлемого расчётного времени. Из имеющихся в наличии кристаллов наиболее тонким является ниобат лития, поэтому и моделирование в МЕЕР проводилось именно для данного кристалла.

Проведём численное исследование астигматического преобразования Гауссова пучка в кристалле ниобата лития, имеющем диэлектрические проницаемости $\epsilon_2 = 5,244$ и $\epsilon_3 = 4,84$. Для решения этой задачи воспользуемся программным обеспечением МЕЕР.

Зададим следующие основные параметры моделирования: размеры области – $23 \times 23 \times 23$ мкм, разрешение – 40 отсчётов на 1 мкм, время распространения

пучка – 422 фс. Размеры кристалла – $20 \times 20 \times 14$ мкм, координаты его центра – (2 мкм, 0 мкм, 0 мкм), ось кристалла совпадает с осью z .

Входной пучок является Гауссовым пучком со сходящимся волновым фронтом (что соответствует прохождению пучка через линзу) и определяется по формуле:

$$A(x, y) = \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\sigma^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{i\pi[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^2}{\lambda f}\right\}, \quad (16)$$

где $\lambda = 0,6328$ мкм – длина волны лазерного излучения, $\sigma = \sqrt{2}w = 10$ мкм, $(x_0, y_0) = (0, 0)$ – поперечные координаты центра пучка. Поляризация пучка совпадает с осью y .

На рис. 1 и 2 представлены мгновенные снимки амплитуды электрического поля для $f = 8$ мкм и $f = 9$ мкм соответственно. Нетрудно убедиться, что при распространении светового пучка вдоль оси кристалла возникает два фокуса.

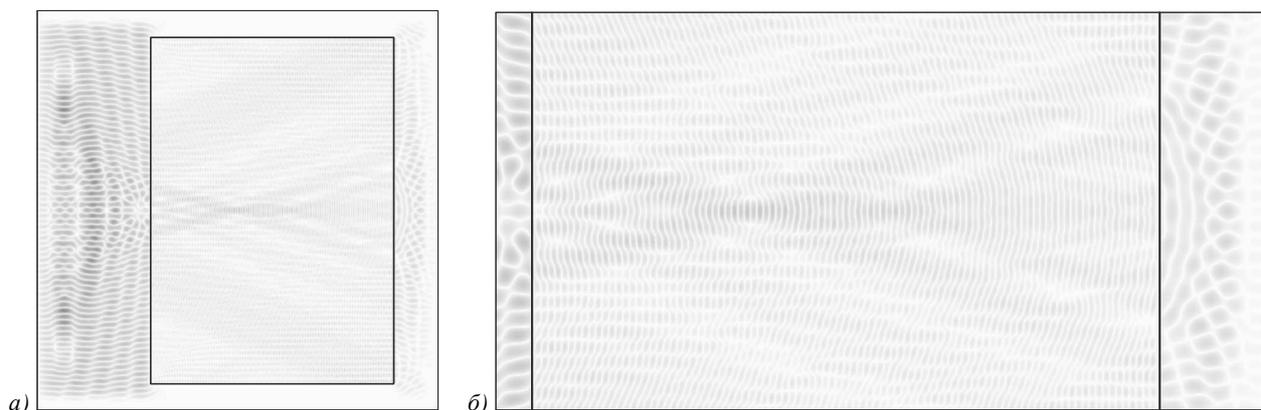


Рис. 1. Результаты моделирования при $f = 8$ мкм: а) общая картина амплитуды в продольном сечении, б) увеличенный фрагмент вблизи фокуса

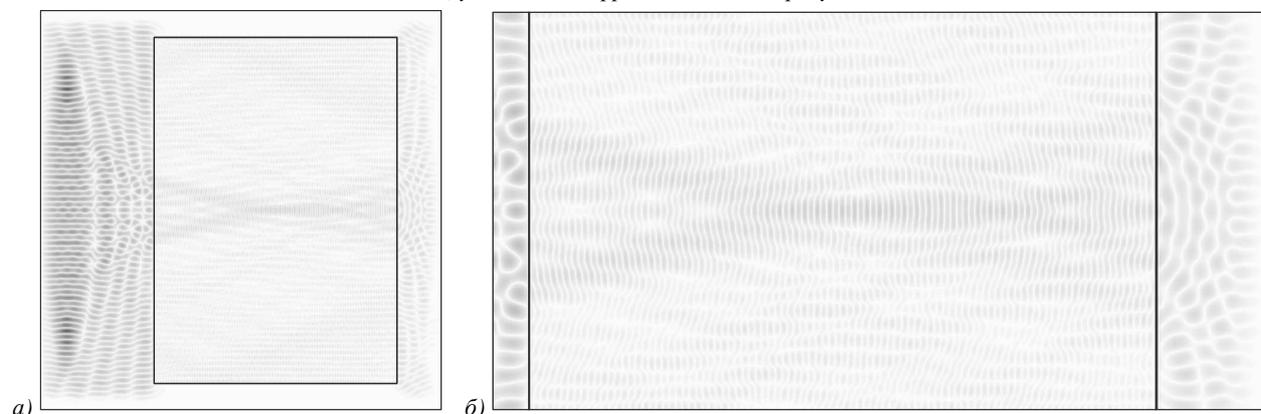


Рис. 2. Результаты моделирования при $f = 9$ мкм: а) общая картина амплитуды в продольном сечении, б) увеличенный фрагмент вблизи фокуса

Из сравнения результатов расчёта, приведённых на рис. 1 и 2, видно, что малое изменение фокусного расстояния приводит к заметному изменению расстояния между фокусами. Распределение амплитуды внутри кристалла согласуется с результатами теоретического анализа, а за границами кристалла хорошо видна интерференция падающей и отражённой волн, которая, тем не менее, не должна сказаться на проецировании внутренней зоны кристалла на фотоприёмник.

3. Экспериментальное исследование

Для исследования состояния поляризации вихревых пучков, сфокусированных в одноосном кристалле, была собрана оптическая установка, схема которой показана на рис. 3.

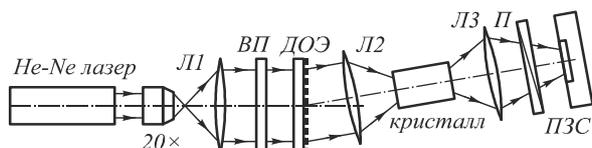


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Установка содержала гелий-неоновый лазер с линейно-поляризованным излучением, расширитель пучка (объектив 20× и линза Л1), четвертьволновую пластину (ВП), дифракционный элемент (ДОЭ), фо-

кусирующую линзу (Л2), с-срез кристалла CaCO_3 , изображающую линзу (Л3), поляризатор (П) и ПЗС-матрицу. Выходная часть оптической установки была настроена на приём первого порядка дифракции, а остальные порядки пространственно изолировались от линзы Л2. Расширение лазерного пучка до диаметра 6 мм по уровню $1/e^2$ осуществлялось объективом 20× и плоско-выпуклой линзой Л1 с фокусным расстоянием 15 см. Формирование круговой поляризации пучка, освещающего дифракционный элемент, достигалось с помощью кварцевой четвертьволновой пластинки нулевого порядка ВП. Фокусировка первого порядка дифракции внутри кристалла CaCO_3 обеспечивалась линзой Л2 с фокусным расстоянием 25 мм. Изображения, полученные в кристалле, проецировались объективом Л3 с кратностью 10× или 20× в плоскость ПЗС-матрицы. Для контроля поляризации сходящегося выходного пучка использовался просветлённый поляризатор П оптического качества с углами зрения $\pm 30^\circ$.

Для формирования вихревых пучков были рассчитаны и изготовлены амплитудные дифракционные оптические элементы размером 10×10 мм, формирующие вихревые пучки первого порядка с амплитудой, соответствующей функции Гаусса, Гаусса-Лагерра (3,0) и Бесселя 2-го порядка (рис. 4).

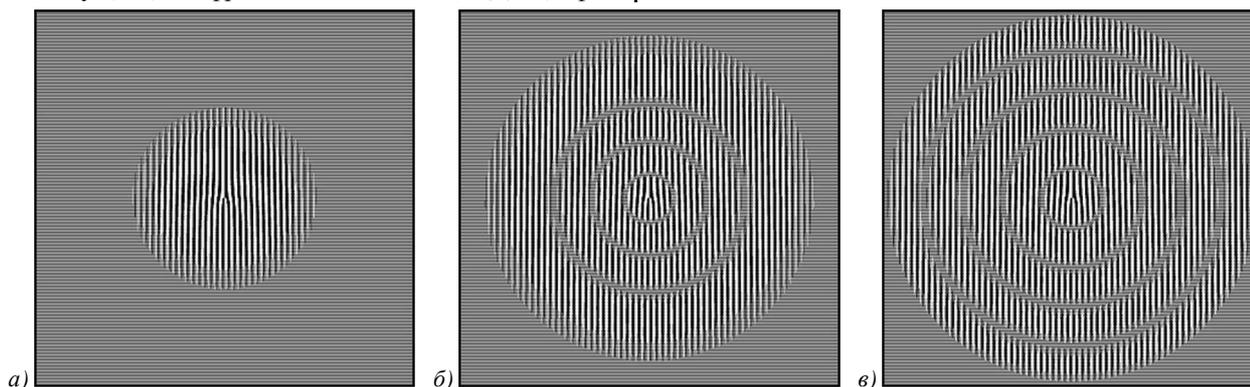


Рис. 4. Амплитудные дифракционные элементы для формирования вихревых пучков первого порядка с амплитудой, соответствующей функции: а) Гаусса, б) Гаусса-Лагерра (3,0), в) Бесселя 2-го порядка

При перемещении линзы Л2 или Л3 обнаруживаются два положения, в которых в центральной части сформированного пучка наблюдается фокальная картина. На рис. 5 показано изображение (негатив) в одном из таких положений. Видимая система колец на периферии изображения – это излучение, которое образует фокальную картину во втором положении линзы. При наблюдении через поляризатор по разрывам в кольцах хорошо видно, что в одном фокусе формируется радиальная, а в другом – азимутальная поляризации. Сравнивая полученные результаты с результатами экспериментов в [21], можно сделать вывод, что распределение интенсивности в центральной части пучка теперь значительно лучше согласуется с результатами моделирования. Это связано с тем, что по сравнению с [21] была уменьшена числовая апертура пучка, освещающего кристалл. Одновременно

система наблюдения была перестроена на большую кратность увеличения.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что для выбранных параметров оптической системы значимого взаимодействия различных типов поляризации не наблюдается. Учитывая этот факт, далее мы будем приводить только центральную часть других типов сфокусированных пучков, с большим увеличением, поскольку дальнейшей целью исследований является применение именно остросфокусированных пучков с радиальной и азимутальной поляризациями. В табл. 1–2 приведены экспериментальные распределения интенсивности в центральной части фокальных картин вихревых пучков Гаусса и Гаусса-Лагерра (3,0), формируемых на выходе с-среза кристалла CaCO_3 при разных положениях поляризатора (показаны стрелками). Приведены негативы изображений.

Экспериментальные результаты, приведённые в табл. 1–2, подтверждают формирование азимутальной поляризации в ближнем фокусе и радиальной в дальнем. Изменение направления вращения цирку-

лярно-поляризованного излучения, освещающего дифракционный элемент, меняет поляризацию в фокусах с радиальной или азимутальной на смешанную.

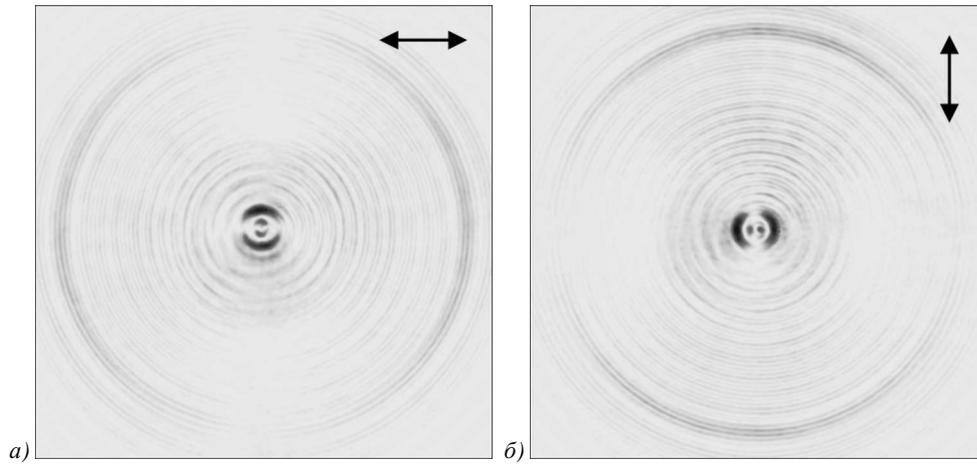


Рис. 5. Одновременно наблюдаемые фокусные распределения при горизонтальном (а) и вертикальном (б) положении оси поляризатора для пучка Бесселя

Табл. 1. Распределение интенсивности в фокусах для пучка Гаусса

Ближний фокус				
Дальний фокус				

Табл. 2. Распределение интенсивности в фокусах для пучка Гаусса–Лагерра (3,0)

Ближний фокус				
Дальний фокус				

При формировании пучков Бесселя важное значение имеет размер освещающего пучка. В табл. 3–4 показаны результаты исследования пучков Бесселя 2-го порядка

при различных диаметрах (апертурах) освещающего пучка. Пучок с диаметром 6 мм освещал 3 круговых зоны ДОЭ, с диаметром 10 мм – все 5 круговых зон (рис. 4в).

Табл. 3. Распределение интенсивности в фокусах для пучка Бесселя 2-го порядка при диаметре освещающего пучка 6 мм

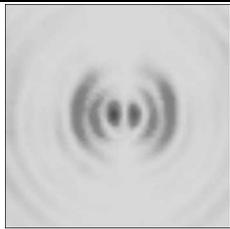
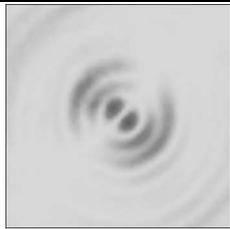
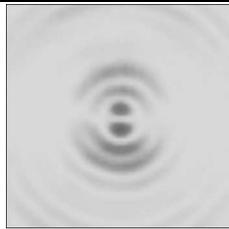
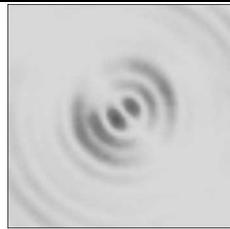
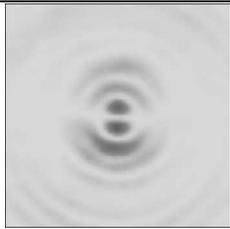
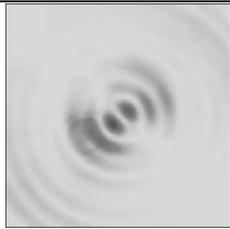
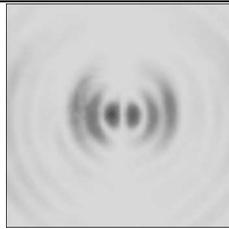
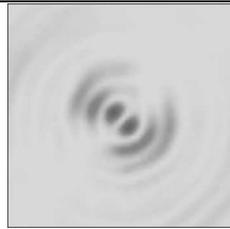
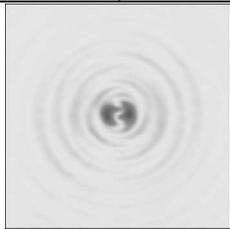
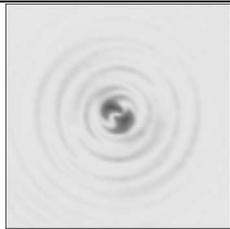
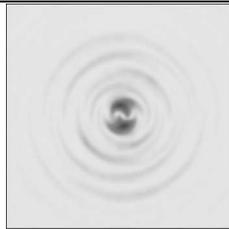
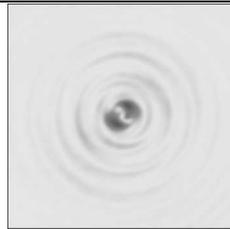
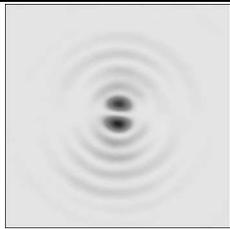
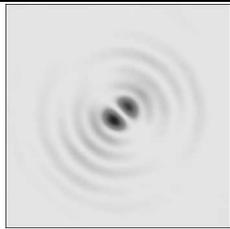
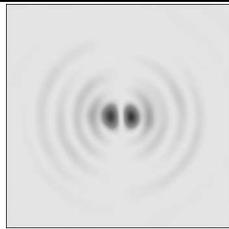
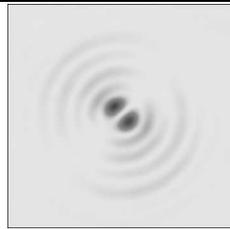
				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Табл. 4. Распределение интенсивности в фокусах для пучка Бесселя 2-го порядка при диаметре освещающего пучка 10 мм

				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Результаты, показанные в табл. 3, демонстрируют гораздо лучшее качество формирования азимутальной поляризации (в ближнем фокусе), чем результаты табл. 4. Таким образом, выявлено, что именно увеличение числовой апертуры изменяет состояние поляризации в ближнем фокусе с азимутального на смешанное (см. табл. 4), что наблюдалось и ранее в [21]. В дальнем же фокусе наблюдаем высокое качество формирования радиальной поляризации независимо от размера апертуры. При этом качество сформированных пучков Бесселя для большей апертуры освещающего пучка существенно выше, что хорошо видно из сравнения результатов табл. 3 и табл. 4. В результате мы приходим к тому, что для пучков Бесселя формирование радиальной и азимутальной поляризации должно осуществляться с разными числовыми апертурами.

Заключение

Разработана оптическая система на основе элементов дифракционной оптики и одноосных кристаллов для

формирования радиально- и азимутально-поляризованных пучков, в том числе пучков высоких порядков. Выбором параметров оптической системы устранено взаимодействие различных типов поляризации. Проведены экспериментальные исследования качества формирования пучков как по поляризационным, так и по структурным характеристикам. Показано, что искажения поляризационных распределений при формировании азимутальной и радиальной поляризации происходит для пучков Бесселя при разных числовых апертурах.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также грантов РФФИ 13-07-00266 и 14-02-97033p_поволжье_a.

Литература

1. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1. – P. 1-57.

2. **Oron, R.** The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization / R. Oron, S. Blit, N. Davidson, A.A. Friesem // *Applied Physics Letters*. – 2000. – Vol. 77, Issue 21. – P. 3322-3324.
3. **Machavariani, G.** Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel, N. Davidson // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 3304-3310.
4. **Yonezawa, K.** Compact laser with radial polarization using birefringent laser medium / K. Yonezawa, Y. Kozawa, S. Sato // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 5160-5163.
5. **Machavariani, G.** Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel, N. Davidson // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 3304-3310.
6. **Tidwell, S.C.** Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura // *Applied Optics*. – 1990. – Vol. 29. – P. 2234-2239.
7. **Passilly, N.** Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / N. Passilly, R. de Saint Denis, K. Ait-Ameur, F. Treussart, R. Hierle, J.-F. Roch // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – Vol. 22, Issue 5. – P. 984-991.
8. **Khonina, S.N.** Grating-based optical scheme for the universal generation of in homogeneously polarized laser beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Applied Optics*. – 2010. – Vol. 49, Issue 10. – P. 1734-1738.
9. **Venkatakrishnan, K.** Generation of radially polarized beam for laser micromachining / K. Venkatakrishnan, B. Tan // *Journal of Laser Micro / Nanoengineering*. – 2012. – Vol. 7, Issue 3. – P. 274-278.
10. **Fadeyeva, T.** Natural shaping of the cylindrically polarized beams / T. Fadeyeva, V. Shvedov, N. Shostka, C. Alexeyev, A. Volyar // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35, Issue 22. – P. 3787-3789.
11. **Loussert, C.** Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media / C. Loussert, E. Brasselet // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35, Issue 1. – P. 7-9.
12. **Fadeyeva, T.A.** Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals / T.A. Fadeyeva, V.G. Shvedov, Y.V. Izdebskaya, A.V. Volyar, E. Brasselet, D.N. Neshev, A.S. Desyatnikov, W. Krolikowski, Y.S. Kivshar // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, Issue 10. – P. 10848-10863.
13. **Хонина, С.Н.** Особенности непараксиального распространения гауссовых и бесселевых мод вдоль оси кристалла / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 297-306.
14. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2007. – Vol. 24. – P. 1793-1798.
15. **Khonina, S.N.** Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams / S.N. Khonina, S.V. Alferov, S.V. Karpeev // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, Issue 17. – P. 3223-3226.
16. **Tian, B.** Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam / B. Tian, J. Pu // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36, Issue 11. – P. 2014-2016.
17. **Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, N.L. Kazanskiy, L.L. Doskolovich, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, V.S. Pavelyev, R.V. Skidanov, A.V. Volkov, D.L. Golovashkin, V.S. Solovyev, G.V. Uspleneyev; ed. by V.A. Soifer. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002. – 765 p.**
18. **Computer Design of Diffractive Optics / D.L. Golovashkin, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.S. Pavelyev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov; ed. by V.A. Soifer. – Cambridge: Woodhead Publishing Limited. – 2012. – 896 p.**
19. **Khonina, S.N.** Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2011. – Vol. 28, Issue 10. – P. 2115-2123.
20. **Khonina, S.N.** Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, Issue 12. – P. 2385-2387.
21. **Khonina, S.N.** Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer // *Journal of Optics*. – 2015. – Vol. 17(6). – P. 065001-065011.
22. **Tidwell, S.C.** Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura // *Applied Optics*. – 1990. – Vol. 29. – P. 2234-2239.
23. **Khonina, S.N.** Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2011. – Vol. 28, Issue 10. – P. 2115-2123.
24. **Khonina, S.N.** Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, Issue 12. – P. 2385-2387.
25. **Khonina, S.N.** Grating-based optical scheme for the universal generation of in homogeneously polarized laser beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Applied Optics*. – 2010. – Vol. 49, Issue 10. – P. 1734-1738.
26. **Khonina, S.N.** An analog of the Rayleigh-Sommerfeld integral for anisotropic and gyrotropic media / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov // *Journal of Modern Optics*. – 2013. – Vol. 60, Issue 10. – P. 814-822.
27. **Prudnikov, A.P.** Integrals and Series. Volume 2: Special Functions / A.P. Prudnikov, Yu.A. Brychkov, O.I. Marichev. – CRC Press, 1998. – 750 p.

References

- [1] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Advances in Optics and Photonics* 2009; 1: 1-57.
- [2] Oron R, Blit S, Davidson N, Friesem AA. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization. *Applied Physics Letters* 2000; 77(21): 3322-4.
- [3] Machavariani G, Lumer Y, Moshe I, Meir A, Jackel S, Davidson N. Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes. *Applied Optics* 2007; 46: 3304-10.
- [4] Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S. Compact laser with radial polarization using birefringent laser medium. *Japanese Journal of Applied Physics* 2007; 46: 5160-3.
- [5] Machavariani G, Lumer Y, Moshe I, Meir A, Jackel S, Davidson N. Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes. *Applied Optics* 2007; 46: 3304-10.
- [6] Tidwell SC, Ford DH, Kimura WD. Generating radially polarized beams interferometrically. *Applied Optics* 1990; 29: 2234-9.
- [7] Passilly N, de Saint Denis R, Ait-Ameur K, Treussart F, Hierle R, Roch J-F. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam. *J Opt Soc Am A* 2005; 22(5): 984-91.

- [8] Khonina SN, Karpeev SV. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams. *Applied Optics* 2010; 49(10): 1734-8.
- [9] Venkatakrishnan K, Tan B. Generation of radially polarized beam for laser micromachining. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* 2012; 7(3): 274-8.
- [10] Fadeyeva T, Shvedov V, Shostka N, Alexeyev C, Volyar A. Natural shaping of the cylindrically polarized beams. *Optics Letters* 2010; 35(22): 3787-9.
- [11] Loussert C, Brasselet E. Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media. *Optics Letters* 2010; 35(1): 7-9.
- [12] Fadeyeva TA, Shvedov VG, Izdebskaya YV, Volyar AV, Brasselet E, Neshev DN, Desyatnikov AS, Krolikowski W, Kivshar YS. Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals. *Optics Express* 2010; 18(10): 10848-63.
- [13] Khonina SN, Volotovskiy SG, Kharitonov SI. Features of nonparaxial propagation of Gaussian and Bessel beams along the axis of the crystal (in Russian). *Computer Optics* 2013; 37(3): 297-306.
- [14] Kozawa Y, Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *J Opt Soc Am A* 2007; 24: 1793-8.
- [15] Khonina SN, Alferov SV, Karpeev SV. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Optics Letters* 2013; 38(17): 3223-6.
- [16] Tian B, Pu J. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam. *Optics Letters* 2011; 36(11): 2014-6.
- [17] Soifer VA, Kotlyar VV, Kazanskiy NL, Doskolovich LL, Kharitonov SI, Khonina SN, Pavelyev VS, Skidanov RV, Volkov AV, Golovashkin DL, Solovyev VS, Uspleneyev GV. *Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements*. Ed. by Soifer VA. New York: John Wiley & Sons, Inc; 2002.
- [18] Golovashkin DL, Kotlyar VV, Soifer VA, Doskolovich LL, Kazanskiy NL, Pavelyev VS, Khonina SN, Skidanov RV. *Computer Design of Diffractive Optics*. Ed. by Soifer VA. Cambridge: Woodhead Publishing Limited; 2012.
- [19] Khonina SN, Karpeev SV. Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams. *J Opt Soc Am A* 2011; 28(10): 2115-23.
- [20] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter. *Optics Letters* 2012; 37(12): 2385-7.
- [21] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV, Soifer VA. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals. *Journal of Optics* 2015; 17(6): 065001-11.
- [22] Tidwell SC, Ford DH, Kimura WD. Generating radially polarized beams interferometrically. *Applied Optics* 1990; 29: 2234-9.
- [23] Khonina SN, Karpeev SV. Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams. *J Opt Soc Am A* 2011; 28(10): 2115-23.
- [24] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter. *Optics Letters* 2012; 37(12): 2385-7.
- [25] Khonina SN, Karpeev SV. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams. *Applied Optics* 2010; 49(10): 1734-8.
- [26] Khonina SN, Kharitonov SI. An analog of the Rayleigh-Sommerfeld integral for anisotropic and gyrotropic media. *Journal of Modern Optics* 2013; 60(10): 814-22.
- [27] Prudnikov AP, Brychkov YuA, Marichev OI. *Integrals and Series. Volume 2: Special Functions*. CRC Press; 1998.

A CONVERTER OF CIRCULARLY POLARIZED LASER BEAMS INTO CYLINDRICAL VECTOR BEAMS BASED ON ANISOTROPIC CRYSTALS

V.D. Parani¹, S.V. Karpeev^{1,2}, A.P. Krasnov¹

¹ Samara State Aerospace University, Samara, Russia,

² Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences, Samara, Russia

Abstract

An optical system for converting circularly polarized laser beams into cylindrical vector beams on the basis of anisotropic crystals has been developed. Polarization properties and the structure of the resulting beams have been experimentally characterized. The analysis has revealed differences in the azimuthal and radial polarization of Gaussian modes and Bessel beams. Ranges of variation of the optical system parameters to form different types of polarizations with different amplitude and phase distributions have been identified.

Keywords: diffractive optics, birefringent crystal, cylindrical vector beams, azimuthal polarization, radial polarization, higher-order laser modes.

Citation: Parani VD, Karpeev SV, Krasnov AP. A converter of circularly polarized laser beams into cylindrical vector beams based on anisotropic crystals. *Computer Optics* 2015; 39(5): 644-53. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-644-653.

Acknowledgement: The work was funded by the RF Ministry of Education and Science of Russian Federation and RFBR grants 13-07-00266 and 14-02-97033r_povolzhiye_a.

Сведения об авторах

Паранин Вячеслав Дмитриевич, 1986 года рождения, в 2010 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности 210201 «Проектирование и технология электронных средств», работает ассистентом кафедры нанотехнологий СГАУ. Область научных интересов: методы и средства управления лазерным излучением.

E-mail: vparanin@mail.ru .

Vyacheslav Dmitrievich Parinin (b. 1986) graduated from Samara State Aerospace University (SSAU) in 2010, majoring in Design and Technology of Radio-electronic Equipment. Currently he works as the professor assistant at Nanoengineering department of SSAU. Research interests are methods and devices for controlling of laser radiation.

Карпеев Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Института систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, модовые и поляризационные преобразования, волоконная оптика, оптическая обработка изображений.

E-mail: karp@smr.ru .

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

Краснов Андрей Павлович, 1992 года рождения, в 2015 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по направлению «Прикладная математика и информатика». В настоящее время является аспирантом на кафедре технической кибернетики СГАУ. Область научных интересов: дифракционная оптика, операторы распространения света, программирование.

E-mail: kraan2009@yandex.ru .

Andrey Pavlovich Krasnov (b. 1992) graduated with honors from Samara State Aerospace University (National Research University) in 2015 with Master Degree, majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Currently he is post-graduate student at Technical Cybernetics department of the SSAU. Research interests: diffractive optics, optical propagation operators, programming.

*Поступила в редакцию 5 ноября 2015 г.
Окончательный вариант – 18 ноября 2015 г.*