

ПРОСТОЙ СПОСОБ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОСНОВАННЫЙ НА ПРИМЕНЕНИИ ДОЭ

Карпеев С. В., Хонина С. Н.

Самарский государственный аэрокосмический университет

имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет),

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

Предложена простая модификация разработанной ранее оптической системы для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения, основанная на применении ДОЭ с несущей частотой. Уменьшение габаритов и веса оптической системы, снижение потерь световой энергии, а также уменьшение числа согласуемых параметров и упрощение настройки достигнуто за счёт исключения из оптической схемы линз. Полностью сохраняются все функции предыдущей версии системы, а именно: универсальность и простота перестройки на разные типы поляризации. Проведённые эксперименты показали улучшение качества формирования пучков.

Ключевые слова: поляризационно-неоднородные пучки, радиальная и азимутальная поляризация, когерентная суперпозиция, дифракционные оптические элементы, несущая частота.

Введение

Большинство современных лазеров производят поляризационно-однородное излучение, т.е. поляризационные параметры во всех точках поперечного сечения лазерного пучка одинаковы. Однако с помощью дополнительных внутри- или внерезонаторных устройств возможно формирование множества различных типов векторных поляризационно-неоднородных мод с уникальными свойствами.

Наибольший практический интерес представляют пучки, имеющие аксиальную симметрию всех параметров лазерного излучения, включая поляризацию, например, пучки с радиальным и азимутальным направлением поляризации.

Цилиндрические (с аксиальной симметрией) векторные пучки имеют множество приложений, включая микроскопию, литографию, ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию. Подробный обзор приведён в работе [1].

При острой фокусировке радиально-поляризованного пучка в фокусе возникает мощная продольная компонента электрического поля, а вклад поперечных компонент на оптической оси нивелируется. Данный эффект используется для уменьшения размеров фокального пятна [2-7], для оптического захвата и трёхмерного ориентирования молекул [8-11], а также для ускорения электронов [12, 13].

По сравнению с обычной (линейной или круговой) поляризацией радиально-поляризованный пучок имеет удвоенную эффективность при резке металлов [14], также высокий уровень поглощения, характерный для этого типа поляризации, используется при взаимодействии лазерного излучения с плазмой [15]. С другой стороны, при прохождении через полые металлические волноводы радиально-поляризованные пучки демонстрируют большие потери энергии на стенках волновода, а азимутально-поляризованные пучки, соответственно, минимальные [16].

Известны схемы генерации аксиально-поляризованных пучков с использованием конической приз-

мы Брюстера [17], сегментированных волновых пластинок [4, 18], дифракционных зеркал с высокой локальной поляризационной селективностью [19], субволновых диэлектрических решёток [20]. Также можно использовать свойства двулучепреломления внутренних лазерных кристаллов [21, 22] или применить в качестве выходного зеркала резонатора специальное фотонно-кристаллическое зеркало [23]. Перечисленные схемы можно условно отнести к внерезонаторным.

Главным преимуществом внерезонаторных методов для формирования поляризационно-неоднородных мод является универсализм. Внерезонаторные методы, как правило, основаны на когерентной суперпозиции пары обычных мод, например, с помощью интерферометра. Таким способом можно формировать любые типы векторных пучков, и, в принципе, такой метод применим для любой длины волны. Кроме интерференционных методов [24-27] известны схемы с использованием маломодовых оптических волокон [28, 29] и нематических жидкокристаллических пространственных модуляторов света [30-32].

Интерференционные методы основаны на использовании в качестве входного излучения одной моды, полученной, как правило, внерезонаторным способом. Схема получения второй моды, взаимно когерентной с исходной, но с другой поляризацией, довольно сложна в настройке, т.к. необходимо точное совмещение полей мод и создание необходимых фазовых сдвигов между модами. Также в этом случае используется большое количество сложных элементов типа призмы Дове, поляризационных разделительных призм, 90-градусного перископа и др. [24-27].

При использовании оптических волокон обычно возбуждается целая группа мод и, чтобы выделить какую-то одну из них, необходимо подавать на вход волокна излучение с определённой поляризацией, специальным образом сдавливать волокно или изменять его длину с высокой точностью [28, 29]. Всё это не лучшим образом сказывается на эффективно-

сти и «чистоте» поляризационного состояния выходного пучка.

Применение же жидкокристаллических дисплеев при всей универсальности [30-32] характеризуется локально-матричной структурой с довольно грубым разрешением и низкой энергетической эффективностью. Кроме того, для жидкокристаллических пространственных модуляторов света имеется взаимосвязь фазовых и поляризационных изменений, что требует дополнительного оптимизационного кодирования.

Применение дифракционных оптических элементов (ДОЭ) даёт возможность избежать этих сложностей, поскольку методы дифракционной оптики позволяют получать из основной моды лазера любые другие моды в разных плечах оптической схемы с высокой эффективностью.

В работах [33, 34] предложена и экспериментально апробирована новая оптическая схема для суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи дифракционной решётки, используемой в качестве фильтра в двухкаскадной системе с одновременным Фурье-преобразованием исходных полей. Модовые пучки формируются с помощью ДОЭ, аналогичных рассмотренным в [35, 36].

Использование ДОЭ для формирования лазерных полей обеспечивает простоту и универсальность конвертации. Универсальность состоит в возможности методами дифракционной оптики производить практически любые задаваемые распределения полей из фундаментального лазерного излучения, т.е. в суперпозиции могут участвовать любые лазерные пучки. Также использование фазовой дифракционной решётки в качестве светоделительного элемента позволяет менять межмодовый фазовый сдвиг без применения дополнительных элементов.

Однако предложенное в [33, 34] устройство имеет большие габариты и вес за счёт наличия двух оптических Фурье-каскадов, причём фокусные расстояния линз, расстояние между суммируемыми модами и период дифракционной решётки должны быть точно согласованы между собой. Наличие двух линз приводит к дополнительным потерям световой энергии. Кроме того, во избежание искажений суммируемых мод апертуры этих линз должны быть существенно больше размеров мод. Это связано с тем, что моды изначально децентрированы по отношению к линзам, что является неустранимой особенностью данной схемы.

В данной работе рассмотрено устранение указанных недостатков при сохранении достоинств данной оптической схемы, которое осуществлялось за счёт использования таких возможностей ДОЭ, как формирование заданного распределения в нескольких дифракционных порядках за счёт кодирования ДОЭ с несущей частотой [37]. В этом случае комплексные распределения в симметричных порядках дифракции складываются на некотором расстоянии от

плоскости ДОЭ, позволяя исключить из оптической схемы линзы.

1. Описание упрощённой схемы поляризационного конвертора на основе ДОЭ

Уменьшение габаритов и веса оптической системы, а также снижение потерь световой энергии возможно за счёт исключения из оптической схемы линз. Также это даст уменьшение числа согласуемых параметров, а значит, и упрощение настройки. Функции линз должны взять на себя сами ДОЭ. Линзы могут быть исключены из оптической схемы, если формирующие моды ДОЭ выполнены в виде цифровых голограмм с несущей частотой. Такие голограммы дают полезное распределение комплексной амплитуды в первом порядке дифракции и обеспечивают наложение мод, формируемых в +1-ом и -1-ом порядках дифракции на некотором расстоянии от плоскости голограммы, то есть выполняют в данном случае одну из функций линзы. Оптическая система суммирования мод выполнена в виде дифракционной решётки с таким же углом дифракции первого порядка, как и у пучков сформированных мод. Оптическая схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

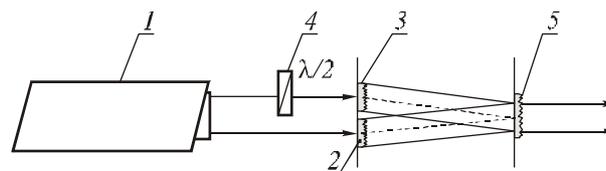


Рис. 1. Схема упрощённого когерентного суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи дифракционной решётки

Лазерный источник оптического излучения с линейной поляризацией Л освещает цифровые голограммы Г1 и Г2, причём плоскости поляризации излучения формируемых мод получают взаимно ортогональными за счёт пластинки в полволны П, расположенной перед одной из голограмм. Каждая из голограмм формирует моду в +1-ом и -1-ом порядках дифракции, которые распространяются под углами $\pm\theta$, определяемыми несущей частотой голограммы. Моды, сформированные в +1-ом порядке дифракции одной голограммой и в -1-ом порядке дифракции другой голограммой, распространяются в сходящихся направлениях и попадают на дифракционную решётку Р, как показано на рис.1. Решётка Р должна быть расположена в плоскости, проходящей через точку пересечения оптических осей мод, сформированных в +1-ом порядке дифракции одной голограммой и в -1-ом порядке дифракции другой голограммой, для обеспечения совпадения оптических осей суммируемых мод. Излучение каждой из данных мод, прошедшее дифракционную решётку, в свою очередь, разделяется на дифракционные порядки, причём если период дифракционной решётки сделать равным периодам несущих частот голограмм, то +1-й дифракционный порядок решётки для одной моды и -

1-й порядок решётки для другой моды будут распространяться по нормали к плоскости решётки. Таким образом обеспечивается точное совмещение мод как по пространственному положению за счёт помещения решётки в плоскость, проходящую через точку пересечения оптических осей мод, так и по углу. Изменение межмодового фазового сдвига в оптической системе осуществляется за счёт сдвига дифракционной решётки поперёк оптической оси.

2. Описание алгоритма действия упрощённой схемы когерентного суммирования

Рассмотрим входное поле в виде двух модовых распределений $\Psi_1(x, y)$ и $\Psi_2(x, y)$, симметрично сдвинутых от центра на расстояние a вдоль оси x . Каждое из распределений промодулировано высокочастотной функцией:

$$f(x, y) = [\Psi_1(x - a, y) + \Psi_2(x + a, y)][1 + \cos(\beta x)] \quad (1)$$

Распространение поля (1) в свободном пространстве на расстояние z в плоскости $y=0$ можно описать с помощью 1D преобразования Френеля:

$$F(u, v, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\left(\frac{ik}{2z} x^2\right) \exp\left(-\frac{ik}{z} xu\right) dx \quad (2)$$

$$F(u, v, z_0) = \left\{ \Psi_1(u, v) \exp(-i\beta u) + \Psi_2(u, v) \exp(i\beta u) \right\} \exp\left[-\frac{ik}{2z_0}(u^2 + a^2)\right] + \left\{ \Psi_1(u - a, v) + \Psi_2(u + a, v) \right\} \exp\left[-\frac{ik}{2z_0}u^2\right] + \left\{ \Psi_1(u - 2a, v) \exp\left[-\frac{ik}{2z_0}(u + a)^2\right] + \Psi_2(u + 2a, v) \exp\left[-\frac{ik}{2z_0}(u - a)^2\right] \right\} \quad (4)$$

Если установить в плоскости z_0 1D дифракционную решётку, имеющую точно такую же частоту, как модулирующая функция на входе:

$$\tau(u) = [1 + \cos(\beta u + b)] \quad (5)$$

где b – смещение решётки вдоль оси u , то после прохождения пучком (4) такой решётки нулевой порядок разделится ещё на три:

$$G(u, v, z_0) \sim \left\{ \Psi_1(u, v) \exp(ib) + \Psi_2(u, v) \exp(-ib) \right\} + \left\{ \Psi_1(u, v) \exp(-i\beta u) + \Psi_2(u, v) \exp(i\beta u) \right\} + \left\{ \Psi_1(u, v) \exp(-i2\beta u) \exp(-ib) + \Psi_2(u, v) \exp(i2\beta u) \exp(ib) \right\}.$$

Таким образом, в нулевом порядке будет формироваться суперпозиция двух модовых распределений:

$$G_0(u, v, z_0) \sim c\Psi_1(u, v) + \Psi_2(u, v) \quad (6)$$

где $c = \exp(i2b)$ – комплексная константа, пропорциональная сдвигу решётки в плоскости z_0 .

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

Интеграл (2) можно вычислить методом стационарной фазы с достаточно хорошей точностью [38]. Стационарная точка в (2) определяется из выражения:

$$x_s = u \pm \frac{z}{k} \beta, \quad x'_s = u \quad (3)$$

в зависимости от порядка дифракции.

На некотором расстоянии z_0 поле будет содержать 6 слагаемых:

$$S_{1,2} = \Psi_1\left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta - a, v\right) \exp\left[-\frac{ik}{2z}\left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta\right)^2\right],$$

$$S_3 = \Psi_1(u - a, v) \exp\left[-\frac{ik}{2z}u^2\right],$$

$$S_{4,5} = \Psi_2\left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta + a, v\right) \exp\left[-\frac{ik}{2z}\left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta\right)^2\right],$$

$$S_6 = \Psi_2(u + a, v) \exp\left[-\frac{ik}{2z}u^2\right].$$

При $a = \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta$ на этом расстоянии в нулевом порядке произойдёт сложение S_1 и S_5 :

Установка полуволновой пластинки на пути формирования одного из модовых пучков, например, как показано на рис. 1, позволяет выполнить сложение пучков с ортогональными поляризациями:

$$G_0(u, v, z_0) \sim c\Psi_1(u, v)\mathbf{e}_x + \Psi_2(u, v)\mathbf{e}_y \quad (7)$$

При различных значениях коэффициента и участвующих в суперпозициях модах формируются различные типы поляризаций, в основном смешанные, но можно получить радиальную и азимутальную [33, 34].

Таким образом, модулирующая функция в (1) и дифракционная решётка (5) должны быть согласованы по частоте β (в обратных единицах длины). Период решётки определяется по формуле: $d = 2\pi/\beta$.

Расстояние установки дифракционной решётки определяется периодом решётки и расстоянием между ДОО, формирующими модовые пучки:

$$z_0 = \frac{ad}{\lambda} \quad (8)$$

Аккуратно выполнить размещение ДОО на входе можно при записи их на одной подложке. В этом случае совмещение пучков в плоскости (8) осуществляет-

ся с высокой точностью без кропотливой юстировки. Остаётся лишь точно выставить подложку с ДОЭ так, чтобы прямая, соединяющая их центры, была перпендикулярна штрихам дифракционной решётки. Это также не вызывает трудностей, поскольку осуществляется вращением всей подложки с ДОЭ в целом, с контролем совмещения полей лишь по одной координате. Подбор необходимых фазовых сдвигов между световыми полями также существенно упрощается, поскольку используются дифракционные решётки, период которых на один – два порядка больше λ , и соответственно, на порядок снижаются требования к точности юстировки соответствующего элемента.

3. Синтез ДОЭ и результаты моделирования

Для расчёта фазовых ДОЭ, формирующих модовые пучки Гаусса-Эрмита (ГЭ), модулированные высокочастотной функцией, был использован метод частичного кодирования [39, 40].

На рис. 2а показана фаза ДОЭ, предназначенного формировать пару мод ГЭ с индексами (0,9), распространяющихся под углами к оптической оси. На рис. 2б показано рассчитанное распределение интенсивности, формируемое этим ДОЭ на расстоянии $z=500$ мм от плоскости ДОЭ.

Моделирование когерентного сложения двух модовых пучков, распространяющихся под углами к оптической оси, показано на рис. 3. На рис. 3а приведён вид подложки, на которой располагаются два фазовых ДОЭ, формирующих моды ГЭ с индексами (0,9) и (9,0), соответственно. На рис. 3б показано рассчитанное распределение интенсивности, формируемое на расстоянии $z=250$ мм от плоскости ДОЭ. Как видно из рисунка, симметричные дифракционные порядки с различными модами накладываются друг на друга в плоскости, находящейся на расстоянии (8) от ДОЭ, в соответствии с выражением (4).

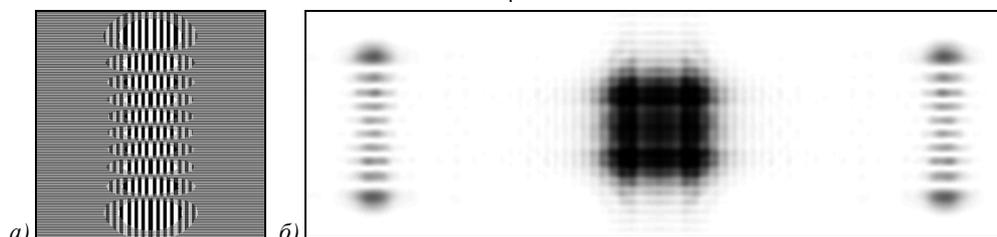


Рис. 2. Формирование мод ГЭ (0,9), распространяющихся под углами к оптической оси: (а) фаза частично кодированного ДОЭ, (б) распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии $z=500$ мм от плоскости ДОЭ

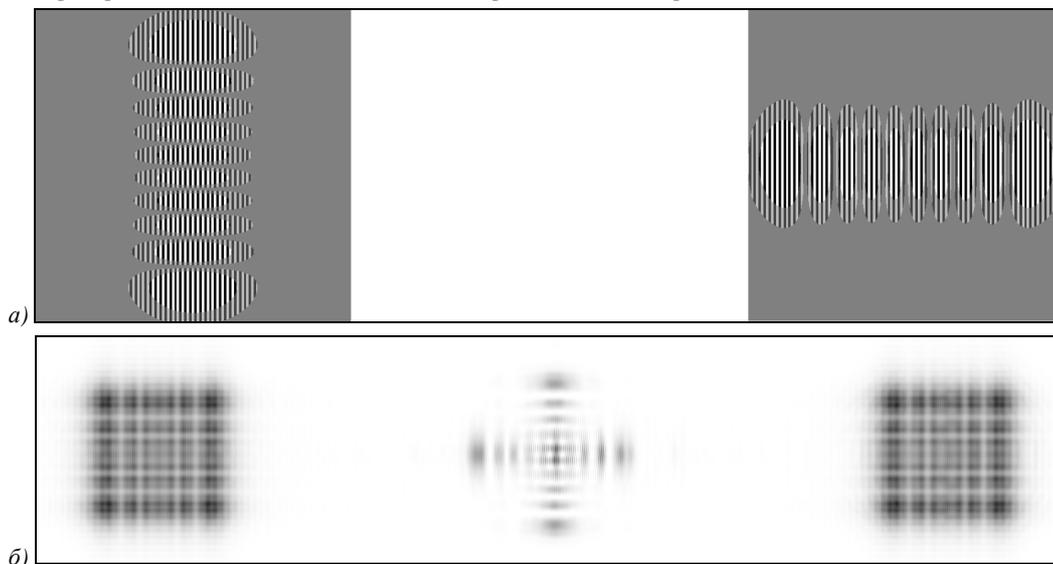


Рис. 3. Моделирование схемы когерентного сложения двух мод ГЭ (0,9) и (9,0): (а) вид фазы двух ДОЭ, расположенных на одной подложке, (б) распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии $z=250$ мм от плоскости ДОЭ

4. Экспериментальное формирование поляризационно-неоднородных пучков

Точное соответствие частоты дифракционной решётки несущим частотам цифровых голограмм достигается за счёт того, что как цифровые голограммы, так и дифракционная решётка изготавливаются, как правило, в одном технологическом цикле и достижение точного соответствия их параметров не представляет сложности.

На одну подложку были записаны три пары бинарно-амплитудных ДОЭ, формирующих моды ГЭ с индексами (0,n) и (n,0) при $n=1, 4, 9$ (см. рис. 4).

Запись выполнялась при помощи кругового лазерного записывающего устройства CLVS-200. Каждый ДОЭ имел размер 2×2 мм с несущей частотой около 30 лин/мм, расстояние между парными ДОЭ составляло 12 мм. По той же технологии, но на другой подложке была изготовлена соответствующая дифракционная решётка.

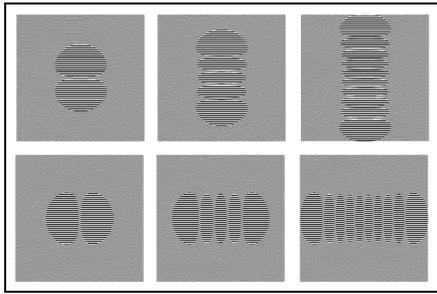


Рис. 4. Вид подложки с тремя парами ДОЭ, формирующими моды ГЭ с индексами $(0, n)$ и $(n, 0)$ при $n=1, 4, 9$

В оптической схеме, представленной на рис.1, в качестве лазера Л использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-215. Расширитель пучка включал 8X микрообъектив, диафрагму 50 мкм и коллимирующий объектив с фокусным расстоянием 300 мм. Параметры собранной оптической схемы были выбраны близкими к соответствующим параметрам оптической схемы, описанной в [33, 34], для получения сравнимых результатов.

На рис. 5 показаны результаты экспериментального когерентного сложения мод ГЭ $(0,4)$ и $(4,0)$ (рис. 5а, б) и мод ГЭ $(0,9)$ и $(9,0)$ (рис. 5в, г) с различными коэффициентами с использованием оптической схемы, приведённой на рис. 1.

Для мод ГЭ $(0,1)$ и $(1,0)$ данная схема позволяет легко получать лазерные пучки с радиальной и азимутальной поляризацией [41, 33, 34].

Полученные результаты при отсутствии анализатора в оптической схеме и его различных положениях приведены на рис. 6, 7.

Сравнение их с результатами, приведёнными в [33], показывает более высокое качество формирования мод и, соответственно более высокое качество выходного пучка с требуемыми поляризациями.

Это объясняется большей устойчивостью к шумам бинарно-амплитудных голограмм, работающих в первом порядке дифракции. Несмотря на низкую энергетическую эффективность бинарно-амплитуд-

ных голограмм, общая энергетическая эффективность оказывается сравнимой с [33] из-за отсутствия двух объективов.

Однако в процессе юстировки модифицированной оптической системы были выявлены более высокие требования к кривизне волнового фронта пучка, освещающего голограммы, чем ранее в [33]. Это связано, очевидно, с возможностью частичной компенсации расходимости освещающего пучка в [33] за счёт смещения плоскости расположения ДОЭ от фокальной плоскости Фурье-преобразующего объектива, что по понятным причинам невозможно во вновь предложенной схеме. Однако при правильной юстировке коллиматора по картине интерференции пучков, отражённых от поверхностей наклонной плоскопараллельной пластины, никаких проблем, связанных с расходимостью освещающего пучка, не возникает.

Исследования также показали весьма высокую чувствительность предложенной оптической системы к отклонениям параметров дифракционной решётки от заданных. Так, несмотря на близость периода решёток в данной работе и работе [33] (отличие не более 5%), применение решётки из [33] приводит к полному разрушению поляризационной структуры пучка. Данное свойство оптической системы, однако, не является недостатком, так как требуемые параметры легко могут быть получены при изготовлении решёток в едином расчётном и технологическом цикле.

Заключение

Таким образом, предложена и экспериментально исследована новая оптическая система для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения, основанная на применении ДОЭ с несущей частотой. Данная система содержит меньше оптических элементов и проще в настройке, чем ранее исследованная, включавшая линзы. При необходимости энергетическая эффективность формирования пучков может быть повышена путём замены амплитудных голограмм на фазовые.

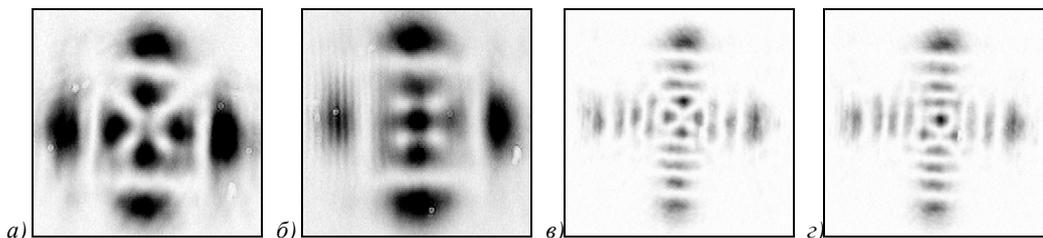


Рис. 5. Результаты экспериментального когерентного сложения мод с различными коэффициентами с использованием оптической схемы, приведённой на рис. 1: а) и б) для мод ГЭ $(0,4)$ и $(4,0)$, в) и г) для мод ГЭ $(0,9)$ и $(9,0)$

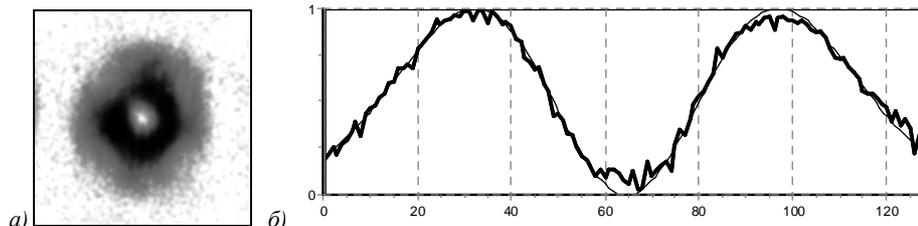


Рис. 6. Распределение интенсивности на выходе оптической схемы для мод ГЭ $(0,1)$ и $(1,0)$: (а) экспериментальная картина (негатив) и (б) сравнительное продольное сечение – экспериментально полученное (толстая линия) и теоретическое (тонкая линия)

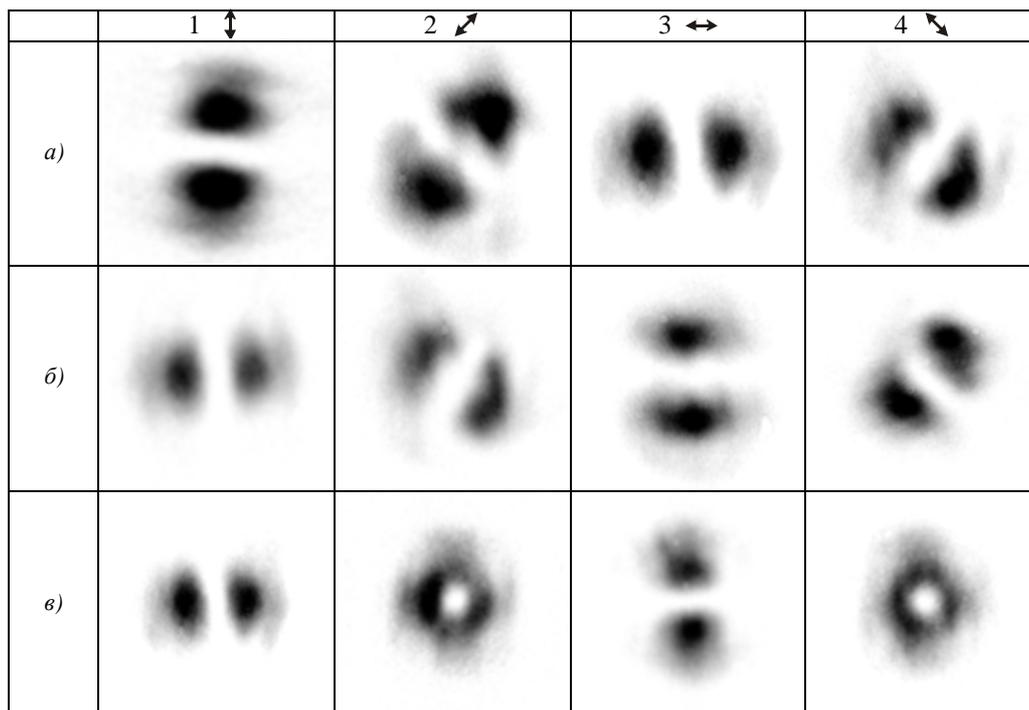


Рис. 7. Распределения интенсивности (негатив) на выходе оптической схемы при различных положениях анализатора (1 – вертикальное расположение, 2 – повернутое вправо на 45° , 3 – горизонтальное положение, 4 – повернутое влево на 45°) для различных суперпозиций изначально линейно-поляризованных мод ГЭ (0,1) и (1,0): (а) радиальная, (б) азимутальная, (в) смешанная линейно-круговая поляризации

Полученные экспериментальные результаты показали более высокое качество формирования пучков с неоднородной поляризацией, чем в ранее предложенной системе.

С другой стороны, предложенная оптическая схема открывает широкие возможности по миниатюризации оптической системы, а также упрощению технологии сборки и настройки, так как не содержит оптических элементов в объёмном исполнении, все расстояния и положения элементов заранее известны, а для получения какой-то одной заданной поляризации (например, радиальной) вообще не требует настройки. Всё это даёт возможность в перспективе реализовать данную оптическую систему в интегрально-оптическом исполнении.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), грантов РФФИ 10-07-00109-а, 10-07-00438-а и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-7414.2010.9.

Литература

1. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Qiwen Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – N 1. – P. 1-57.
2. 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. **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.
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. **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.
6. 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.
7. **Котляр, В.В.** Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксионов / В.В. Котляр, С.С. Стафеев // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.
8. **Sick, B.** Orientational imaging of single molecules by annular illumination / B. Sick, B. Hecht and L. Novotny // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 4482-4485.
9. 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.
10. **Zhan, Q.** Focus shaping using cylindrical vector beams / Qiwen Zhan and James R. Leger // *Opt. Express*. – 2002. – V. 10(7). – P. 324-331.
11. 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.
12. **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.
13. 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.
 14. **Niziev, V.G.** Influence of Beam Polarization on Laser Cutting Efficiency / V.G. Niziev, A.V. Nesterov // *Journal of Physics D*. – 1999. – V. 32. – P. 1455-1461.
 15. **Venkatakrishnan, K.** Interconnect microvia drilling with a radially polarized laser beam / Krishnan Venkatakrishnan and Bo Tan // *J. Micromech. Microeng.* – 2006. – V. 16. – P. 2603-2607.
 16. 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.
 17. **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.
 18. Simultaneous generation of helical beams with linear and radial polarization by use of a segmented half-wave plate / Hikaru Kawauchi, Yuichi Kozawa, Shunichi Sato, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami // *Opt. Lett.* – 2008. – V. 33(4). – P. 399-401.
 19. **Низьев, В.Г.** Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO₂-лазере / В.Г. Низьев, В.П. Якунин, Н.Г. Туркин // *Квантовая электроника*. – 2009. – № 39(6). – С. 505-514.
 20. 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.
 21. **Yonezawa, K.** Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal / K. Yonezawa, Y. Kozawa and S. Sato // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31(14). – P. 2151-2153.
 22. **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.
 23. Cylindrical Vector Laser Beam Generated by the Use of a Photonic Crystal Mirror / Yuichi Kozawa, Shunichi Sato, Takashi Sato, Yoshihiko Inoue, Yasuo Ohtera, and Shojiro Kawakami // *Applied Physics Express*. – 2008. – V. 1. – P. 022008.
 24. **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.
 25. **Youngworth, K.** Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K. Youngworth and T. Brown // *Opt. Express*. – 2000. – V. 7. – P. 77–87.
 26. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / Nicolas Passilly, Renaud de Saint Denis, Kamel Ait-Ameur, François Treussart, Roland Hierle and Jean-François Roch // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2005. – V. 22(5). – P. 984-991.
 27. **Biss, D.P.** Dark-field imaging with cylindrical-vector beams / D.P. Biss, K.S. Youngworth and T.G. Brown // *Appl. Opt.* – 2006. – V. 45. – P. 470-479.
 28. **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.
 29. Generation of a cylindrically symmetric, polarized laser beam with narrow linewidth and fine tenability / Toru Hirayama, Yuichi Kozawa, Takahiro Nakamura and Shunichi Sato // *Opt. Express*. – 2006. – V. 14(26). – P. 12839-12845.
 30. Two dimensional polarization encoding with a phase only liquid-crystal spatial light modulator / J.A. Davis, D.E. McNamara, D.M. Cottrell, and T. Sonehara // *Appl. Opt.* – 2000. – V. 39. – P. 1549-15541.
 31. Method for the generation of arbitrary complex vector wave fronts / Mark A.A. Neil, Farnaz Massoumian, Rimvydas Juškaitis and Tony Wilson // *Opt. Lett.* – 2002. – V. 27(21). – P. 1929-1931.
 32. Hologram optimization for SLM-based reconstruction with regard to polarization effects / C. Kohler, T. Haist, X. Schwab and W. Osten // *Opt. Express*. – 2008. – V. 16(19). – P. 14853-14861.
 33. **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. – № 33(3). – С. 261-267.
 34. **Khonina, S.N.** Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Applied Optics*. – 2010. – V. 49(10). – P. 1734-1738.
 35. **Хонина, С.Н.** Дифракционные оптические элементы, согласованные с модами Гаусса-Лагерра / С.Н. Хонина, В.В. Котляр, В.А. Соيفер // *Компьютерная оптика*. – 1997. – Вып. 17. – С. 25-31.
 36. **Хонина, С.Н.** Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОЭ. II. Оптимизация апертурной функции // *Компьютерная оптика*. – 1998. – Вып.18. – С.28-36.
 37. **Khonina, S.N.** Gauss-Laguerre modes with different indices in prescribed diffraction orders of a diffractive phase element / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, P. Laakkonen, J. Turunen // *Optics Communications*. – 2000 - V. 175. – P. 301-308.
 38. **Friberg, A.T.** Stationary-phase analysis of generalized axicons / A.T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1996. – V. 13(4). – P. 743-750.
 39. **Котляр, В.В.** Метод частичного кодирования для расчёта фазовых формирователей мод Гаусса-Эрмита / В.В. Котляр, С.Н. Хонина, В.А. Соифер // *Автометрия*. – 1999. – № 6. – С. 74-83.
 40. **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. 065702-065708.
 41. **Kogelnik, H.** Laser beams and resonators / H. Kogelnik, T. Li // *Appl. Opt.* – 1966. – V. 5(10). – P. 1550-1567.

References

1. Zhan, Qiwen Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – 1. – P.1–57.
2. 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. K.S. Youngworth and T.G. Brown, “Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams,” *Opt. Express* 7, 77–87 (2000).
4. R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, “Sharper focus for a radially polarized light beam,” *Phys. Rev. Lett.* 91, 233901 (2003).

5. Y. Kozawa and S. Sato, Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams, *Journal of Optical Society of America A*, 24, 1793 (2007).
6. Lianzhou Rao, Jixiong Pu, Zhiyang Chen, Pu Ye, Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens, *Optics & Laser Technology* 41 (2009) 241–246.
7. V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Modeling sharp focus radially-polarized laser mode with conical and binary microaxicons, *Computer Optics* 33(1) 52–60 (2009). – (in Russian).
8. B. Sick, B. Hecht, and L. Novotny, “Orientational imaging of single molecules by annular illumination,” *Phys. Rev. Lett.*, 85, 4482–4485 (2000).
9. L. Novotny, M.R. Beversluis, K.S. Youngworth, and T.G. Brown, “Longitudinal field modes probed by single molecules,” *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5251–5254 (2001).
10. Qiwen Zhan and James R. Leger, Focus shaping using cylindrical vector beams, *Opt. Express* 10(7) 324–331 (2002).
11. H. Kawauchi, K. Yonezawa, Y. Kozawa and S. Sato, Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam, *Optics Letters*, 32, 1839 (2007).
12. Romea R.D. and Kimura W.D. Modeling of inverse Cherenkov laser acceleration with axicon laser beam focusing, *Physical Review D*, 1990, v.42, n.5, p.1807.
13. Devki Nandan Gupta, Niti Kant, Dong Eon Kim, Hyyong Suk, Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser, *Physics Letters A* 368 (2007) 402–407.
14. V.G. Niziev, A.V. Nesterov Influence of Beam Polarization on Laser Cutting Efficiency *Journal of Physics D Appl. Phys.* V.32, (1999), p. 1455–1461.
15. Krishnan Venkatakrishnan and Bo Tan, Interconnect microvia drilling with a radially polarized laser beam, *J. Micromech. Microeng.* 16 (2006) 2603–2607.
16. Yaniv Yirmiyahu, Avi Niv, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman, Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic sub-wavelength structures, *Opt. Express* 15(20) 13404–13414 (2007).
17. Yuichi Kozawa and Shunichi Sato, Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism, *Opt. Lett.* 30(22) 3063–3065 (2005).
18. Hikaru Kawauchi, Yuichi Kozawa, Shunichi Sato, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami, Simultaneous generation of helical beams with linear and radial polarization by use of a segmented half-wave plate, *Opt. Lett.* 33(4) 399–401 (2008).
19. 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).
20. Ze’ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman, Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings, *Opt. Lett.* 27(5) 285–287 (2002).
21. K. Yonezawa, Y. Kozawa, and S. Sato, Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal, *Opt. Lett.* 31(14) 2151–2153 (2006).
22. K. Yonezawa, Y. Kozawa, and S. Sato, Compact Laser with Radial Polarization Using Birefringent Laser Medium, *Jpn. J. Appl. Phys.* 46(8A) 5160–5163 (2007).
23. Yuichi Kozawa, Shunichi Sato, Takashi Sato, Yoshihiko Inoue, Yasuo Ohtera, and Shojiro Kawakami, Cylindrical Vector Laser Beam Generated by the Use of a Photonic Crystal Mirror, *Applied Physics Express* 1, 022008 (2008).
24. S.C. Tidwell, D.H. Ford, and W.D. Kimura, “Generating radially polarized beams interferometrically,” *Applied Optics*, 29, 2234–2239 (1990).
25. K. Youngworth and T. Brown, “Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams,” *Opt. Express*, 7, 77–87, (2000).
26. Nicolas Passilly, Renaud de Saint Denis, and Kamel Aït-Ameur, François Treussart, Roland Hierle, and Jean-François Roch, Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam, *J. Opt. Soc. Am. A* 22(5) 984–991 (2005).
27. D.P. Biss, K.S. Youngworth, and T.G. Brown, “Dark-field imaging with cylindrical-vector beams,” *Appl. Opt.*, 45, 470–479 (2006).
28. G. Volpe, D. Petrov, Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams, *Opt. Comm.* 237, 89–95 (2004).
29. Toru Hirayama, Yuichi Kozawa, Takahiro Nakamura and Shunichi Sato, Generation of a cylindrically symmetric, polarized laser beam with narrow linewidth and fine tunability, *Opt. Express*, 14(26) 12839–12845 (2006).
30. J.A. Davis, D.E. McNamara, D.M. Cottrell and T. Sonehara, “Two dimensional polarization encoding with a phase only liquid-crystal spatial light modulator,” *Appl. Opt.*, 39, 1549–15541 (2000).
31. Mark A.A. Neil, Farnaz Massoumian, Rimvydas Juškaitis and Tony Wilson, Method for the generation of arbitrary complex vector wave fronts, *Opt. Lett.* 27(21) 1929–1931 (2002).
32. C. Kohler, T. Haist, X. Schwab and W. Osten, Hologram optimization for SLM-based reconstruction with regard to polarization effects, *Opt. Express* 16(19) 14853–14861 (2008).
33. Karpeev S.V., Khonina S.N., The optical scheme for universal generation and conversion of nonuniform polarized laser beams by means of DOEs, *Computer Optics*, 33(3), 261–267 (2009). – (in Russian)
34. Khonina S.N., Karpeev S.V., Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams, *Applied Optics*, 49(10), 1734–1738 (2010)
35. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, Diffractive optical elements matched with Gauss-Laguerre modes, *Computer Optics*, 17, 25–31 (1997). – (in Russian).
36. S.N. Khonina, Formation of Gauss-Hermite modes by means of binary DOEs. II. Optimisation of aperture function, *Computer Optics*, 18, 28–36 (1998). – (in Russian).
37. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Laakkonen P., Turunen J., Gauss-Laguerre modes with different indices in prescribed diffraction orders of a diffractive phase element, *Optics Communications*, 175, 301–308 (2000)
38. Friberg A.T., Stationary-phase analysis of generalized axicons *J. Opt. Soc. Am. A* 13(4) 743–750 (1996)
39. Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A., Method of partial coding for calculation of phase formers of Gauss-Hermite modes, *Avtometriya*, 6, 74–83 (1999). – (in Russian).
40. Khonina S.N., Balalayev S.A., Skidanov R.V., Kotlyar V.V., Paivanranta B., Turunen J., Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 11 (2009) 065702 (7pp)
41. H. Kogelnik and T. Li, “Laser beams and resonators,” *Appl. Opt.* 5 (10), 1550–1567 (1966).

SIMPLE TECHNIQUE OF GENERATION INHOMOGENEOUSLY POLARIZED LASER BEAMS BY MEANS OF DOES

S.V. Karpeev, S.N. Khonina

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

Abstract

Simple updating developed before optical system for generation of the inhomogeneously polarized laser beams, based on application of DOEs with carrier frequency, is offered. Reduction of sizes and weights of optical system, decrease in losses of light energy, and also reduction of number arranged parameters and simplification of adjustment is reached due to exception of lenses in the optical scheme. Advantages of the previous version of system, namely universality and simplicity of reorganization for different types of polarization are completely kept. The executed experiments have shown improvement of beam formation quality.

Key words: inhomogeneously polarized beams, radial and azimuthal polarization, coherent superposition, diffractive optical elements, carrier frequency.

Сведения об авторах:



Карпеев Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, 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 the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing.



Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Области научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений. E-mail: khonina@smr.ru

Svetlana Nikolaevna Khonina Doctor of Physics & Math; Professor of the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov; Leading researcher at 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.

В редакцию поступила 27.01.2011г.