

ГЕНЕРАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДОЭ

© 2011 С.Н. Хонина^{1,2}, С.В. Карпеев^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

² Самарский государственный аэрокосмический университет

Поступила в редакцию 10.03.2011

Рассмотрена модификация разработанной ранее оптической системы для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения, основанная на применении ДОЭ с не-сущей частотой. Уменьшение габаритов и веса оптической системы, снижение потерь световой энергии, а также уменьшение числа согласуемых параметров и упрощение настройки достигнуто за счет исключения из оптической схемы линз. Полностью сохраняются все функции предыдущей версии системы, а именно универсальность и простота перестройки на разные типы поляризаций. Проведенные эксперименты показали улучшение качества формирования пучков. Для получения цилиндрических пучков высокого порядка мода низкого порядка на выходе поляризационно-модового сумматора дополнительно преобразовывается с помощью ДОЭ, действующего в нулевом порядке дифракции и вносящего радиальные фазовые изменения.

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

ВВЕДЕНИЕ

Последнее время все большее внимание исследователей привлекают лазерные пучки с поляризационно-неоднородным распределением. 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 так называемые цилиндрические (с аксиальной симметрией) векторные пучки, которые имеют множество приложений, включая микроскопию, литографию, ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию [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 [2-4], для оптического захвата и трехмерного ориентирования молекул [5, 6], а также для ускорения электронов [7].

По сравнению с обычной (линейной или круговой) поляризацией радиально-поляризованный пучок имеет удвоенную эффективность при резке металлов [8], также высокий уровень поглощения, характерный для этого типа поляризации используется при взаимодействии лазерного излучения с плазмой [9]. 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 [10].

Известны различные схемы генерации аксиально-поляризованных пучков, использующие специальные устройства как внутри резонаторов, так и вне. Главным преимуществом внерезонаторных методов является универсальность.

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 [11, 12] известны схемы с использованием маломодовых оптических волокон [13, 14] и нематических жидкокристалличес-

Хонина Светлана Николаевна, ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук, профессор.

E-mail: khonina@smr.ru.

Карпеев Сергей Владимирович, ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук, профессор.

E-mail: karp@smr.ru

ких пространственных модуляторов света [15-17].

Интерференционные методы основаны на использовании в качестве входного излучения одной моды, полученной, как правило, внутрирезонаторным 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. [11, 12].

При использовании оптических волокон обычно возбуждается целая группа мод и чтобы выделить какую-то одну из них необходимо подавать на вход волокна излучение с определенной поляризацией, специальным образом сдавливать волокно или изменять его длину с высокой точностью [13, 14]. Все это не лучшим образом сказывается на эффективности и "чистоте" поляризационного состояния выходного пучка.

Применение же жидкокристаллических дисплеев при всей универсальности [15-17] 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) дает 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 [18, 19] предложена и экспериментально апробирована новая оптическая схема для суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи дифракционной решетки, используемой в качестве фильтра в двухкаскадной системе с одновременным Фурье-преобразованием исходных полей. Модовые пучки формируются с помощью ДОЭ, аналогичных рассмотренным в [20, 21], а изменение поляризации на ортогональную выполняется установкой полуволновой пластинки на пути одного из пучков.

Однако предложенное в [18, 19] устройство имеет большие габариты и вес за счет наличия двух оптических Фурье-каскадов, причем фокусные расстояния линз, расстояние между суммируемыми модами и период дифракционной решетки 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 рассмотрена более компактная модификация универсального модово-поляризационного сумматора за счет использования ДОЭ, кодированных с несущей частотой [22, 23]. В этом случае комплексные распределения в симметричных порядках дифракции складываются на некотором расстоянии от плоскости ДОЭ, позволяя исключить из оптической схемы линзы.

В данной работе рассмотрены возможности новой оптической схемы для формирования лазерных модовых пучков высокого порядка с различной поляризацией, включая радиальную и азимутальную.

Амплитудно-фазовые распределения, пропорциональные радиально-симметричным модам Лагерра-Гаусса с радиальной поляризацией были использованы в работе [4] для острой фокусировки излучения в фокальное пятно, меньшее дифракционного предела и реализации сверхразрешения. Генерация радиально-поляризованных мод высокого порядка возможна с использованием специальных устройств в лазерных резонаторах, таких как поляризационно-селективная зеркальная решетка [24], коническая призма Брюстера [25] или двулучепреломляющий кристалл [26].

Однако для достижения оптимальных характеристик при фокусировке излучения высокоапертурными системами, радиусы фазовых скачков на π радиан рассчитываются специальным образом [1], и они могут не совпадать с радиусами колец мод Лагерра-Гаусса. Внести фазовые изменения, распределенные по радиусу необходимым образом, проще всего с помощью бинарного фазового ДОЭ, что и осуществлено экспериментально в данной работе.

Использование ДОЭ для формирования лазерных полей обеспечивает простоту и универсальность конвертации: методами дифракционной оптики можно выполнять преобразования одних комплексных распределений в другие с помощью одного тонкого оптического элемента.

1. ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СУММАТОРА НА ОСНОВЕ МНОГОПОРЯДКОВЫХ ДОЭ

Уменьшение габаритов и веса оптической системы, предложенной в [18], а также снижение потерь световой энергии возможно за счет исключения из оптической схемы линз. Также это даст уменьшение числа согласуемых пара-

метров, 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 кодированных с несущей частотой оптических элементов [22, 23]. Такие ДОЭ 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 решетки с таким же углом дифракции первого порядка, как и у пучков сформированных мод. Оптическая схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

Лазерный источник оптического излучения с линейной поляризацией освещает кодированные несущей частотой ДОЭ КД1 и КД2, причем плоскости поляризации излучения формируемых мод получают взаимно ортогональными за счет пластинки в полволны ПП, расположенной перед одним из элементов. Каждый кодированный ДОЭ формирует моду в +1-ом и -1-ом порядках дифракции, которые распространяются под углами $\pm\theta$, определяемыми несущей частотой. Моды, сформированные в +1-ом порядке дифракции одного элемента и в -1-ом порядке дифракции другого элемента, распространяются в сходящихся направлениях и попадают на дифракционную решетку ДР как показано на рис.1. Решетка ДР должна быть расположена в плоскости, проходящей через точку пересечения оптических осей мод, сформированных в +1-ом порядке дифракции одного ДОЭ и в -1-ом порядке дифракции другого ДОЭ для обеспечения совпадения оптических осей суммируемых мод. Излучение каждой из данных мод, прошедшее дифракционную решетку, в свою очередь разделяется на дифракционные порядки, причем если период дифракционной решетки сделать равным периодом несущих частот голограмм, то +1-й дифракционный

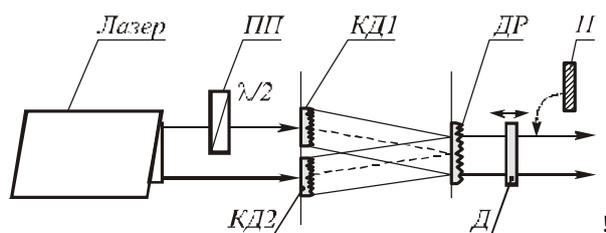


Рис. 1. Схема упрощенного когерентного суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи многопорядковых ДОЭ и дифракционной решетки

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

Установка волновых пластинок на пути формирования одного из модовых пучков, в частности, как показано на рис. 1, позволяет выполнить сложение пучков с ортогональными поляризациями.

При различных значениях коэффициента и участвующих в суперпозициях модах формируются различные типы поляризаций, в основном смешанные, но можно получить радиальную и азимутальную [18, 19]. Проще всего производится кольцевое распределение из мод Эрмита-Гаусса (0,1) и (1,0). Поле на выходе поляризационно-модового сумматора можно дополнительно преобразовать с помощью ДОЭ, действующего в нулевом порядке дифракции, например, простого фазового преобразователя, который отмечен на рис. 1 как Д. В этом случае моды высшего порядка с радиальной (или азимутальной) поляризацией формируются за счет радиальных фазовых изменений.

2. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ДЕЙСТВИЯ СХЕМЫ КОГЕРЕНТНОГО СУММИРОВАНИЯ, ОСНОВАННОГО НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОПОРЯДКОВЫХ ДОЭ

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:

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

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

Интеграл (2) можно вычислить методом стационарной фазы с достаточно хорошей точностью [27]. 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 произойдет сложение S_1 и S_5 :

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

При различных значениях коэффициента и участвующих в суперпозициях модах формиру-

ются различные типы поляризаций, в основном смешанные, но можно получить радиальную и азимутальную [18, 19].

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

Расстояние установки дифракционной решетки определяется периодом решетки и расстоянием между ДОЭ, формирующими модовые пучки:

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

Аккуратно выполнить размещение ДОЭ на входе можно при записи их на одной подложке. В этом случае совмещение пучков в плоскости (8) осуществляется с высокой точностью без кропотливой юстировки. Остается лишь точно выставить подложку с ДОЭ так, чтобы прямая, соединяющая их центры была перпендикулярна штрихам дифракционной решетки. 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 решетки, период которых на один – два порядка больше d , и соответственно, на порядок снижаются требования к точности юстировки соответствующего элемента.

2. СИНТЕЗ ДОЭ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО МОДОВОГО СЛОЖЕНИЯ

Для расчета фазовых ДОЭ, формирующих модовые пучки Эрмита-Гаусса (ЭГ), модулированные высокочастотной функцией, был использован метод частичного кодирования [28, 29].

На рис. 2а показана фаза ДОЭ, предназначенного формировать пару мод ЭГ 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 приведен вид подложки, на которой располагаются два фазовых ДОЭ, формирующих моды ЭГ 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



Рис. 2. Формирование мод ЭГ (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

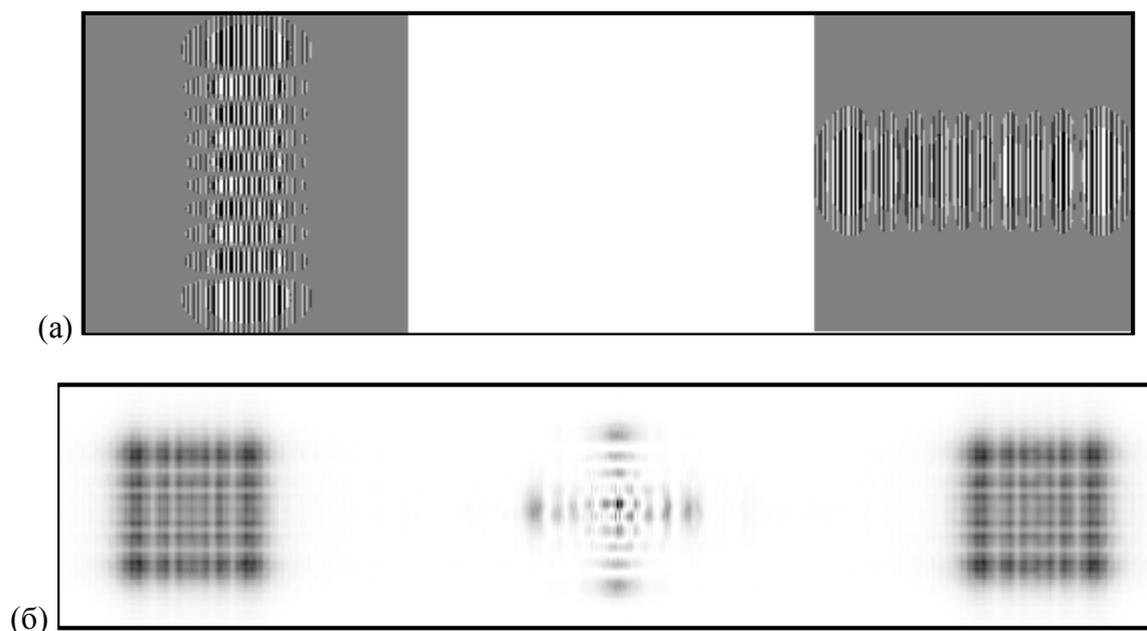


Рис. 3. Моделирование схемы когерентного сложения двух мод ЭГ (0,9) и (9,0): а – вид фазы двух ДОЭ, расположенных на одной подложке, б – распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии $z=250$ мм от плоскости ДОЭ

друга в плоскости, находящейся на расстоянии (7) от ДОЭ в соответствии с выражением (4).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МОДОВОГО СЛОЖЕНИЯ

Рассмотрим поляризационную суперпозицию для фундаментальной моды ЭГ:

$$HG_{0,0}(x, y) = \frac{1}{\sigma} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}\right], \quad (9)$$

где σ – радиус перетяжки гауссового пучка.

В этом случае в (7) модовые распределения $\Psi_1(x, y)$ и $\Psi_2(x, y)$ равны (9):

$$\begin{aligned} S_0(x, y, c) &= HG_{0,0}(x, y) [\mathbf{e}_x + c\mathbf{e}_y] = \\ &= HG_{0,0}(x, y) [\mathbf{e}_r \cos \varphi - \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi] + c [\mathbf{e}_r \sin \varphi + \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi] = \\ &= HG_{0,0}(x, y) [\mathbf{e}_r (\cos \varphi + c \sin \varphi) + \mathbf{e}_\varphi (c \cos \varphi - \sin \varphi)]. \end{aligned}$$

Для произвольных значений комплексного коэффициента будет формироваться смешанная поляризация, однако случай $c = \pm i$ представляет определенный интерес:

$$\begin{aligned} S_0(x, y, i) &= HG_{0,0}(x, y) [\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y] = \\ &= HG_{0,0}(x, y) \exp(i\varphi) [\mathbf{e}_r + i\mathbf{e}_\varphi], \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_0(x, y, -i) &= HG_{0,0}(x, y) [\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y] = \\ &= HG_{0,0}(x, y) \exp(-i\varphi) [\mathbf{e}_r - i\mathbf{e}_\varphi]. \quad (11) \end{aligned}$$

Выражения (10) и (11) соответствуют круговой “+”- и “-”-поляризации, которые также несложно использовать в схеме предлагаемого поляризационного сумматора, т.к. они реализуются с помощью волновых пластинок.

При компенсации соответствующих фазовых вихрей и сложении (10) и (11) можно получить фундаментальную гауссову моду либо с радиальной ($c = 1$), либо с азимутальной поляризацией ($c = -1$):

$$\exp(-i\varphi)S_0(x, y, i) + c \exp(i\varphi)S_0(x, y, -i) = HG_{0,0}(x, y) \left[(\mathbf{e}_r + i\mathbf{e}_\varphi) + c(\mathbf{e}_r - i\mathbf{e}_\varphi) \right]. \quad (12)$$

Для этого в поляризационно-модовом сумматоре в качестве КД1 и КД2 нужно использовать одинаковые бинарные ДОЭ, производящие в ±1-ом порядках дифракции вихревые пучки противоположного знака [30].

Наиболее часто используемой [31] является поляризационная суперпозиция для мод ЭГ первого порядка:

$$HG_{1,0}(x, y) = \frac{x}{\sigma} \cdot HG_{0,0}(x, y),$$

$$HG_{0,1}(x, y) = \frac{y}{\sigma} \cdot HG_{0,0}(x, y). \quad (13)$$

Сложение их с ортогональными линейными поляризациями приводит к следующим распределениям:

$$S_{lx}(x, y, c) = HG_{1,0}(x, y)\mathbf{e}_x + cHG_{0,1}(x, y)\mathbf{e}_y = HG_{0,0}(x, y) [x\mathbf{e}_x + cy\mathbf{e}_y] = HG_{0,0}(x, y) \left[\mathbf{e}_r (x\cos\varphi + cy\sin\varphi) + \mathbf{e}_\varphi (cy\cos\varphi - x\sin\varphi) \right] = HG_{0,0}(x, y) \cdot r \cdot \left[\mathbf{e}_r (\cos^2\varphi + c\sin^2\varphi) + \mathbf{e}_\varphi \sin\varphi\cos\varphi(c-1) \right]. \quad (14)$$

$$S_{ly}(x, y, c) = HG_{0,1}(x, y)\mathbf{e}_x + cHG_{1,0}(x, y)\mathbf{e}_y = HG_{0,0}(x, y) [y\mathbf{e}_x + cx\mathbf{e}_y] = HG_{0,0}(x, y) \cdot r \cdot \left[\mathbf{e}_r \sin\varphi\cos\varphi(1+c) + \mathbf{e}_\varphi (\alpha\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) \right]. \quad (15)$$

В распределении (14) при $c = 1$ получается радиально-поляризованное распределение, соответствующее радиальной составляющей моды Лагерра-Гаусса (ЛГ):

$$LG_{0,1}(r) = \frac{r}{\sigma} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (16)$$

В полной моде ЛГ (0,1) должна еще присутствовать вихревая угловая компонента $\exp(i\varphi)$. В данном случае она компенсируется при поляризационном суммировании и ее отсутствие является полезным при острой фокусировке [32].

Такое же распределение, но с азимутальной поляризацией получается в (15) при $c = -1$.

Для мод ЭГ более высоких порядков выражения поляризационно-модового сложения будут включать более высокие степени синусов и косинусов. В этом случае получить чистую радиальную или азимутальную поляризацию с помощью только двух мод ЭГ не удастся.

На рис. 4 показаны амплитуды компонент и

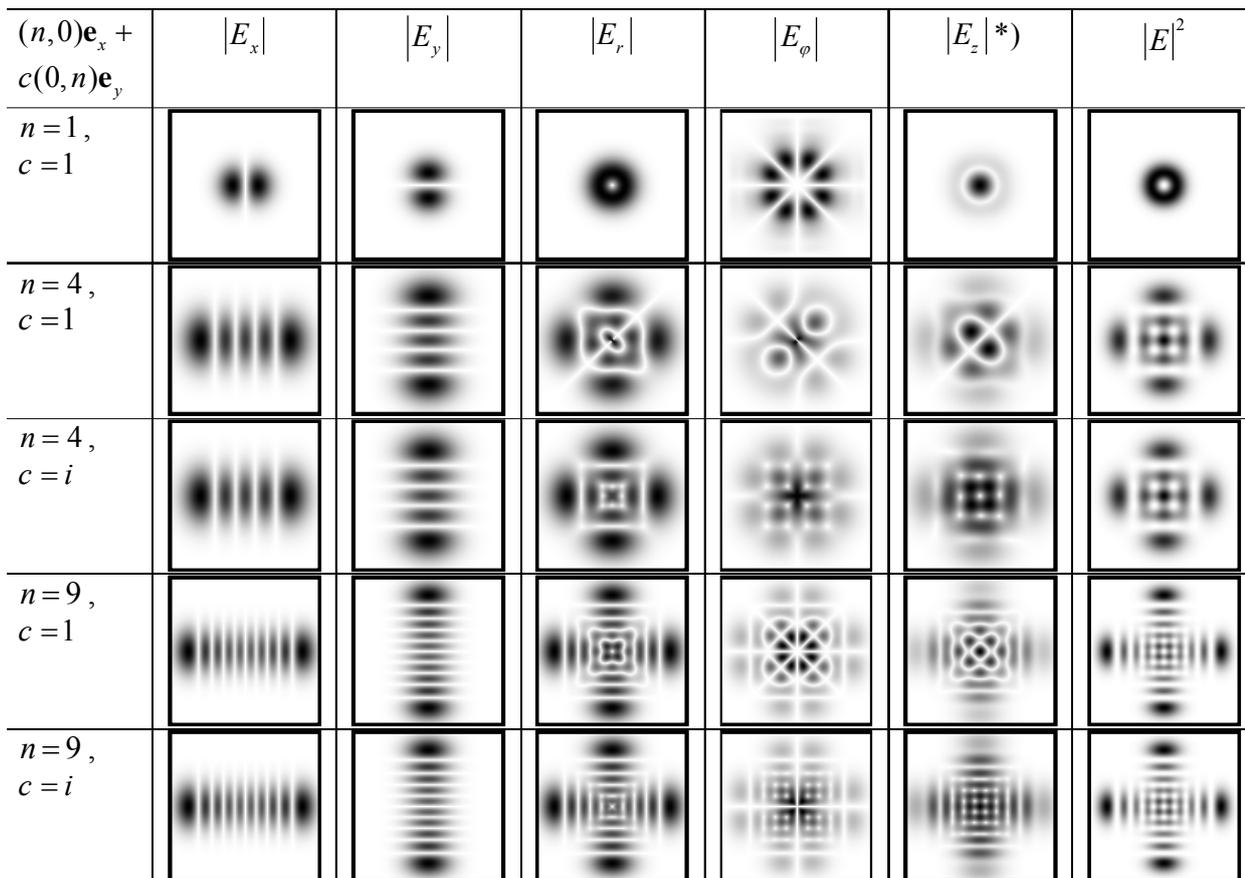


Рис. 4. Амплитуды компонент и общая интенсивность (негатив) комплексного распределения полей, полученных при поляризационно-модовом сложении мод ЭГ с индексами (n,0) и (0,n) при n=1, 4, 9 в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f=100 мм. *) значения продольной компоненты на два порядка меньше поперечных

общая интенсивность (в негативе) комплексного распределения полей, полученных при поляризационно-модовом сложении мод ЭГ с индексами $(n,0)$ и $(0,n)$ при $n=1, 4, 9$ в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $f=100$ мм. Размер полей до фокусировки составлял 2 мм \times 2 мм, радиус перетяжки $\sigma = 0,3$ мм для $n=1$, $\sigma = 0,2$ мм для $n=4$ и $n=9$. Картины в фокальной плоскости на рис. 1 имеют размер 0,4 мм \times 0,4 мм.

Для суперпозиции $HG_{1,0}(x,y)e_x + HG_{0,1}(x,y)e_y$ абсолютные значения азимутальной и продольной компонент на два порядка меньше радиальной, что видно из общего распределения интенсивности, которое практически совпадает с радиальной компонентой.

Для суперпозиции $HG_{4,0}(x,y)e_x + HG_{0,4}(x,y)e_y$ формируется поле со смешанной поляризацией в центральной части, а вне центральной части основной вклад имеет радиальная компонента. Аналогичная ситуация для суперпозиции $HG_{9,0}(x,y)e_x + iHG_{0,9}(x,y)e_y$. Интересно, что при этом продольная компонента является практически негативом общей интенсивности. Заметим также, что вклад этой компоненты в общую интенсивность будет существенно больше (сравним и даже выше вклада поперечных компонент) при острой фокусировке, т.е. при использовании фокусирующих систем с высокой числовой апертурой.

Для суперпозиций $HG_{9,0}(x,y)e_x + cHG_{0,9}(x,y)e_y$ также в периферийной части основным является вклад радиальной компоненты, но в отличие от четных индексов, для продольной компоненты, которая в острой фокусировке играет важную роль, в центре формируется световое пятно. В общей интенсивности в центре световая энергия отсутствует из-за слабой фокусировки.

Получить цилиндрические пучки высокого порядка с чистой радиальной или азимутальной поляризацией можно на основе выражения (12), если вместо фундаментальной гауссовой моды использовать необходимое радиальное распределение, дополнительно закодированное в ДОЭ, производящем в ± 1 -ом дифракционных порядках вихревые пучки противоположного знака.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ПУЧКОВ

Точное соответствие частоты дифракционной решетки несущим частотам цифровых голограмм достигается за счет того, что как цифровые голограммы, так и дифракционная решетка 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 ЭГ с индексами $(0,n)$ и $(n,0)$ при $n=1, 4, 9$ (см. рис. 5).

Запись выполнялась при помощи кругового лазерного записывающего устройства CLVS-200. Каждый ДОЭ имел размер 2 \times 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 решетка.

В оптической схеме, представленной на рис. 1, в качестве лазерного источника 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 [18], для получения сравнимых результатов.

На рис. 6 показаны результаты экспериментального когерентного сложения мод ЭГ $(0,4)$ и $(4,0)$ (рис. 6а,б) и мод ЭГ $(0,9)$ и $(9,0)$ (рис. 6в,г) с различными коэффициентами с использованием оптической схемы, приведенной на рис. 1.

Внесение волновой пластинки на пути одного из модовых пучков позволяет выполнить поляризационно-модовое сложение. Для мод ЭГ $(0,1)$ и $(1,0)$ используемая схема позволяет легко получать лазерные пучки с радиальной и азимутальной поляризацией, которые соответствуют моде ЛГ $(0,1)$ без вихревой составляющей [31, 18, 19] (см. рис. 7). Получить ЛГ моды более высоких радиальных порядков, т.е. $(n,0)$, с помощью рассматриваемой схемы проблематично, т.к. в этом случае в суперпозиции участвует более двух мод ЭГ.

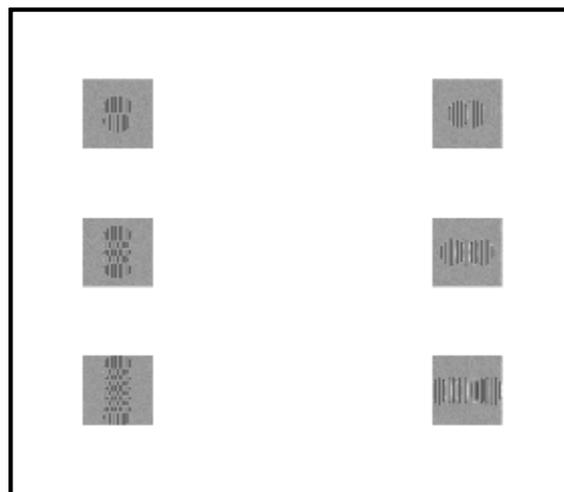


Рис. 5. Вид подложки с тремя парами ДОЭ, формирующими моды ЭГ с индексами $(0,n)$ и $(n,0)$ при $n=1, 4, 9$

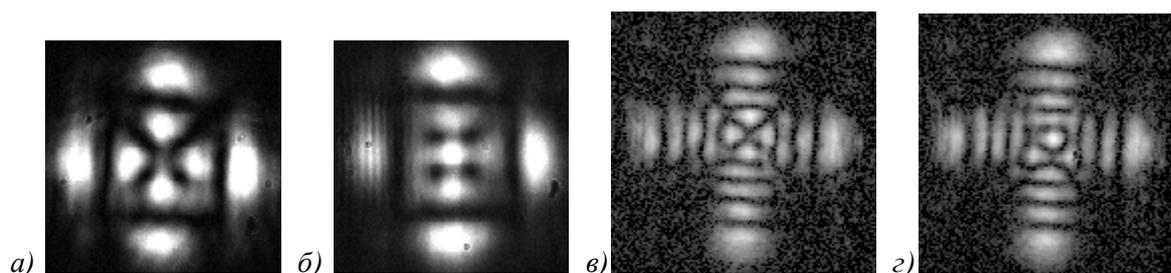


Рис. 6. Результаты экспериментального когерентного сложения мод с различными коэффициентами с использованием оптической схемы, приведенной на рис. 1: а, б – для мод ЭГ (0,4) и (4,0); в, г – для мод ЭГ (0,9) и (9,0)

Однако цилиндрический пучок низкого порядка, полученный на выходе поляризационно-модового сумматора можно дополнительно преобразовать с помощью ДОЭ, вносящего фазовые изменения. В данной работе с помощью фазового кольцевого ДОЭ, действующего в нулевом порядке дифракции (см. рис. 8а) мода ЛГ (0,1) преобразована в пучок высшего порядка с радиальной поляризацией. Такой пучок может быть полезен в задаче острой фокусировки и сверхразрешения. Распределения на рис. 8б и 8в соответствуют внесению радиальных фазовых изменений на расстоянии 200 мм и 400 мм от плоскости формирования однокольцевого радиального пучка (рис. 7).

Полученные результаты при отсутствии анализатора в оптической схеме и его различных положениях приведены на рис. 7-9.

Сравнение с полученными ранее в [18] результатами показывает более высокое качество формирования мод, и, соответственно более вы-

сокое 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-амплитудных голограмм, общая энергетическая эффективность оказывается сравнимой с [18] 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 [18]. Это связано, очевидно, с возможностью частичной компенсации расходимости освещающего пучка в [18] за счет 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, отраженных от

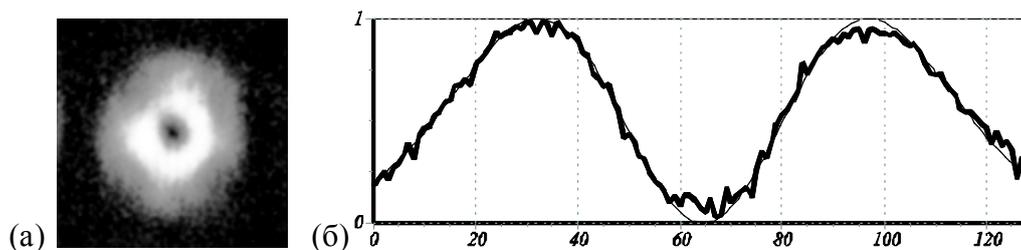


Рис. 7. Распределение интенсивности на выходе оптической схемы для мод ЭГ (0,1) и (1,0): (а) экспериментальная картина и (б) сравнительное продольное сечение – экспериментально полученное (толстая линия) и теоретическое (тонкая линия)

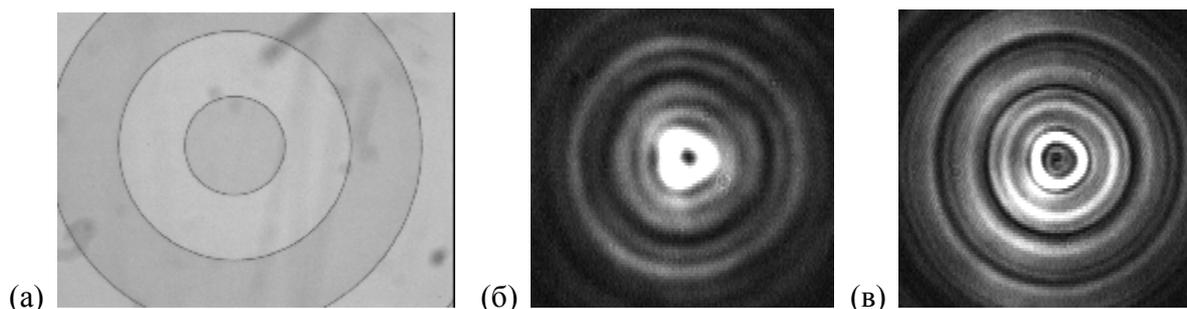


Рис. 8. Вид (а) кольцевого фазового преобразователя низшей моды в пучок высшего порядка и его действие на пучок, показанный на рис. 7, на расстоянии (б) 200 мм и (в) 400 мм

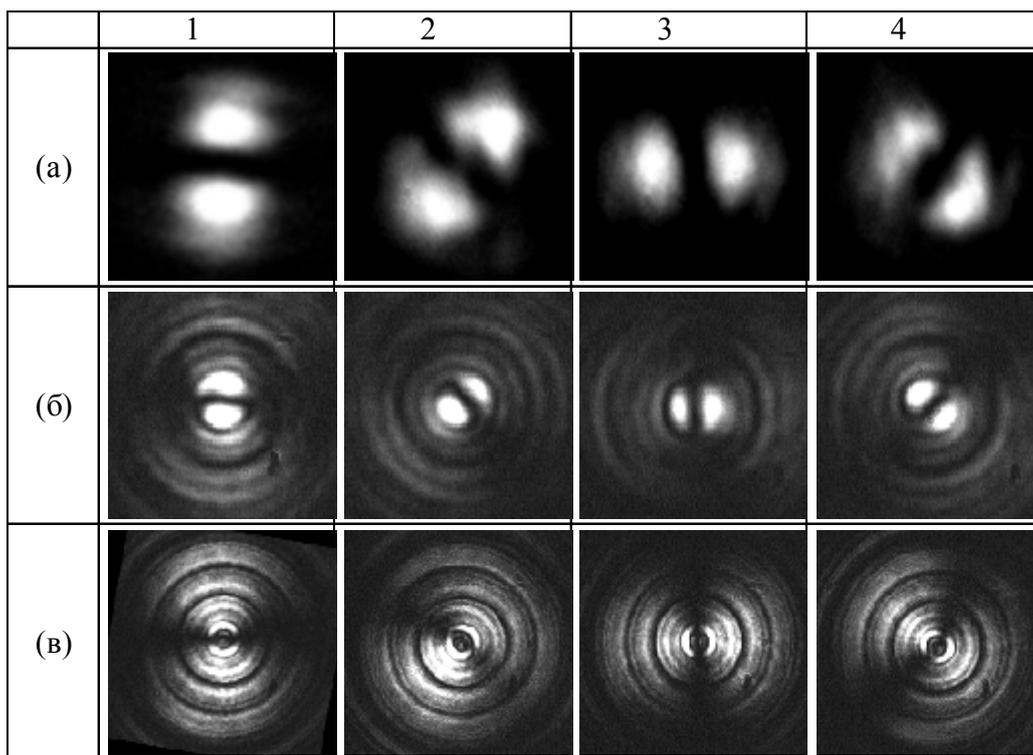


Рис. 9. Распределения интенсивности (негатив) на выходе оптической схемы при различных положениях анализатора (1 – вертикальное расположение, 2 – повернутое вправо на 45° , 3 – горизонтальное положение, 4 – повернутое влево на 45°) для радиально-поляризованного пучка (а) ЛГ (1,0), полученного суперпозиций изначально линейно-поляризованных мод ЭГ (0,1) и (1,0) и (б), (в) преобразованного на выходе сумматора с помощью кольцевого ДОЭ

поверхностей наклонной плоскопараллельной пластины, никаких проблем, связанных с расходимостью освещающего пучка не возникает.

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

Для мод ЭГ (0,1) и (1,0) используемая схема позволяет легко получать однокольцевые лазерные пучки с радиальной и азимутальной поляризацией, которые соответствуют моде ЛГ (0,1) без вихревой составляющей. С помощью фазового кольцевого ДОЭ, действующего в нулевом порядке дифракции мода ЛГ (0,1) была экспериментально преобразована в пучок высшего порядка с радиальной поляризацией. Такой пучок может быть полезен в задаче острой фокусировки и сверхразрешения.

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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // *Advances in Optics and Photonics*. 2009. 1. P.1–57.
2. Youngworth K.S. and Brown T.G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams // *Opt. Express*. 2000. V.7. P.77–87.
3. DomR., QuabisS., Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V.91. P.233901.
4. Kozawa Y. and Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams // *Journal of Optical Society of America A*. 2007. V.24. P.1793.
5. Sick B., Hecht B., Novotny L. Orientational imaging of single molecules by annular illumination // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V.85. P.4482-4485.
6. Novotny L., Beversluis M.R., YoungworthK.S., Brown T.G. Longitudinal field modes probed by single molecules // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V.86. P.5251-5254.
7. Gupta D.N., Kant N., Kim D.E., Suk H. Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser

- // Physics Letters A. 2007. V.368. P.402–407.
8. *Niziev V.G., Nesterov A.V.* Influence of Beam Polarization on Laser Cutting Efficiency // Journal of Physics D. 1999. V.32. P.1455-1461.
 9. *Venkatakrishnan K. and Tan B.* Interconnect microvia drilling with a radially polarized laser beam // J. Micromech. Microeng. 2006. V.16. P.2603–2607.
 10. *Yirmiyahu Y., Niv A., Biener G., Kleiner V., Hasman E.* Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures // Opt. Express. 2007. V.15(20). P.13404-13414.
 11. *Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D.* Generating radially polarized beams interferometrically // Applied Optics. 1990. V.29. P.2234–2239.
 12. *Passilly N., Saint Denis R. de, 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. V.22(5). P.984-991.
 13. *Volpe G., Petrov D.* Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams // Opt. Comm. 2004. V.237. P.89-95.
 14. *Hirayama T., Kozawa Y., Nakamura T., Sato S.* Generation of a cylindrically symmetric, polarized laser beam with narrow linewidth and fine tunability // Opt. Express. 2006. V.14(26). P.12839-12845.
 15. *Davis J.A., McNamara D.E., Cottrell D.M., Sonehara T.* Two dimensional polarization encoding with a phase only liquid-crystal spatial light modulator // Appl. Opt. 2000. V.39. P.1549–15541.
 16. *Neil M.A.A., Massoumian F., Juskaitis R., Wilson T.* Method for the generation of arbitrary complex vector wave fronts // Opt. Lett. 2002. V.27(21). P.1929-1931.
 17. *Kohler C., Haist T., Schwab X., Osten W.* Hologram optimization for SLM-based reconstruction with regard to polarization effects // Opt. Express. 2008. V.16(19). P.14853-14861.
 18. *Карпеев С.В., Хонина С.Н.* Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризованно-неоднородного лазерного излучения с использованием ДОЭ // Компьютерная оптика. 2009. т.33(3). С.261-267.
 19. *Khonina S.N., Karpeev S.V.* Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams // Applied Optics. 2010. V.49(10). P. 1734-1738.
 20. *Хонина С.Н., Котляр В.В., Сойфер В.А.* Дифракционные оптические элементы, согласованные с модами Гаусса-Лагерра // Компьютерная оптика. 1997. Вып.17. С.25-31.
 21. *Хонина С.Н.* Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОЭ. II. Оптимизация апертурной функции // Компьютерная оптика. 1998. Вып.18. С.28-36.
 22. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Lautanen J., Honkanen M., Turunen J.* Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE // Optik, 110 (3), 137-144 (1999)
 23. Дифракционная компьютерная оптика [под ред. В.А. Сойфера]. М., Физматлит, 2007. 736 с.
 24. *Moser T., Glur H., Romano V., Pigeon F., Parriaux O., Ahmed M. A., Graf T.* Polarization-selective grating mirrors used in the generation of radial polarization // Appl. Phys. B 80, 707–713 (2005).
 25. *Kozawa Y., Sato S.* Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism // Opt. Lett. 30, 3063-3065 (2005).
 26. *Yonezawa K., Kozawa Y., Sato S.* Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal // Opt. Lett. 31, 2151-2153 (2006).
 27. *Friberg A. T.* Stationary-phase analysis of generalized axicons // J. Opt. Soc. Am. A 13(4) 743-750 (1996)
 28. *Котляр В.В., Хонина С.Н., Сойфер В.А.* Метод частичного кодирования для расчета фазовых формирователей мод Гаусса-Эрмита // Автометрия. 1999. № 6. С. 74-83.
 29. *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. 2009. V. 11. P. 065702-065708.
 30. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Honkanen M., Lautanen J., Turunen J.* Generation of rotating Gauss-Laguerre modes with binary-phase diffractive optics // Journal of Modern Optics, 46 (2), 227-238 (1999).
 31. *Kogelnik H., Li T.* Laser beams and resonators // Appl. Opt. 1966. V.5(10). P.1550–1567.
 32. *Хонина С.Н., Вологовский С.Г.* Анализ возможности субволновой локализации света и углубления фокуса высокоапертурной фокусирующей системы при использовании вихревой фазовой функции пропускания // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. №11. С. 6-25.

GENERATION OF INHOMOGENEOUSLY POLARIZED LASER BEAMS OF HIGH ORDER BY MEANS OF DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS

© 2011 S.N. Khonina^{1,2}, S.V. Karpeev^{1,2}

¹ Image Processing Systems Institute of RAS, Samara

² Samara State Aerospace University

Updating of developed before an optical system for generation of the inhomogeneously polarized laser radiation, based on application diffractive optical elements (DOEs) with carrier frequency, is considered. 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. To produce high order cylindrical beams the low order mode on an output of the mode-polarized adder is transformed by a phase DOE, operating in the zero order of diffraction and making radial phase changes.

Keywords: inhomogeneously polarized beams, radial and azimuthal polarization, coherent superposition, diffractive optical elements, carrier frequency, high order cylindrical beams

Svetlana Khonina, Leading Researcher, Doctor of Physics and Mathematics, Professor. E-mail: khonina@smr.ru.

Sergei Karpeev, Leading Researcher, Doctor of Physics and Mathematics, Professor. E-mail: karp@smr.ru