

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РАДИАЛЬНО И АЗИМУТАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ С ПОМОЩЬЮ СУБВОЛНОВЫХ ДОЭ

Алексей Андреевич Ковалёв¹ (н.с. ИСОИ РАН, e-mail: alanko@smr.ru),

Антон Геннадьевич Налимов¹ (н.с. ИСОИ РАН, e-mail: anton@smr.ru),

Виктор Викторович Котляр² (профессор каф. ТК СГАУ, e-mail: kotlyar@smr.ru)

¹Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

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

Аннотация

Получено аналитическое выражение для составляющих вектора напряженности электрического поля для лазерных пучков с радиальной и азимутальной поляризациями, которые ранее были получены экспериментально [Appl. Opt., 1993. – Vol. 32. – No. 27. – PP. 5222-5228]. С помощью программного пакета FullWAVE, реализующего FDTD-метод решения уравнений Максвелла, промоделировано преобразование линейно поляризованного света в радиально или азимутально поляризованный свет с помощью бинарного ДОЭ, состоящего из четырех секторов субволновой дифракционной решетки, линии в которых направлены под углом 45° друг к другу. Показано, что световое поле становится радиально-поляризованным на расстоянии двух длин волн от ДОЭ.

Ключевые слова: поляризация, ДОЭ, дифракционная решетка.

Введение

Острая фокусировка лазерного пучка необходима во многих задачах, таких как микроскопия, оптическая манипуляция микрообъектами [1,2]. Для получения светового пятна малого диаметра удобно использовать радиально-поляризованный световой лазерный пучок.

Как правило, лазерное излучение имеет линейную поляризацию. Для преобразования ее в поляризацию с осевой симметрией существуют различные методы. Например, в [3] предложена оптическая схема для преобразования линейной поляризации в круговую путем сложения двух когерентных модовых пучков с помощью интерферометра Маха-Цендера. Авторы в [4] предлагают схему для преобразования поляризации лазерного пучка с использованием спиральной фазовой пластинки, так же с помощью интерферометрической оптической схемы. В [5] предложена схема, основанная на когерентном сложении модовых пучков с использованием фазовой дифракционной решетки, позволяющей менять межмодовый фазовый сдвиг без применения дополнительных элементов.

В [6-10] предложено использовать субволновые дифракционные решетки для поворота поляризации лазерного излучения. При падении поляризованного света на такую решетку поляризация поворачивается в зависимости от угла между направлением вектора поляризации падающего излучения и канавками решетки. Таким способом поляризацию падающего пучка можно повернуть от $-\pi$ до π . В [9, 10] предложены формы рельефа дифракционного оптического элемента (ДОЭ) для формирования радиально или азимутально поляризованного пучка. Однако в данных работах не проводилось строгого моделирования распространения света с помощью таких ДОЭ.

В данной работе получены аналитические выражения для радиально и азимутально поляризованного лазерного пучка, формируемого путем сложения двух когерентных гауссовых оптических вихрей с

круговой поляризацией. Показано также, что вместо гауссовых пучков можно использовать другие оптические вихри, в частности, гипергеометрические лазерные пучки, позволяющие формировать световое поле с радиальной поляризацией и комплексной амплитудой, пропорциональной функции Куммера (вырожденной гипергеометрической функции).

Кроме того, в работе проведено моделирование распространения света через ДОЭ, рассмотренный в [10], а так же через ДОЭ, состоящий из четырех секций, каждая из которой поворачивает поляризацию падающего пучка на постоянный угол. Моделирование проведено при помощи программного пакета FullWAVE (фирма RSoft, США). Для анализа поляризации светового пучка на основе данных, полученных программой FullWAVE, разработана дополнительная программа на языке программирования C++.

1. Получение радиально и азимутально поляризованных пучков с помощью оптических вихрей с эллиптической поляризацией

На основе дифракционных интегралов Рэлея-Зоммерфельда в работе [11] получены выражения для распространения в свободном пространстве Гауссова оптического вихря с эллиптической поляризацией:

$$\begin{cases} E_x(r, \varphi, 0) = B_x \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(im\varphi), \\ E_y(r, \varphi, 0) = B_y \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(im\varphi), \end{cases} \quad (1)$$

где (r, φ) – полярные координаты в начальной плоскости $z = 0$, ω – радиус перетяжки гауссова пучка, m – порядок спиральной фазовой пластинки (топологический заряд), формирующей Гауссов оптический вихрь, B_x, B_y – амплитуды составляющих гауссова пучка E_x и E_y .

В произвольной плоскости, поперечной оптической оси, на расстоянии z комплексные амплитуды определяются следующими выражениями:

$$\begin{cases}
 E_{x,y}(\rho, \theta, z) = (-i)^{m+1} \frac{B_{x,y} k z \exp(im\theta + ik\sqrt{\rho^2 + z^2})}{\rho^2 + z^2} \frac{c\sqrt{\pi}}{8p^{3/2}} \exp(-y) \left[I_{\frac{m-1}{2}}(y) - I_{\frac{m+1}{2}}(y) \right], \\
 E_z(\rho, \theta, z) = (-i)^m \frac{k}{\rho^2 + z^2} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} + im\theta) \frac{\sqrt{\pi}}{8p^{3/2}} \exp(-y) \times \\
 \times \left\{ \frac{B_x - iB_y}{2} \exp(i\theta) \left\{ (m+3-3y) \left[I_{\frac{m+1}{2}}(y) - I_{\frac{m+3}{2}}(y) \right] + y \left[I_{\frac{m-1}{2}}(y) - I_{\frac{m+5}{2}}(y) \right] \right\} - \right. \\
 \left. - \frac{B_x + iB_y}{2} \exp(-i\theta) \left\{ (m+1-3y) \left[I_{\frac{m-1}{2}}(y) - I_{\frac{m+1}{2}}(y) \right] + y \left[I_{\frac{m-3}{2}}(y) - I_{\frac{m+3}{2}}(y) \right] \right\} - \right. \\
 \left. - i(B_x \cos \theta + B_y \sin \theta) c\rho \left[I_{\frac{m-1}{2}}(y) - I_{\frac{m+1}{2}}(y) \right] \right\},
 \end{cases} \quad (2)$$

где (ρ, θ) – полярные координаты в рассматриваемой поперечной плоскости, k – волновое число,

$$p = \frac{1}{\omega^2} - \frac{ik}{2\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad c = \frac{k\rho}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad y = \frac{c^2}{8p}. \quad (3)$$

При $B_x = \pm iB_y$ Гауссов пучок имеет круговую поляризацию, а при $B_x \neq 0, B_y = 0$ – линейную.

В частности, для правой круговой поляризации $B_y = -iB_x$ при $m = 1$, после перехода к радиальной и азимутальной составляющим из (2) получится

$$\begin{cases}
 E_r(\rho, \theta, z) = \frac{-B_x k z c \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) [I_0(y) - I_1(y)], \\
 E_\phi(\rho, \theta, z) = \frac{iB_x k z c \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) [I_0(y) - I_1(y)], \\
 E_z(\rho, \theta, z) = \frac{iB_x k \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) \times \\
 \times \left\{ (2-3y + ic\rho) [I_0(y) - I_1(y)] + y [I_1(y) - I_2(y)] \right\}.
 \end{cases} \quad (4)$$

Аналогично, для левой круговой поляризации $B_y = +iB_x$ при $m = -1$, получим

$$\begin{cases}
 E_r(\rho, \theta, z) = -\frac{B_x k z c \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) [I_0(y) - I_1(y)], \\
 E_\phi(\rho, \theta, z) = \frac{-iB_x k z c \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) [I_0(y) - I_1(y)], \\
 E_z(\rho, \theta, z) = \frac{iB_x k \sqrt{\pi}}{8(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) \times \\
 \times \left\{ (2-3y + ic\rho) [I_0(y) - I_1(y)] + y [I_1(y) - I_2(y)] \right\}.
 \end{cases} \quad (5)$$

При сложении полей (4) и (5) формируется гауссов пучок с радиальной поляризацией:

$$\begin{cases}
 E_r(\rho, \theta, z) = \frac{-B_x k z c \sqrt{\pi}}{4(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) [I_0(y) - I_1(y)], \\
 E_\phi(\rho, \theta, z) = 0, \\
 E_z(\rho, \theta, z) = \frac{iB_x k \sqrt{\pi}}{4(\rho^2 + z^2) p^{3/2}} \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y) \times \\
 \times \left\{ (2-3y + ic\rho) [I_0(y) - I_1(y)] + y [I_1(y) - I_2(y)] \right\},
 \end{cases} \quad (6)$$

а при их вычитании – с азимутальной:

$$\begin{cases} E_r(\rho, \theta, z) = 0, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) = \frac{iB_x k z c \sqrt{\pi}}{4(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \exp\left(ik\sqrt{\rho^2 + z^2} - y\right) [I_0(y) - I_1(y)], \\ E_z(\rho, \theta, z) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Лазерные пучки (6) были экспериментально получены в [3].

Световые пучки (7) используются в полых металлических волноводах, так как при прохождении через них такие пучки демонстрируют минимальные потери на стенках [12].

В качестве поля в начальной плоскости $z = 0$ не обязательно использовать гауссов пучок. Если вместо (1) записать

$$\begin{cases} E_x(r, \phi, 0) = B_x A(r) \exp(im\phi), \\ E_y(r, \phi, 0) = B_y A(r) \exp(im\phi), \end{cases} \quad (8)$$

где $A(r)$ – произвольная функция от радиальной координаты, применить преобразование Рэлея-Зоммерфельда с приближением, использованным в [11], то для поперечных составляющих получатся следующие выражения:

$$\begin{cases} E_x(\rho, \theta, z) = B_x D_m(\rho, z) \exp(im\theta), \\ E_y(\rho, \theta, z) = B_y D_m(\rho, z) \exp(im\theta), \end{cases} \quad (9)$$

где

$$D_m(\rho, z) = (-i)^{m+1} \frac{kz \exp\left(ik\sqrt{\rho^2 + z^2}\right)}{\rho^2 + z^2} \times \int_0^\infty A(r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\sqrt{\rho^2 + z^2}}\right) J_m\left(\frac{kpr}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}\right) r dr. \quad (10)$$

После перехода к радиальной и азимутальной составляющим (9) примет вид:

$$\begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= \\ &= E_x(\rho, \theta, z) \cos \theta + E_y(\rho, \theta, z) \sin \theta = \\ &= (B_x \cos \theta + B_y \sin \theta) D_m(\rho, z) \exp(im\theta), \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= \\ &= -E_x(\rho, \theta, z) \sin \theta + E_y(\rho, \theta, z) \cos \theta = \\ &= (-B_x \sin \theta + B_y \cos \theta) D_m(\rho, z) \exp(im\theta). \end{aligned} \quad (11)$$

Как и в случае с гауссовым пучком, сложим два пучка: пучок (11) с правой круговой поляризацией ($B_y = -iB_x$) и $m = 1$, и пучок (11) с левой круговой поляризацией ($B_y = iB_x$) и $m = -1$. В результате получится пучок с радиальной поляризацией:

$$\begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= \\ &= B_x (\cos \theta - i \sin \theta) D_1(\rho, z) \exp(i\theta) + \\ &+ B_x (\cos \theta + i \sin \theta) D_1(\rho, z) \exp(-i\theta) = \\ &= 2B_x D_1(\rho, z), \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= \\ &= B_x (-\sin \theta - i \cos \theta) D_1(\rho, z) \exp(i\theta) + \\ &+ B_x (-\sin \theta + i \cos \theta) D_1(\rho, z) \exp(-i\theta) = \\ &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

При получении (12) использовалось свойство функций $D_m(\rho, z)$, которые равны для $m = -1$ и $m = +1$.

Аналогично, пучок с азимутальной поляризацией получается вычитанием указанных пучков (11) с круговой поляризацией:

$$\begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= \\ &= B_x (\cos \theta - i \sin \theta) D_1(\rho, z) \exp(i\theta) - \\ &- B_x (\cos \theta + i \sin \theta) D_1(\rho, z) \exp(-i\theta) = \\ &= 0, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= \\ &= B_x (-\sin \theta - i \cos \theta) D_1(\rho, z) \exp(i\theta) - \\ &- B_x (-\sin \theta + i \cos \theta) D_1(\rho, z) \exp(-i\theta) = \\ &= -2iB_x D_1(\rho, z). \end{aligned} \quad (13)$$

В качестве примера рассмотрим гипергеометрический лазерный пучок, возникающий при прохождении гауссова пучка с амплитудной степенной составляющей через винтовой логарифмический аксикон с параболической линзой. В этом случае

$$\begin{aligned} A_r(r) &= r^\nu \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{ikr^2}{2f}\right) \exp\left(i\gamma \ln \frac{r}{r_0}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

где ω – радиус перетяжки Гауссова пучка, ν – порядок амплитудной степенной составляющей, f – фокусное расстояние параболической линзы, γ и r_0 – параметры логарифмического аксикона.

В этом случае при сложении гипергеометрического пучка с правой круговой поляризацией и $m = +1$ с гипергеометрическим пучком с левой круговой поляризацией и $m = -1$ получится радиально поляризованное поле (12), для которого функция $D_1(\rho, z)$ имеет следующий вид:

$$D_1(\rho, z) = -\frac{kz \exp(ik\sqrt{\rho^2 + z^2})}{r_0^{i\gamma}(\rho^2 + z^2)} \times \frac{c\Gamma\left(\frac{\nu+i\gamma+3}{2}\right)}{4p^{\frac{\nu+i\gamma+3}{2}}} {}_1F_1\left(\frac{\nu+i\gamma+3}{2}; 2; -\frac{c^2}{4p}\right), \quad (15)$$

где

$$p = \frac{1}{\omega^2} + \frac{ik}{2f} - \frac{ik}{2\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad c = \frac{k\rho}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad (16)$$

а ${}_1F_1(a; b; z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция (функция Куммера). Выражение (15) получено с использованием справочного интеграла (формула 6.631.1 в [13]):

$$\int_0^\infty x^\mu \exp(-\alpha x^2) J_\nu(\beta x) dx = \frac{\beta^\nu \Gamma\left(\frac{\nu+\mu+1}{2}\right)}{2^{\nu+1} \alpha^{\frac{\nu+\mu+1}{2}} \Gamma(\nu+1)} \times {}_1F_1\left(\frac{\nu+\mu+1}{2}; \nu+1; -\frac{\beta^2}{4\alpha}\right), \quad (17)$$

где $\text{Re}(\alpha) > 0, \text{Re}(\mu + \nu) > -1$.

2. Моделирование

Так как задача преобразования поляризации падающего пучка ставилась для элементов микрооптики, то рельеф двух ДОЭ был позаимствован из [10] без изменений. Высота рельефа элемента на рис. 1а рассчитывалась по формуле:

$$h = \frac{H}{2} \text{sgn} \cos \left(\frac{C \pi n r(x, y)}{\lambda \cos^2 \left(\frac{\theta(x, y)}{2} \right)} \right), \quad (18)$$

где h – высота рельефа в текущей точке с координатами x, y ; H – максимальная заданная высота решетки, $r(x, y)$ – расстояние от центра элемента до точки с координатами (x, y) , $\theta(x, y)$ – угол между осью X и вектором (x, y) , $C=8/5$ – константа, определяющая частоту полос дифракционной решетки, n – показатель преломления материала ДОЭ, $\text{sgn}(x)$ – знаковая функция.

Несмотря на большой относительно длины волны света период решетки, в левой части элемента (рис. 1а) рабочие зоны решетки составляют значительную часть элемента. Элемент на рис. 1б – то же, что и на рис. 1а, но с отражением рельефа в левой части из правой. Такой элемент так же поворачивает поляризацию, однако между левой и правой частью выходного пучка имеется скачок фазы на π . Третий элемент (рис. 1в) исключает отрицательные харак-

теристики первых двух: отсутствие решетки в области, близкой к отрицательной части оси X, скачок фазы на π , однако состоит из четырех отдельных зон, и световой пучок на выходе после него разделен на четыре сектора с однородной поляризацией в каждой из них. Между зонами присутствует скачок поляризации на 90° .

Цель моделирования была в нахождении минимальной глубины рельефа бинарных субволновых ДОЭ для преобразования линейной поляризации в радиальную. Моделирование было проведено для следующих параметров: длина волны света $\lambda = 1,55$ мкм, показатель преломления решетки $n = 3,47$ (кремний). Период решеток на рис. 1 в наиболее частых областях составлял 0,21 мкм. У решетки, изображенной на рис. 1а, в левой стороне наибольший период на краю ДОЭ составлял 2,37 мкм.

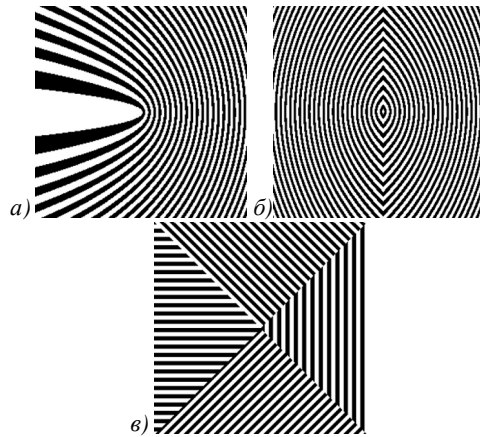


Рис. 1. Бинарные субволновые ДОЭ для преобразования линейной поляризации в радиальную

Моделированием прохождения плоской волны с линейной поляризацией через элементы на рис. 1 была определена высота рельефа для данного показателя преломления света. Она составила $h = 0,62$ мкм ($0,4 \lambda$).

Элементы на рис. 1 преобразовывают линейную поляризацию в радиальную (вектор напряженности электрической составляющей поля колеблется вдоль радиальной полярной координаты) или азимутальную (вектор напряженности электрической составляющей поля в точке колеблется перпендикулярно радиальной полярной координате) в зависимости от поляризации падающего пучка. При падении пучка с линейной поляризацией, когда вектор электрического поля находится в вертикальной плоскости, данные элементы (рис. 1) дадут азимутальную поляризацию. Если повернуть элемент на 90 градусов при неизменном положении вектора напряженности электрического поля, на выходе из элемента получится радиальная поляризация. Размеры элементов составляют 7×7 мкм. Для получения радиальной поляризации при моделировании ДОЭ на рис. 1 поворачивались на 90° .

Моделирование прохождения света через ДОЭ проводилось при помощи программного пакета FullWAVE. Для обработки данных, полученных с помощью FullWAVE, было написано дополнительное программное обеспечение на языке C++.

На рис. 2 приведены диаграммы распределения угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в световом пучке после прохождения плоской световой волны через элемент на рис. 1а. Вектор электрического поля падающего пучка был направлен вертикально для получения и радиальной (рис. 2б), и азимутальной (рис. 2в) поляризаций. Для получения радиальной поляризации ДООЭ на рис. 1 были повернуты по часовой стрелке на 90°.

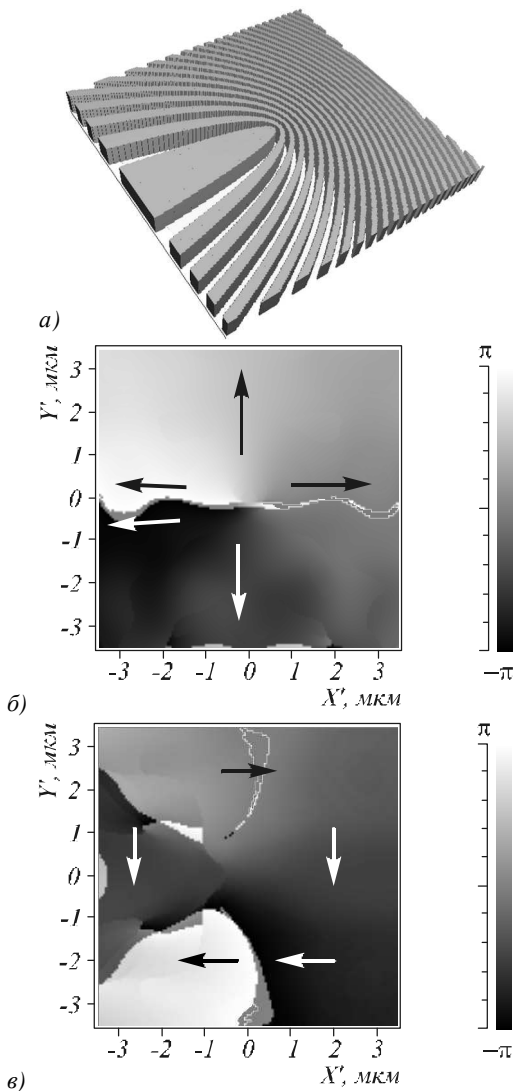


Рис. 2. Распределение угла наклона вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения через элемент на рис. 2а: а) трехмерная модель ДООЭ, б) радиальная поляризация; в) азимутальной поляризация. Здесь и далее стрелками показано направление вектора электрического поля в один момент времени

Как видно из рис. 2б, таким элементом формируется радиальная поляризация. Это связано с тем, что в той части ДООЭ, которая находится близко к отрицательной полусоси X, вектор поляризации не должен поворачиваться. Поэтому чрезмерная величина периода решетки в данной области не сказывается отрицательно. Скачок с черного на белый цвет на этих рисунках и ниже соответствует изменению

угла наклона вектора напряженности электрического поля с $-\pi$ на π , что фактически означает одно и то же направление данного вектора.

При получении азимутальной поляризации (рис. 2в) на выходе ДООЭ на рис. 1а в области близко к отрицательной части оси X субволновая дифракционная решетка почти отсутствует, что видно на рис. 1б. Это влечет некорректный поворот поляризации, что видно на рис. 2в в левой части близко к оси X.

На рис. 3 приведены диаграммы распределения угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в световом пучке после прохождения света через элемент на рис. 1б. Выбором расположения ДООЭ относительно падающего пучка так же формировались на выходе радиальная (рис. 3б) и азимутальная (рис. 3в) поляризации.

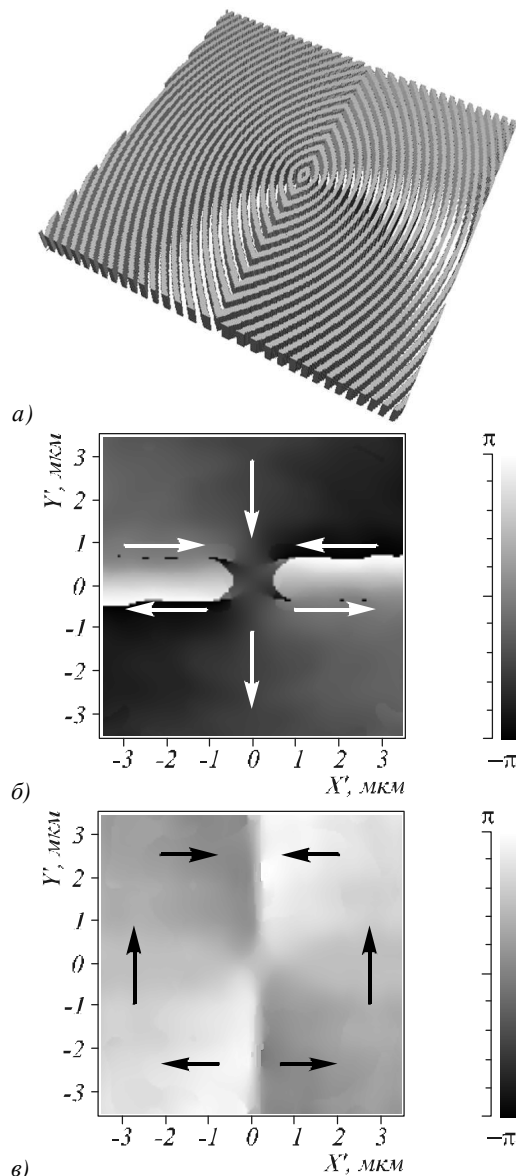


Рис. 3. Распределение угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения через элемент на рис. 1б: а) трехмерная модель ДООЭ; б) радиальная поляризация; в) азимутальная поляризация

Формирование поляризации на выходе элемента на рис. 1б происходит равномерно по всему полю, в отличие от элемента на рис. 1а, что видно на рис. 3а, б. Однако из рис. 3б и рис. 3в видно, что между двумя частями выходного пучка присутствует скачок фазы на π . Это связано с тем, что ДОО на рис. 1б был получен из элемента на рис. 1а путем отражения правой части рельефа. Избавиться от скачка фазы можно, если сделать дифракционный оптический элемент не бинарным, компенсируя скачок фазы на π при формировании рельефа, а со ступенькой.

На рис. 4 приведены диаграммы распределения угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в световом пучке после прохождения света через элемент на рис. 1б со ступенькой на π между правой и левой частями.

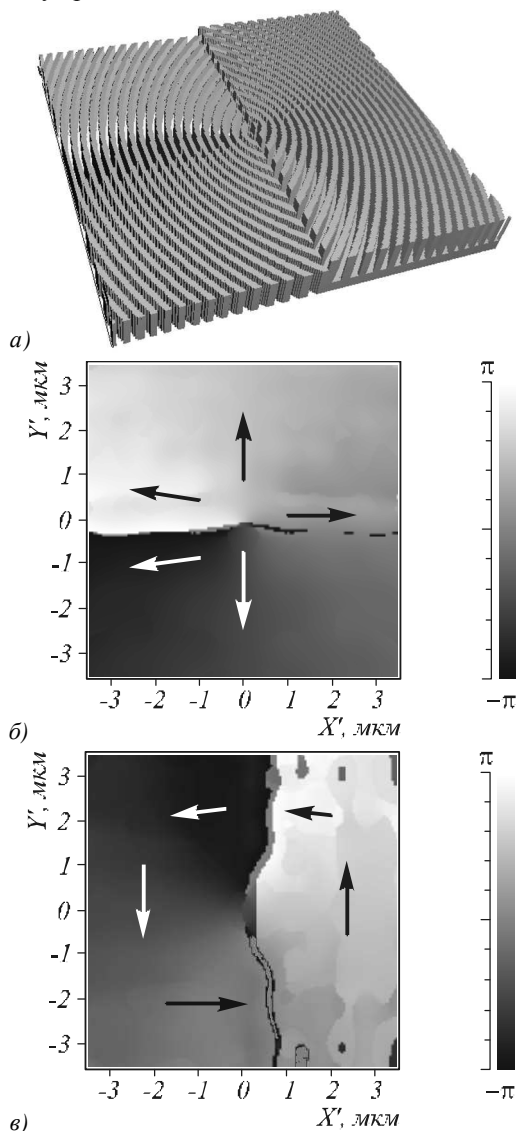


Рис. 4. Распределение угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения через элемент на рис. 4а со ступенькой между правой и левой частями: а) трехмерная модель ДОО; б) радиальная поляризация; в) азимутальная поляризация

Из рис. 3 и 4 видно, что добавление ступеньки высотой $\frac{\lambda}{2(n-1)}$ между правой и левой частью ДОО на рис. 1б позволило получить радиальную и азимутальную поляризацию без скачка фазы на π между двумя частями выходного поля.

На рис. 5 приведены диаграммы распределения угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в световом пучке после прохождения света через элемент на рис. 1в.

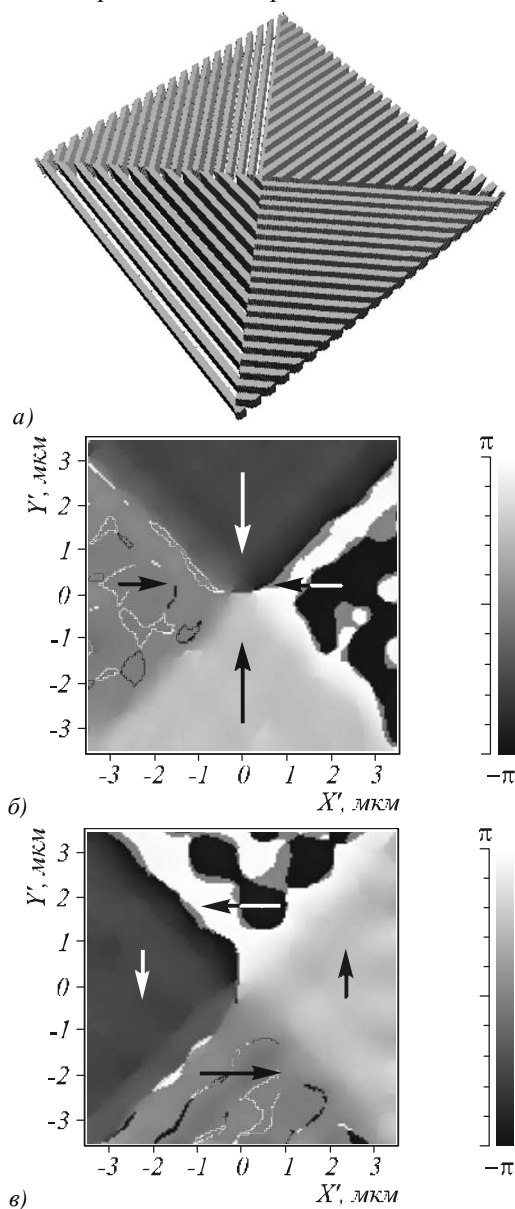


Рис. 5. Распределение угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения через элемент на рис. 1в: а) трехмерная модель ДОО; б) радиальная поляризация; в) азимутальная поляризация

Световой пучок после прохождения через дифракционный элемент состоит из четырех частей с почти постоянной поляризацией внутри каждой части. Плоскость наблюдения при всех моделированиях, показан-

ных на рис. 2-5, находилась на расстоянии 0,15 мкм от поверхности ДОЭ. Если отдалить плоскость наблюдения, границы между отдельными частями с постоянной поляризацией начнут размываться. На рис. 6 приведена диаграмма распределения угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения света через элемент на рис. 1в. Плоскость наблюдения находилась на расстоянии 3 мкм от поверхности ДОЭ.

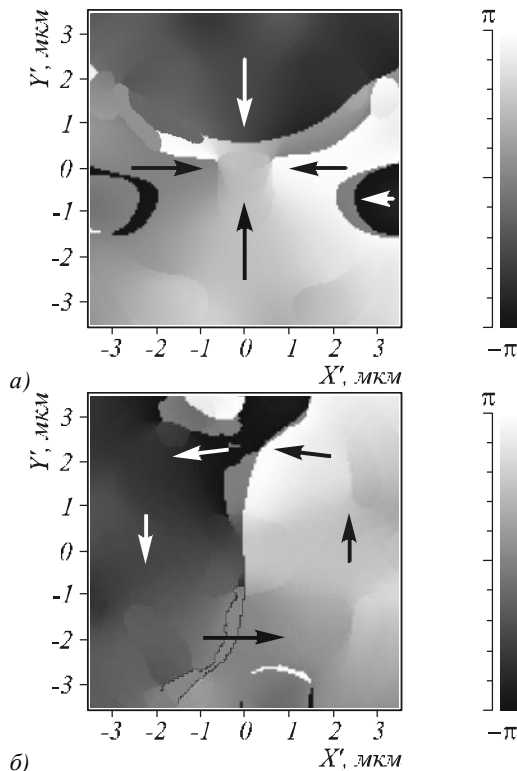


Рис. 6. Распределение угла наклона к оси X вектора напряженности электрического поля в выходном пучке после прохождения через элемент на рис. 1в, расстояние между ДОЭ и плоскостью наблюдения 3 мкм
а) радиальная поляризация; б) азимутальная поляризация

При прохождении некоторого расстояния четкие границы поляризации между отдельными зонами начинают размываться, что видно из рис. 6.

Заключение

Получено аналитическое выражение для составляющих вектора напряженности электромагнитного поля для лазерных пучков с радиальной и азимутальной поляризациями, которые ранее были получены экспериментально [4]. С помощью программного пакета FullWAVE, реализующего FDTD-метод решения уравнений Максвелла, промоделировано преобразование линейно-поляризованного света в радиально или азимутально-поляризованный свет с помощью бинарных ДОЭ. Моделирование показало, что элемент на рис. 1а формирует радиальную поляризацию и азимутальную с погрешностями. Элемент на рис. 1б формирует радиальную и азимутальную поляризацию со скачком фазы на π . Добав-

ление ступеньки между частями ДОЭ позволяет избежать скачка фазы на π в выходном поле. Элемент на рис. 1в можно применять для формирования радиальной и азимутальной поляризаций на расстоянии порядка нескольких длин волн от ДОЭ.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и гранта РФФИ 08-07-99007.

Литература

1. Скиданов, Р.В. Самовоспроизводящиеся лазерные пучки и их применение / Р.В. Скиданов // Компьютерная оптика – 2006. – Вып. 29. – С. 4-23.
2. Сойфер, В.А. Вращение микрочастиц в световых полях / В.А. Сойфер, В.В. Котляр, С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов // Компьютерная оптика – 2005. – Вып. 28. – С. 5-17.
3. Tidwell, S. Generating radially polarized beams interferometrically / S. Tidwell, D. Ford, W. Kimura // Appl. Opt., 1990. – Vol. 29. – No. 15. – PP. 2234-2239.
4. Tidwell, S. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer / S.C. Tidwell, G.H. Kim, W.D. Kimura // Appl. Opt., 1993. – Vol. 32. – No. 27. – PP. 5222-5228.
5. 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. – Вып. 33. – No. – 3. – С. 261-267.
6. Kotlyar, V.V. Design of diffractive optical elements modulating polarization / V.V. Kotlyar, O.K. Zalyalov // Optik, 1997. – Vol. 105. – No. 1. – PP. -6.
7. Lerman, G.M. Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm / G.M. Lerman, U. Levy // Opt. Letters, 2008. – Vol. 33. – No. 23. – PP. 2782-2784.
8. Niv, A. Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // Opt. Letters, 2003. – Vol. 28. – No. 7. – PP. 510-512.
9. Mehta, A. Spatially polarizing autocloned elements / A. Mehta, J.D. Brown, P. Srinivasan, R. Rumph [and oth.] // Opt. Letters, 2007. – Vol. 32. – No. 13. – PP. 1935-1937.
10. Levy, U. Engineering space-variant inhomogeneous media for polarization control / U. Levy, C.H. Tsai, L. Pang, Y. Fainman // Opt. Letters, 2004. – Vol. 29. – No. 15. – PP. 1718-1720.
11. Ковалев, А.А. Непараксиальная векторная дифракция гауссового пучка на спиральной фазовой пластинке / А.А. Ковалев, В.В. Котляр // Компьютерная оптика, 2007. – № 31(4). – С. 19-22. – ISSN 0134-2452.
12. Yirmiyahu, Y. Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures / Y. Yirmiyahu, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman // Opt. Express, 2007. – Vol. 15. – P. 13404-13414.
13. Table of Integrals, Series, and Products / I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik. - Elsevier, 2007.

References

1. Skidanov, R.V. Self-reproduction laser beams and their application / R.V. Skidanov // *Computer Optics*, 2006. – Vol. 29. – PP. 4-23.
2. Soifer, V.A. Rotation of microparticles in light beams / V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, R.V. Skidanov // *Computer Optics*, 2005. – Vol. 28. – PP. 5-17.
3. Tidwell, S. Generating radially polarized beams interferometrically / S. Tidwell, D. Ford, W. Kimura // *Appl. Opt.*, 1990. – Vol. 29. – No. 15. – PP. 2234-2239.
4. Tidwell, S. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer / S.C. Tidwell, G.H. Kim, W.D. Kimura // *Appl. Opt.*, 1993. – Vol. 32. – No. 27. – PP. 5222-5228.
5. Karpeev, S.V. Optical scheme for universal generation and conversion polarity-inhomogeneous laser radiation using DOE / S.V. Karpeev, S.N. Khonina // *Computer Optics*, 2009. – Vol. 33. – No. 3. – PP. 261-267.
6. Kotlyar, V.V. Design of diffractive optical elements modulating polarization / V.V. Kotlyar, O.K. Zalyalov // *Optik*, 1997. – Vol. 105. – No. 1. – PP. -6.
7. Lerman, G.M. Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm / G.M. Lerman, U. Levy // *Opt. Letters*, 2008. – Vol. 33. – No. 23. – PP. 2782-2784.
8. Niv, A. Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // *Opt. Letters*, 2003. – Vol. 28. – No. 7. – PP. 510-512.
9. Mehta, A. Spatially polarizing autocloned elements / A. Mehta, J.D. Brown, P. Srinivasan, R. Rumph [and oth.] // *Opt. Letters*, 2007. – Vol. 32. – No. 13. – PP. 1935-1937.
10. Levy, U. Engineering space-variant inhomogeneous media for polarization control / U. Levy, C.H. Tsai, L. Pang, Y. Fainman // *Opt. Letters*, 2004. – Vol. 29. – No. 15. – PP. 1718-1720.
11. Kovalev, A.A. Non-paraxial vector diffraction of a Gaussian beam on spiral phase plate / A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar // *Computer Optics*, 2007. – No 31(4). – PP. 19-22. – ISSN 0134-2452.
12. Yirmiyahu, Y. Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures / Y. Yirmiyahu, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman // *Opt. Express*, 2007. – Vol. 15. – PP. 13404-13414.
13. Table of Integrals, Series, and Products / I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik.- Elsevier, 2007.

ANALYTICAL DESCRIPTION OF RADIAL AND AZIMUTAL POLARIZED LIGHT AND MODELING OF POLARIZATION CONVERSION BY SUBWAVELENGTH DOE

Alexey Andreevich Kovalev¹ (scientist in IPSI RAS, e-mail: alanko@smr.ru),

Anton Gennadyevich Nalimov¹ (scientist in IPSI RAS, e-mail: anton@smr.ru),

Victor Victorovich Kotlyar² (professor department TC SSAU, e-mail: kotlyar@smr.ru)

¹Image Processing Systems Institute of the RAS,

²S.P. Korolyov Samara State Aerospace University

Abstract

An analytical expression for the components of electrical tensor field vector for a laser beams with radial and azimuthal polarization are given, which were got early in experiments [*Appl. Opt.*, 1993. – Vol. 32. – No. 27. – PP. 5222-5228]. Linearly or azimuthally polarized light by binary DOE was obtained with aim of FullWAVE program product, which realize FDTD method of calculation of Maxwell equation. Binary DOE consists of four sectors of subwavelength gratings with a rows, directed in 45 degrees each other. It is shown, that light field become radial polarized in two wavelength distance from DOE.

Key words: polarization, DOE, diffractive grating.

В редакцию поступила 12.11.2009 г.