ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА СПИРАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНКЕ С КУСОЧНО-НЕПРЕРЫВНЫМ МИКРОРЕЛЬЕФОМ

Ковалёв А.А.[1], Котляр В.В.[1], Стафеев С.С.[2] , Сойфер В.А.[1,2]
[1] Институт систем обработки изображений РАН,
[2] Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)

Аннотация

С помощью принципа Гюйгенса–Френеля и FDTD метода показана асимметрия оптического вихря, сформированного рефракционной спиральной пластинкой со скачком рельефа. Нарушение кольцевой симметрии в сечении оптического вихря наблюдается не только в ближней зоне, но и в средней зоне дифракции, на расстоянии нескольких длин Френеля. Для спиральной пластинки с топологическим зарядом 3 асимметрия оптического вихря доказана экспериментально.

Ключевые слова: рефракционная спиральная фазовая пластинка, оптический вихрь, скачок микрорельефа, принцип Гюйгенса–Френеля.

Введение

Исследованию вихревых лазерных пучков посвящено много статей. Вихревые пучки обладают круговой симметрией и имеют хорошо известную форму в виде «пончика» (doughnut). Как правило, такие пучки формируются с помощью спиральной фазовой пластинки (СФП). Впервые СФП исследовалась в [1]. Вихревые пучки обладают орбитальным угловым моментом, как пучки Лагерра–Гаусса [2]. Параксиальная дифракция гауссова пучка на СФП исследовалась в [3]. Также рассматривалась параксиальная дифракция на СФП неограниченной [4, 5] и ограниченной плоской волны [6, 7]. В этих работах СФП рассматривается в приближении бесконечно тонкого транспаранта, и для анализа дифракции на СФП используются интегральные преобразования Фурье, Френеля или Кирхгофа. При использовании этой теории получается, что в случае освещения СФП m–го порядка радиально-симметричным пучком света с амплитудой в полярных координатах $E(r,\varphi,0)=A(r)$ на расстоянии z формируется световой пучок также с радиальной симметрией, но со спиральной фазой:

$$E\left(\rho,\theta,z\right)=\left(-i\right)^{m+1}\frac{k}{z}\exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}+im\theta+ikz\right)\times \int\limits_0^\infty A\left(r\right)\exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right)J_m\left(\frac{k\rho r}{z}\right)r\mathrm{d}r, \tag{1}$$

где (ρ,θ) – полярные координаты в плоскости, поперечной оптической оси, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число света, λ – длина волны света в вакууме, $J_m(x)$ – функция Бесселя.

В данной работе СФП рассматривается без использования приближения тонкого транспаранта. Тремя способами (лучевой оптикой, скалярной волновой теорией и FDTD методом) показано, что в ближней ($z<z_p$, z_p – число Френеля) и средней ($z>z_p$) зонах дифракции рефракционная спиральная пластинка с топологическим зарядом $m=1$ и со скачком рельефа формирует асимметричный оптический вихрь (сломанный пончик). Для $m=3$ нарушение симметрии оптического вихря показано экспериментально.

1. Ход лучей после спиральной фазовой пластинки

Рассмотрим СФП с единичным топологическим зарядом в геометрооптическом приближении. Она представляет собой элемент, глубина микрорельефа которого в полярных координатах описывается выражением $h(r,\varphi)=\lambda\varphi/[2\pi(n-1)]$. Для стеклянной СФП ($n=1{,}5$ – показатель преломления) глубина равна:

$$h\left(r,\varphi\right)=\frac{\lambda\varphi}{\pi},\ \varphi\in\left[0,2\pi\right), \tag{2}$$

т.е. максимальная толщина пластинки равна 2λ (рис. 1).

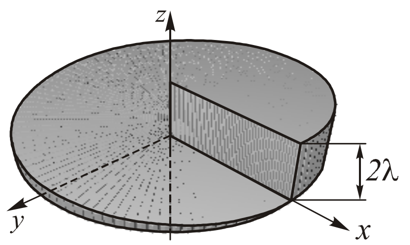

Рис. 1. СФП первого порядка с глубиной рельефа (2)

Пусть световой луч распространяется в вакууме параллельно оптической оси и падает на оптический элемент в точке с декартовыми координатами $\mathbf{x}=(x,y)$. Внутри СФП с показателем преломления n его волновой вектор равен $\mathbf{k}_1=(0,0,kn)$. Пусть, преломившись на второй (выходной) поверхности элемента, луч распространяется в вакууме в направлении единичного вектора $\mathbf{s}$ с декартовыми координатами (s_x,s_y,s_z). Тогда его волновой вектор равен $\mathbf{k}_2=k\mathbf{s}$, а его координаты находятся из закона преломления:

$$\mathbf{k}_1\times\mathbf{N}=\mathbf{k}_2\times\mathbf{N}, \tag{3}$$

где $\mathbf{N}$ – вектор, задающий направление нормали к выходной поверхности элемента, который имеет декартовы составляющие $\left(-\partial h/\partial x,-\partial h/\partial y,1\right)$.

Из (3) получим уравнение для вектора $\mathbf{s}$:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ -\dfrac{\partial h}{\partial x} & -\dfrac{\partial h}{\partial y} & 1 \\ 0 & 0 & kn \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ -\dfrac{\partial h}{\partial x} & -\dfrac{\partial h}{\partial y} & 1 \\ ks_x & ks_y & ks_z \end{vmatrix}, \tag{4}$$

где $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ – орты трёхмерного пространства. Из (4) следует система уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\partial h}{\partial x} n = \dfrac{\partial h}{\partial x} s_z + s_x, \\ \dfrac{\partial h}{\partial y} n = \dfrac{\partial h}{\partial y} s_z + s_y, \\ \dfrac{\partial h}{\partial x} s_y = \dfrac{\partial h}{\partial y} s_x, \end{cases} \tag{5}$$

которая является линейно зависимой. С помощью третьего уравнения и с учётом того, что $|\mathbf{s}| = 1$, выразим $(\partial h/\partial x)^2 s_z^2$ через s_x. Также выразим $(\partial h/\partial x)^2 s_z^2$ через s_x с помощью первого уравнения. Тогда получим:

$$\begin{cases} \left(\dfrac{\partial h}{\partial x}\right)^2 s_z^2 = \left(\dfrac{\partial h}{\partial x}\right)^2 - \left[\left(\dfrac{\partial h}{\partial x}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial h}{\partial y}\right)^2\right] s_x^2, \\ \left(\dfrac{\partial h}{\partial x}\right)^2 s_z^2 = \left(\dfrac{\partial h}{\partial x} n - s_x\right)^2. \end{cases} \tag{6}$$

Приравняв правые части, решив полученное квадратное уравнение относительно s_x и аналогичное уравнение для s_y, найдём координаты вектора $\mathbf{s}$:

$$\begin{cases} s_{x,y} = \dfrac{\nabla_\perp h}{1 + (\nabla_\perp h)^2} \left[n - \sqrt{1 - (n^2 - 1)(\nabla_\perp h)^2} \right], \\ s_z = \sqrt{1 - s_x^2 - s_y^2}, \end{cases} \tag{7}$$

где $\nabla_\perp h = \left(\dfrac{\partial h}{\partial x}, \dfrac{\partial h}{\partial y}\right)$, $(\nabla_\perp h)^2 = \left(\dfrac{\partial h}{\partial x}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial h}{\partial y}\right)^2$.

Знак «минус» перед корнем выбран потому, что при $n = 1$ луч не должен изменить направление, а потому должно выполняться равенство $s_x = s_y = 0$.

Случай, когда подкоренное выражение оказывается отрицательным, соответствует полному внутреннему отражению луча от выходной поверхности элемента.

С помощью (7) можно получить декартовы координаты $\mathbf{u}$ точки пересечения луча с произвольной плоскостью, поперечной оптической оси и отстоящей на расстояние z от входной плоскости элемента:

$$\mathbf{u} = \mathbf{x} + \frac{z - h(\mathbf{x})}{s_z} \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Для СФП с микрорельефом (2) вектор нормали равен $\mathbf{N} = \left(\lambda \sin\varphi / (\pi r), -\lambda \cos\varphi / (\pi r), 1\right)$, где (r, φ) – полярные координаты в плоскости СФП. Тогда (7) примет вид:

$$\begin{cases} s_x = -\dfrac{\pi \lambda r \sin\varphi}{(\pi r)^2 + \lambda^2} \left[n - \sqrt{1 - (n^2 - 1)\left(\dfrac{\lambda}{\pi r}\right)^2} \right], \\ s_y = \dfrac{\pi \lambda r \cos\varphi}{(\pi r)^2 + \lambda^2} \left[n - \sqrt{1 - (n^2 - 1)\left(\dfrac{\lambda}{\pi r}\right)^2} \right], \\ s_z = \sqrt{1 - s_x^2 - s_y^2}. \end{cases} \tag{9}$$

Из (9) видно, что при прохождении через СФП чем луч ближе к оптической оси, тем сильнее он отклоняется, причём при $r < (\lambda/\pi)(n^2 - 1)^{1/2}$ возникает полное внутреннее отражение от выходной поверхности. Из (9) также видно, что лучи, попадающие на левую ($\varphi = \pi$) и правую ($\varphi = 0$) области СФП, отклоняются, соответственно, вниз ($s_x = 0$, $s_y < 0$) или вверх ($s_x = 0$, $s_y > 0$), а лучи, попадающие на верхнюю ($\varphi = \pi/2$) и нижнюю ($\varphi = 3\pi/2$) области СФП, отклоняются, соответственно, влево ($s_x < 0$, $s_y = 0$) и вправо ($s_x > 0$, $s_y = 0$).

Если бы при $\varphi = 0$ не было скачка рельефа СФП, то все лучи освещающего кольцевого пучка света ($r = \text{const}$, $\varphi \in [0, 2\pi)$) отклонялись бы на одинаковый угол. Но из-за наличия скачка освещающий кольцевой пучок теряет свою кольцевую форму и приобретает вид спирали. На рис. 2*а* показана такая спираль. Она рассчитана по формулам (8) и (9) для следующих параметров: длина волны $\lambda = 532$ нм, топологический заряд СФП $m = 1$, материал СФП – стекло ($n = 1{,}5$), расстояние $z = 2{,}5\lambda$, расстояние падающих

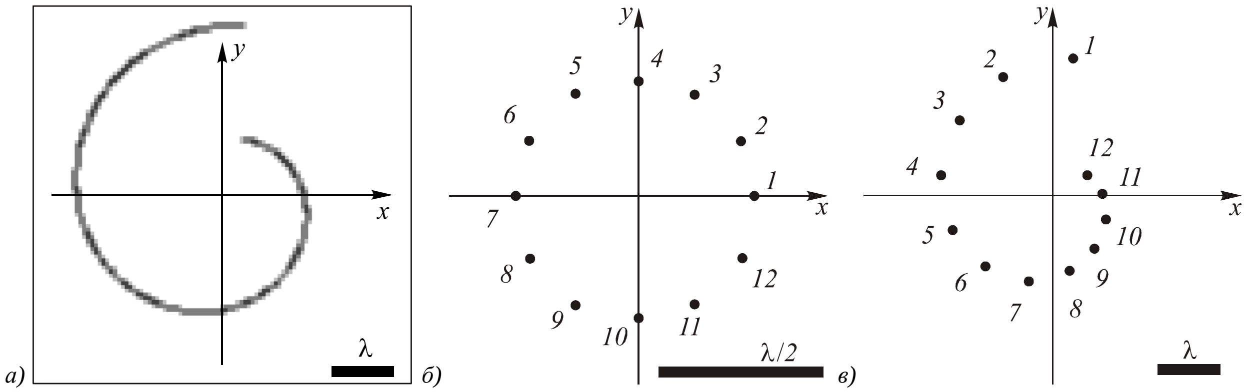

Рис. 2. Точки пересечения лучей, прошедших через СФП, с поперечной плоскостью на расстоянии z = 2,5λ (а), распределение лучей в исходном (б) и в сформированном пучке (в)

лучей от оптической оси $r = 0{,}35\lambda$. На рис. 2*б* и 2*в* показано соответствие лучей падающего кольцевого пучка и сформированной спирали.

2. Скалярная теория дифракции на рельефе СФП

Асимметрия, вызванная наличием микрорельефа, может быть объяснена и с помощью скалярной волновой теории света. Применим принцип Гюйгенса–Френеля. Рассмотрим два разных способа записи дифракционного интеграла. Первый способ состоит в расчёте оптического пути лучей, которые параллельно оптической оси проходят через оптический элемент, начинаются на поперечной плоскости до элемента и заканчиваются на поперечной плоскости после элемента $z = z_{\max}$ (рис. 3*а*).

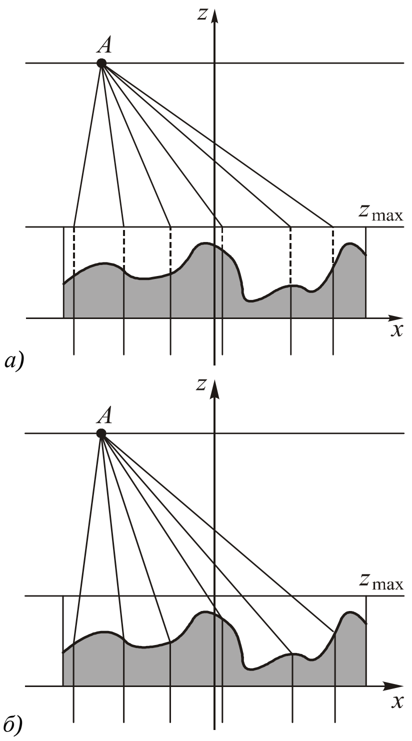

Рис. 3. Расчёт поля в приближении тонкого элемента (а) и с учётом преломления на рельефе (б)

В этом случае, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, амплитуда поля будет вычисляться с помощью следующего интеграла:

$$E(\mathbf{u}) = \iint_{\Omega} E_0(\mathbf{x}) \exp\left[ik(n-1)h(\mathbf{x})\right] \frac{\exp(ikR)}{R} \mathrm{d}\mathbf{x}, \quad (10)$$

где $\mathbf{x}$ и $\mathbf{u}$ – декартовы координаты в передней плоскости элемента и в плоскости наблюдения, Ω – область элемента, $E_0(\mathbf{x})$ – амплитуда освещающего излучения, $R = \left[\left|\mathbf{u}-\mathbf{x}\right|^2 + \left(z - z_{\max}\right)^2\right]^{1/2}$. Второй способ состоит в расчёте оптического пути лучей, которые параллельно оптической оси проходят через оптический элемент, начинаются на поперечной плоскости до элемента и заканчиваются на поверхности самого элемента (рис. 3*б*). В этом случае вместо (10) дифракционный интеграл примет вид:

$$E(\mathbf{u}) = \iint_{\Omega} E_0(\mathbf{x}) \exp\left[iknh(\mathbf{x})\right] \frac{\exp(ikR')}{R'} \mathrm{d}\mathbf{x}, \quad (11)$$

где $R' = \left\{\left|\mathbf{u}-\mathbf{x}\right|^2 + \left[z - h(\mathbf{x})\right]^2\right\}^{1/2}$.

Для простоты анализа пусть СФП первого порядка освещается кольцевым пучком, т.е.

$$E_0(x, y) = \delta\left(\sqrt{x^2+y^2} - r\right), \quad (12)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Тогда, согласно (11), поле в поперечной плоскости будет иметь вид:

$$E(\rho, \theta, z) = \int_0^{2\pi} \exp(3i\varphi) \frac{\exp(ikR')}{R'} \mathrm{d}\varphi, \quad (13)$$

где $R' = \left[\rho^2 + r^2 - 2\rho r\cos(\varphi-\theta) + \left(z - \lambda\varphi/\pi\right)^2\right]^{1/2}$.

Перепишем выражение для R' приближённо (при $z >> (r_0, \rho)$):

$$R' \approx D + \frac{\left(\dfrac{\lambda\varphi}{\pi}\right)^2 - 2z\dfrac{\lambda\varphi}{\pi} - 2\rho r\cos(\varphi-\theta)}{2D}, \quad (14)$$

где $D = (\rho^2 + r^2 + z^2)^{1/2}$. С учётом (14), получим из (13):

$$E(\rho, \theta, z) = \frac{\exp(ikD)}{D} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \exp\left[iA\varphi + iB\varphi^2 - iC\cos(\varphi-\theta)\right] \mathrm{d}\varphi, \quad (15)$$

где

$$\begin{cases} A = 3 - \dfrac{2z}{D}, \\ B = \dfrac{\lambda}{\pi D}, \\ C = \dfrac{k\rho r}{D}. \end{cases} \quad (16)$$

Если это поле имеет осевую симметрию, то его угловой момент равен нулю:

$$\int_0^{2\pi} E(\rho, \theta, z) \mathrm{d}\theta = 0. \quad (17)$$

Подставив (15) в (17), получим:

$$\frac{\exp(ikD)}{D} 2\pi J_0(C) \int_0^{2\pi} \exp\left(iA\varphi + iB\varphi^2\right) \mathrm{d}\varphi = 0. \quad (18)$$

Из (16) видно, что

$$\lim_{z\to\infty} A = 1, \\ \lim_{z\to\infty} B = 0, \\ \lim_{z\to\infty} C = 0. \quad (19)$$

Согласно (19) интеграл в (18) стремится к нулю при больших z. Но на малых расстояниях z (меньше нескольких длин Френеля), даже если пренебречь коэффициентом B в подынтегральном выражении, коэффициент A не равен целому числу, а потому центр тяжести оказывается смещённым от оптической оси, то есть интеграл (18) не равен нулю.

С использованием (10) и (11) были рассчитаны два поля, формирующиеся при прохождении кольцевого пучка (12) с радиусом $r = 1{,}2\lambda$ через СФП первого порядка (рис. 1). Параметры расчёта те же, что и на рис. 2. Интенсивность и фаза поля, рассчитанного по формуле (10), показаны на рис. 4*а, б*, а по формуле (11) – на рис. 4*в, г*. Из рис. 4 видно, что асимметрия возникает именно в случае учёта ступеньки рельефа СФП. Видно также, что картина на рис. 4*в* имеет вид незаконченной цифры 6, как и на рис. 2.

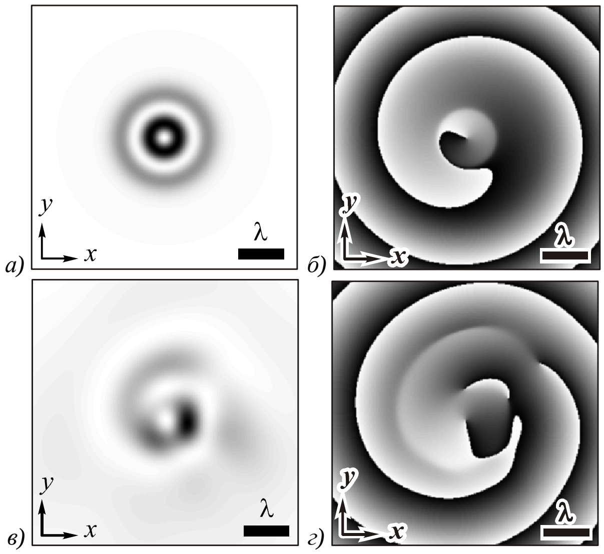

Рис. 4. Интенсивности (а, в) и фазы (б, г) светового поля, сформированного при прохождении кольцевого пучка через СФП и на расстоянии z = 2,5λ от неё, полученные в приближении тонкого элемента и преобразования (10) (а, б) и с учётом преломления лучей на микрорельефе (11) (в, г) (а, в – негативное изображение)

Рис. 4*в* был получен для кольцевого пучка. Если СФП осветить гауссовым пучком, то при использовании интегрального преобразования (11) было получено распределение интенсивности, показанное на рис. 5. Для расчёта использовался гауссов пучок с радиусом перетяжки $w = 2\lambda$. Из рис. 5 видно, что и в случае гауссова пучка нарушается симметрия дифракционной картины.

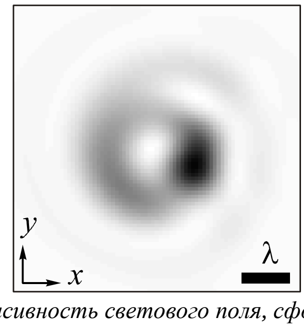

Рис. 5. Интенсивность светового поля, сформированного при прохождении гауссова пучка через СФП и на расстоянии z=2,5λ от неё, рассчитанная с помощью преобразования (11) (негативное изображение)

3. Строгое моделирование с помощью уравнений Максвелла

Полученная асимметричная картина дифракции подтверждается численным моделированием строгим конечно-разностным (finite-difference time-domain method, FDTD) методом. На рис. 6*а, в* показаны усреднённые по времени интенсивности в плоскостях, поперечных оптической оси и отстоящих от передней плоскости СФП, соответственно, на расстояния $z = 2{,}5\lambda$ и $z = 15\lambda$. Остальные параметры моделирования те же: $\lambda = 532$ нм, $n = 1{,}5$. В качестве освещающего излучения использовался линейно поляризованный гауссов пучок, сфокусированный на СФП диаметром 8λ и имеющий радиус перетяжки $w = 2\lambda$. Интенсивность получена методом FDTD с шагом по пространственным координатам λ/16 для $z = 2{,}5\lambda$ и λ/10 для $z = 15\lambda$, а по времени – соответственно, $\lambda/(32c)$ и $\lambda/(20c)$, где c – скорость света в вакууме. Область моделирования: $|x| \le 8\lambda$, $0 \le z \le 20\lambda$. Время моделирования: $20\lambda/c$. На рис. 6*б, г* показаны мгновенные амплитуды составляющей E_x в этих же плоскостях. Из рис. 6*г* видно, что на расстоянии $z = 15\lambda$ фаза становится спиральной, как у стандартных оптических вихрей, а распределение интенсивности гораздо больше похоже на кольцевое (хотя асимметрия в виде цифры 6 сохраняется).

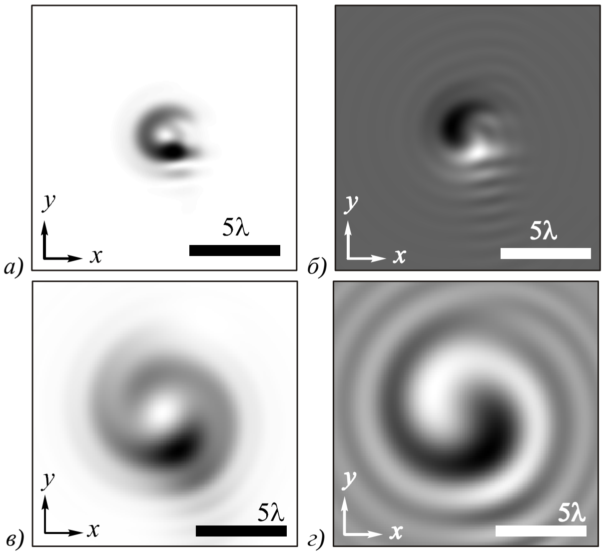

Рис. 6. Картина дифракции линейно поляризованного гауссова пучка на СФП (рис. 1), полученная с помощью метода FDTD: усреднённая по времени интенсивность (а, в) и мгновенная составляющая E_x в момент времени t = 20λ/c (б, г) в плоскостях z = 2,5λ (а, б) и z = 15λ (в, г) (а, в – негативное изображение)

Расчёт картины дифракции на больших расстояниях FDTD методом вычислительно трудоёмок, поэтому в данной работе был использован менее точный, но более быстрый метод распространения пучка (BPM метод). На рис. 7 показана амплитуда на расстоянии $z = 50\lambda$. Заметим, что длина Френеля в нашем случае равна $z_p = 4\pi\lambda$. Из рис. 7 видно, что асимметрия оптического вихря сохраняется на расстояниях от СФП, равных нескольким длинам Френеля.

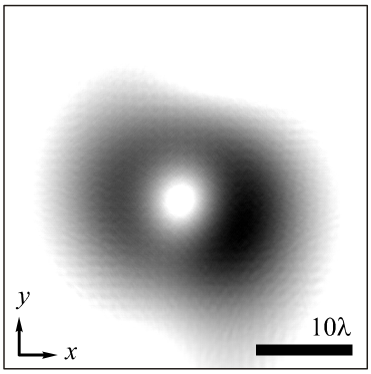

Рис. 7. Амплитуда гауссова пучка после прохождения через СФП на расстоянии z = 50λ, полученная с помощью метода BPM (негативное изображение)

4. Эксперимент

На рис. 8*а* показано увеличенное оптическое изображение центральной части СФП на резисте с топологическим зарядом $m = 3$, которая использовалась в эксперименте. На рис. 8*б* показан профиль этого же участка рельефа СФП, которая была рассчитана для длины волны $\lambda = 633$ нм.

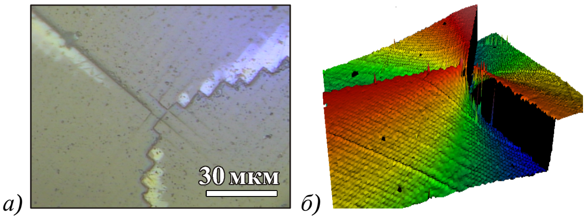

Рис. 8. Вид сверху центральной части (90×90 мкм) СФП с m = 3 для длины волны λ = 633 нм в оптическом микроскопе (а) и рельеф (в псевдоцветах) этого участка поверхности, полученный с помощью микроинтерферометра (б). Величина скачка рельефа (область чёрного) равна 2λ

Спиральная пластинка (рис. 8) освещалась линейно поляризованным гауссовым пучком, и интенсивность прошедшего через неё излучения с длиной волны $\lambda = 633$ нм измерялась на разных расстояниях с помощью микроскопа ближнего поля с кантилевером, имеющим отверстие диаметром 100 нм. На рис. 9 показаны распределения интенсивности за СФП (рис. 8) на расстояниях $z = 100$ мкм (*а*) и $z = 300$ мкм (*в*). Для сравнения на рис. 9*б*, *г* показаны интенсивности на соответствующих расстояниях, рассчитанные с помощью метода BPM. Из рис. 9 видно, во-первых, что экспериментальная картина интенсивности оптического вихря ещё не успела обрести кольцевую форму и концентрация интенсивности имеет место вблизи линий скачков рельефа СФП (рис. 8), а, во-вторых, расчётные картины дифракции соответствуют экспериментальным данным.

На рис. 9*а* можно видеть интересную особенность картины дифракции: возникновение локальных субволновых фокусов в местах, где линия скачка рельефа образует углы (ломаная линия на рис. 8*а*). Авторы планируют подробнее исследовать этот эффект.

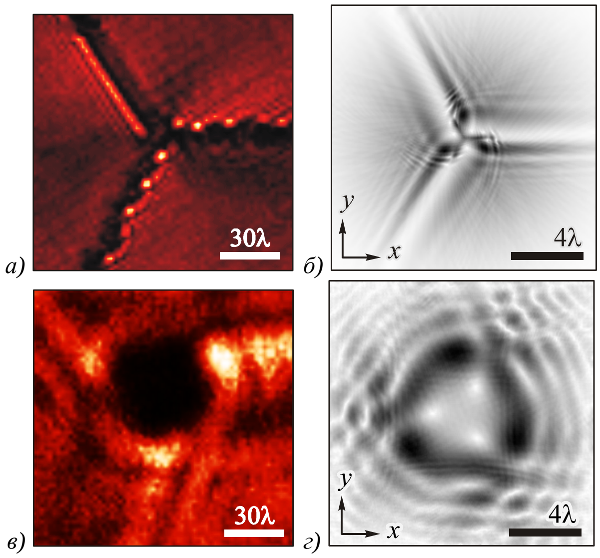

Рис. 9. Полученные с помощью микроскопа ближнего поля асимметричные оптические вихри (90×90 мкм), сформированные СФП (рис. 8) на расстоянии z = 100 мкм (а) и z = 300 мкм (в), и аналогичные картины дифракции, рассчитанные методом BPM (б, г)

Заключение

Таким образом, в данной работе тремя расчётными способами показана асимметрия светового вихревого пучка, сформированного спиральной рефракционной пластинкой со скачком рельефа поверхности. Получен дифракционный интеграл, описывающий принцип Гюйгенса–Френеля и учитывающий особенности рельефа рефракционного оптического элемента. С помощью этого интеграла рассчитана картина дифракции на СФП, которая имеет почти тот же вид, что и картина дифракции, полученная строгим FDTD методом. Отсутствие в ближней зоне кольцевого распределения интенсивности у оптического вихря с топологическим зарядом 3, сформированного СФП с тремя скачками рельефа, доказано экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 14.740.11.0016), грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-4128.2012.9) и молодого кандидата наук (МК-3912.2012.2), а также гранта РФФИ № 12-07-00269.

Литература (References)

1. **Khonina, S.N.** The Phase Rotor Filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev // Journal of Modern Optics. – 1992. – Vol. 39(5). – P. 1147-1154.
2. **Allen, L.** Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian modes / L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, J.P. Woerdman // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 45. – P. 8185-8189.
3. **Sacks, Z.** Holographic formation of optical-vortex filaments / Z. Sacks, D. Rozas, G. Swartzlander, Jr. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1998. – Vol. 15. – P. 2226-2234.

4. **Nye, J.F.** Dislocations in wave trains / J.F. Nye, M.V. Berry // Proceedings of the Royal Society of London, Series A. – 1974. – Vol. 336. – P. 1605.
5. **Kotlyar, V.V.** Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Almazov, S.N. Khonina, V.A. Sofier, H. Elfstrom, J. Turunen // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – Vol. 22. – P. 849-861.
6. **Kotlyar, V.V.** Diffraction of a plane, finite-radius wave by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, H. Elfstrom, J. Turunen // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – P. 1597-1599.
7. **Garcia-Gracia, H.** Diffraction of plane waves by finite-radius spiral phase plates of integer and fractional topological charge / H. Garcia-Gracia, J. Gutiérrez-Vega // J. Opt. Soc. Am. A. – 2009. – Vol. 26. – P. 794-803.

DIFFRACTION OF LIGHT BY A SPIRAL PHASE PLATE WITH PIECEWISE-CONTINUOUS MICRORELIEF

A.A. Kovalev [1], V.V. Kotlyar [1], S.S. Stafeev [2], V.A. Soifer [1,2]
[1] Image Processing Systems Institute of the RAS,
[2] S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)

Abstract

Using a Huygens–Fresnel principle and the FDTD method we show that an optical vortex generated by a refractive spiral plate with a relief step has an asymmetric profile. The annular diffraction pattern in the optical vortex beam cross-section is found to be disturbed not only for the near-field diffraction but also for the middle-field diffraction, at a distance of several Fresnel lengths. For spiral phase plate with topological charge $m = 3$ asymmetry of optical vortex has been shown experimentally.

Key words: refractive spiral phase plate, optical vortex, thin element, transmittance function, microrelief, Huygens-Fresnel's principle.

Сведения об авторах ***Ковалёв Алексей Андреевич, Стафеев Сергей Сергеевич*** *– см. стр. 188-189 этого номера.*
Сведения об авторе ***Котляр Виктор Викторович*** *– см. стр. 164 этого номера.*
Сведения об авторе ***Сойфер Виктор Александрович*** *– см. стр. 150 этого номера.*

Поступила в редакцию 09 апреля 2012 г.