

УДК 535.423

ИЗГОТОВЛЕНИЕ МЕТОДОМ ТРЕХМЕРНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СУБМИКРОННОЙ ЛИТОГРАФИИ СПИРАЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ ПЛАСТИНОК ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ФОТОНОВ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

© 2021 г. А. А. Деменев¹ *, А. В. Ковальчук², Е. А. Полушкин², С. Ю. Шаповал²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук,
Черноголовка, Россия

*E-mail: demenev@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 28.08.2020 г.

После доработки 25.09.2020 г.

Принята к публикации 28.10.2020 г.

Методом трехмерной фемтосекундной лазерной субмикронной литографии изготовлена спиральная фазовая пластинка с топологическим зарядом, равным 1. Для проверки вихревых свойств сформированного лазерного пучка разработана и собрана оптическая схема на базе интерферометра Майкельсона. Оптические измерения подтвердили, что спиральная фазовая пластинка создает оптический лазерный вихрь с нормированным орбитальным угловым моментом $|m| = 1$. Отработан метод изготовления и тестирования спиральных фазовых пластинок, передающих лазерному полю необходимую величину орбитального углового момента.

DOI: 10.31857/S0367676521020083

ВВЕДЕНИЕ

Неравновесные фазовые переходы встречаются в широком классе многочастичных систем в физике конденсированного состояния, но, при этом, демонстрируют интригующую универсальность в теоретическом описании и, поэтому в настоящее время интенсивно изучаются. Физика неравновесных переходов оказывается существенно более богатой, чем в случае равновесных систем, в частности, динамический переход от неупорядоченной фазы к фазе с параметром порядка сопровождается образованием в системе различных топологических дефектов, таких как, например, квантовые вихри, полувихри или пары вихрей [1–3]. Данные дефекты характеризуются изменением фазы конденсатной волновой функции (ВФ) по замкнутому контуру вокруг топологической особенности кратным 2π , т.е. обладают квантованной проекцией орбитального углового момента (ОУМ), равной $m \cdot \hbar$, где $m \in \mathbb{Z}$. Образование и размножение подобных дефектов играет важнейшую роль в формировании когерентного макрозаполненного конденсатного состояния. Как было показано, например, в работах [4, 5], в физическую систему можно внести орбитальный

угловой момент через взаимодействие с лазерным полем, обладающим нужным значением проекции ОУМ. В связи с этим надо отметить перспективное направление применения состояний фотонного поля с ОУМ – микроманеупулирование [6–8]. Данное направление подразумевает оптический захват и управление объектами микронного размера с помощью света с ОУМ без теплового контакта. Таким образом, создание лазерного поля с требуемыми параметрами орбитального момента и пространственного распределения является важной задачей при исследовании динамики многочастичных систем.

На текущий момент генерация и исследование электромагнитных (ЭМ) полей с ОУМ представляет собой обширный и быстроразвивающийся раздел квантовой оптики, включающий и относительно новое направление – нанофотонику [9–12]. ВФ состояний электромагнитного поля, включающих квантовое число m , образуют ортогональный базис, поэтому величину проекции ОУМ фотона (наряду с поляризацией, временной формой лазерных импульсов и т.д.) можно использовать как канал передачи информации в технологиях коммуникации будущего.

Для кодирования и передачи информации могут потребоваться лазерные поля с большими значениями m . Одной из ключевых задач нанофотоники является создание компактных структур на основе микролазеров, излучающих световое поле с заданным ОУМ с возможностью их интеграции в логические схемы.

В работе [13] впервые было показано, что можно создать лазерное поле, обладающее ненулевой проекцией ОУМ на направление распространения (ось Z), а также был предложен метод его генерации. В дальнейшем, пучки фотонов с ненулевой проекцией ОУМ будем называть закрученными или вихревыми, по аналогии с терминами из работы [14]. В настоящее время экспериментально проверено, что для большинства случаев генерации закрученных лазерных пучков можно пользоваться парааксиальным приближением, когда Z -проекция полного момента импульса фотона в лазерном пучке складывается из проекций спинового момента и ОУМ и равна (в единицах \hbar) $J_z = L_z + S_z$, где $L_z = m \in \mathbb{Z}$, $S_z = \pm 1$. Следовательно, компоненты проекции полного момента можно независимо и контролируемо менять с помощью линейных оптических элементов. Также поскольку для парааксиального поля ОУМ полностью определяется своей проекцией на ось Z (остальные проекции равны нулю), в дальнейшем будем говорить об ОУМ на фотон лазерного пучка при этом имея ввиду инвариант распространения ЭМ поля – нормированную (на мощность лазерного пучка) проекцию L_z .

Существует несколько методов создания вихревого пучка фотонов для оптического диапазона: голографический метод, использование спиральных фазовых пластинок, систем цилиндрических линз, q -пластинок и пространственных модуляторов света [14–22]. Наиболее популярными являются голографический метод и использование вихревых пластинок. В голографическом методе, с помощью компьютера моделируется и создается голограмма с “вилочковой” особенностью, например, порядка $|m|$. Тогда падающая ЭМ волна испытывает дифракцию на “вилочковой” голограмме с образованием трех пучков, распространяющихся в направлении порядков дифракции: 0 (фотоны с $m = 0$) и $N = \pm|m|$ (2 пучка фотонов с $|m_1 = +|m|$ и $|m_2 = -|m|$). Преобразование плоского фронта в вихревой с использованием спиральной фазовой пластинки (СФП) происходит вследствие линейной зависимости ее оптической толщины $L(\rho, \varphi) = L(\varphi) = L_\varphi$ от полярного угла φ : $\frac{2\pi(n-1)}{\lambda_0} \cdot L_\varphi = |\eta|\varphi$, где n – показатель преломления материала пластинки, η – топологиче-

ский заряд (ТЗ) СФП, принимающий целочисленные значения (в дальнейшем подразумевается модуль ТЗ), а λ_0 – длина волны в вакууме. При обходе по полному кругу разность фаз плоских волн меняется на $2\pi\eta$, и поверхность постоянной фазы ЭМ волны на выходе из пластинки будет иметь форму геликоида с пространственным периодом $\eta\lambda_0$. Спиральная фазовая пластинка формирует только один вихревой пучок фотонов, распространяющийся в направлении падающего пучка. Если ось СФП совмещена с направлением распространения и “центром масс” падающего Гауссова пучка, тогда нормированный ОУМ вихревого ЭМ поля будет равен топологическому заряду пластинки $m = \eta$ [23].

Целью данной работы было создание с помощью метода 3D фемтосекундной лазерной субмикронной литографии (two-photon polymerization based 3D submicron printing technology, в дальнейшем будем называть 2PP-3D-SmP-метод) спиральной фазовой пластинки с единичным топологическим зарядом $\eta = 1$, формирующей оптический лазерный вихрь с ОУМ на фотон равным $|m| = 1$. Для получения лазерного поля с большими \tilde{m} в едином цикле 2PP-3D-SmP-методом изготавливается структура из N_{SPP} последовательно расположенных СФП (ПСФП) с топологическим зарядом η_1 для каждой, тогда $\tilde{m} \equiv N_{SPP}\eta_1$. Обсуждаются перспективы изготовления ПСФП микронных размеров (~ 10 мкм) в диаметре для последующего согласования с полупроводниковым экситон-поляритонным микрорезонатором.

АППАРАТНЫЕ И ПРОГРАММНЫЕ МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СПИРАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНКИ

Для изготовления СФП использовалась установка 3D лазерной литографии “Photonic Professional GT” фирмы “Nanoscribe”. Схема установки представлена на рис. 1. Одним из основных элементов литографа является фемтосекундный лазер с длиной волны 780 нм. Луч лазера проходит через оптическую систему, в которой присутствует акусто-оптический модулятор (АОМ), позволяющий изменять мощность проходящего через него луча. Затем, луч фокусируется через иммерсионный объектив инвертированного микроскопа на создаваемый образец, который в свою очередь, закреплен на пьезоэлектрическом 3-х осевом манипуляторе.

Для работы на этом оборудовании используются позитивные и негативные фоторезисты, экспонирование которых осуществляется ультрафиолетовым светом. Такие фоторезисты инертны к свету длиной волны 780 нм. Следовательно, луч

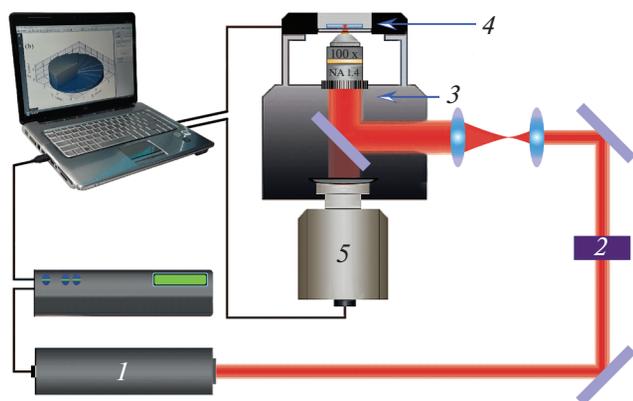


Рис. 1. Схема установки 3D фемтосекундной лазерной субмикронной литографии “Photonic Professional GT”: 1 – фемтосекундный лазер с длиной волны 780 нм; 2 – акусто-оптический модулятор; 3 – инвертированный микроскоп; 4 – пьезоэлектрический 3D манипулятор; 5 – ПЗС-камера.

фемтосекундного лазера может проходить через объем фоторезиста, не вызывая в нем процессов сшивки или деструкции, характерных для экспонирования. В месте фокусировки лазерного луча образуется область с высокой плотностью фотонов. В этой области возрастает вероятность протекания процесса двухфотонного поглощения [24], в результате которого происходит локальное экспонирование фоторезиста. Данную область принято называть – воксель (по аналогии с “пиксель” для двумерных объектов). Эта область имеет не сферическую форму, а форму вытянутого эллипсоида. Размеры этой области зависят от мощности лазерного излучения и составляют ≈ 0.1 мкм в диаметре и ≈ 1 мкм в высоте эллипсоида. Так как объект экспонирования закреплен на пьезоэлектрическом манипуляторе, то перемещая его в трех направлениях во время засветки лазером, можно формировать 3-х мерные структуры в объеме фоторезиста, прорисовывая их вокселем.

Экспонирование объема объекта производится управляющей программой. В большинстве применений используется послойное сканирование. Для минимизации рафности (сглаживания) поверхности объекта, экспонирование конечных слоев производится с заглублением вокселя в объеме уже экспонированного фоторезиста. Таким образом, конечные слои экспонируются верхним сегментом вокселя. Минимальный размер объектов, которые можно создать на 3D микропринтере – тридцать нанометров. Главным преимуществом “Photonic Professional GT” является возможность реализации экспонирования фоторезиста на заданной глубине. Особо необходимо отметить, что при таком процессе полностью исключается экс-

понирование верхнего слоя фоторезиста, через который проходит пучок света.

Микропринтер оборудован системой распознавания интерфейса подложка–фоторезист, что позволяет компенсировать как погрешности поверхности подложки, так и погрешность ее наклона к горизонтальной плоскости. Перед началом процесса экспонирования производится сканирование и запоминание интерфейса по всей площади образца. Система распознавания интерфейса позволяет создавать структуры, основания которых параллельны поверхности подложки.

Рабочая область обеспечивается характеристиками пьезоэлектрического манипулятора и составляет $(300 \times 300 \times 300)$ мкм. Точность позиционирования ≈ 5 нм. Для создания структур с размерами, выходящими за рамки рабочей области пьезоэлектрического манипулятора, или для мультиплицирования микроструктур используется механический манипулятор, позволяющий работать на области (100×100) мм. Точность механического манипулятора составляет ≈ 1.5 мкм.

В данной работе мы применили 3D микропринтер “Photonic Professional GT” для изготовления СФП с единичным топологическим зарядом, рассчитанной на длину волны $\lambda_0 = 800$ нм. Геометрические параметры СФП рассчитывается на заданную длину волны λ_0 фазово-модулируемого лазера. Коэффициент преломления материала фазовой пластинки $n(\lambda_0)$ находится из полуэмпирического уравнения Селлмейера:

$$n^2 - 1 = \frac{A\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - B}, \quad (1)$$

где $A = 0.01364$ и $B = 1.2662$ для полимеризованного фоторезиста марки “IP-Dip”, производимого фирмой “Nanoscribe”. После определения основных геометрических параметров СФП в программе “Система автоматизированного проектирования” (САПР) была создана ее 3-х мерная модель, представленная на рис. 2. Так как структура экспонируется послойно от подложки и толщина слоя определена, то реальная структура получается ступенчатой формы, как это представлено на рис. 2. Как было показано в работах [16, 25], эффективность конверсии с использованием СФП единичного заряда лазерного поля в состояние с $|m| = 1$ достигает $\approx 78\%$ уже для 16 угловых секторов, дальнейшее увеличение количества секторов не приводит к существенному улучшению эффективности (до 79%). В качестве подложки использовалось кварцевое стекло диаметром 24 мм и толщиной 170 мкм.

В результате проделанной работы, мы получили СФП радиусом 1500 мкм. Пластина состоит из

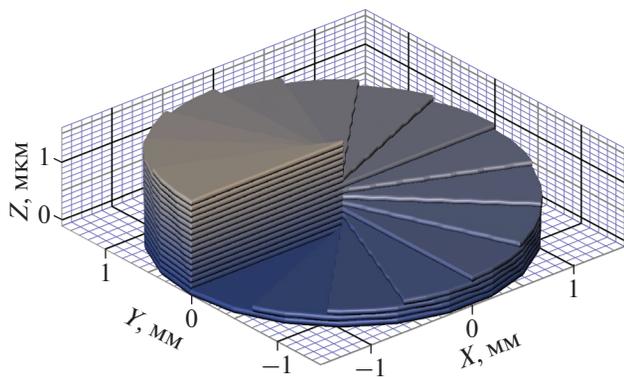


Рис. 2. Трехмерная модель спиральной фазовой пластинки для изготовления на установке “Photonic Professional GT”. “Ступени” обусловлены спецификой экспонирования – слой за слоем (для наглядности пропорции не сохранены).

16 угловых секторов постоянной толщины $\Delta = 103.7$ нм в направлении Z (рис. 2). Первый сектор – это основание общей подложки, которое принимается за ноль отсчета фазы световой волны. Толщину пластинки при обходе по кругу можно представить как $L_i = (i - 1) \cdot \Delta$, где i – номер сектора. Общая (рабочая) толщина СФП составляет 1555 ± 15 нм. Учитывая, что из (1) коэффициент преломления полимеризованного фоторезиста на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм равен 1.5145, находим сдвиг фазы, соответствующий обходу по углу φ на 2π :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L_{16} \cdot [n(\lambda_0) - 1]}{\lambda_0} = 2\pi \cdot (1 \pm 0.01). \quad (2)$$

Таким образом, получившаяся СФП имеет топологический заряд, равный единице, и при правильной установке в оптическую систему [23] будет формировать оптический лазерный вихрь с ОУМ на фотон равным $|m| \cong 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНКИ

Для тестирования изготовленной СФП была собрана оптическая схема, представленная на рис. 3. Фотонный пучок от пикосекундного лазера ($\tau = 1.5$ пс) пропусклся через комбинацию поляризатора (П1) и полуволновой пластинки приобретая линейную поляризацию. Далее в оптическую схему встраивались две линзы (не показаны на рис. 3) для вариации диаметра пучка, который подбирался таким образом, чтобы полностью заполнить активную площадь пластинки. Линейно-поляризованный пучок фотонов с $\lambda_0 = 800$ нм пропусклся через СФП и приобретал ОУМ на

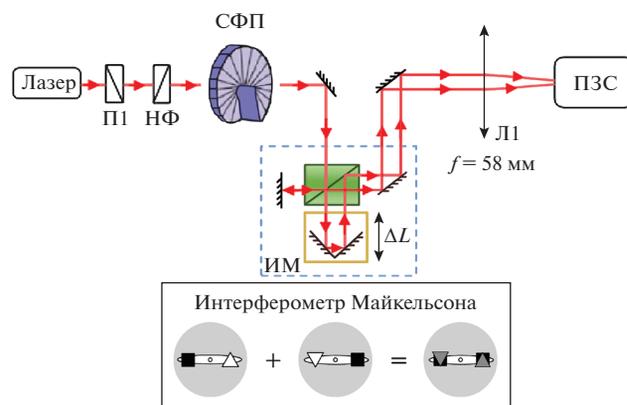


Рис. 3. Схема экспериментальной оптической установки для тестирования спиральной фазовой пластинки. Лазер – пикосекундный лазер ($\tau = 1.5$ пс) с длиной волны 800 нм; П1 – линейный поляризатор; НФ – градиентный фильтр; СФП – спиральная фазовая пластинка; ИМ – пространственно-инвертирующий интерферометр Майкельсона; Л1 – фокусирующая на детектор линза; ПЗС – ПЗС-камера.

фотон, равный m , равный ее топологическому заряду [23, 26, 27]. Как было показано, например, в работе [28] распределение ЭМ поля после дифракции Гауссова пучка на СФП в дальней зоне (эксперимент проводился в данных условиях) имеет довольно сложное аналитическое выражение. Однако, с высокой точностью, его удается аппроксимировать модой Лагерра–Гаусса порядка $(m, 0)$ [16, 22, 28]. Тогда формируемое фокусирующей линзой (Л1) в плоскости ПЗС-детектора пространственное распределение напряженности электрического поля можно записать как

$$E(\rho, \varphi) \cong LG_0^m(\rho, \varphi) = \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w_0} \right)^{|m|} \times \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2} \right) \exp(-im\varphi) = E_0^m(\rho) \exp(-im\varphi), \quad (3)$$

здесь (ρ, φ) – полярные координаты в плоскости детектора, $w_0/\sqrt{2}$ – перетяжка лазерного пучка в плоскости детектора.

На рис. 4а и 4б представлены экспериментально полученные пространственные распределения интенсивности лазерного поля $I = |E(\rho, \varphi)|^2$ для $m = 0$ (без СФП) и при пропускании через спиральную пластинку, соответственно. Пространственное разрешение оптической схемы составляло ≈ 1 мкм. Как можно видеть из рис. 4а, без пластинки радиальное распределение интенсивности имеет гауссову форму с шириной на половине высоты ≈ 10 мкм. Внесение в лазерный пучок вихревой пластинки

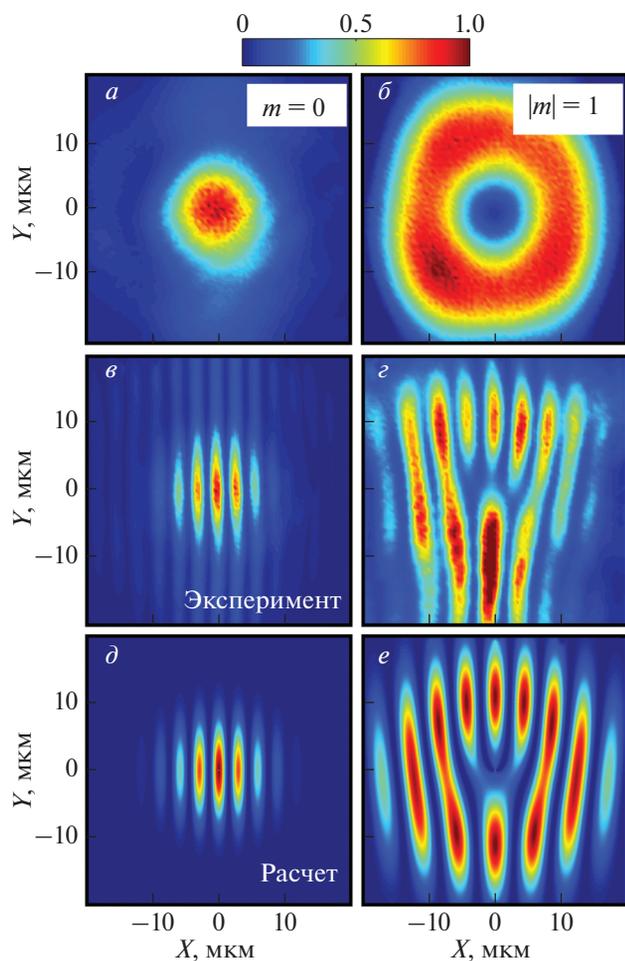


Рис. 4. Экспериментально реализованные пространственные распределения интенсивности лазерного поля в плоскости матрицы детектора: без спиральной фазовой пластинки (*a*); со спиральной фазовой пластинкой, помещенной соосно с лазерным пучком (*b*). Пространственные распределения интенсивности оптического поля, состоящего из двух интерферирующих когерентных лазерных пучков одинаковой интенсивности и радиуса, с противоположными нормированными ОУМ (m и $-m$) для двух значений m (*c–e*). Случай $m = 0$: *c* – эксперимент; *d* – расчет, $\Delta L = -\lambda_0/2$; случай $|m| = 1$: *e* – эксперимент, *f* – расчет, $\Delta L = 0$. Для каждого распределения приведена нормированная интенсивность.

кардинально меняет распределение I , теперь вблизи центра пятна фокусировки (ось вихревой пластинки совмещена с “центром масс” Гауссова пучка) интенсивность обращается в нуль. Как видно на рис. 4*b* измеренное распределение интенсивности качественно согласуется с распределением, ожидаемым для моды Лагерра–Гаусса $|E_0^m(\rho)|^2$. Слабая зависимость I от полярного угла (рис. 4*b*), наблюдаемая в эксперименте, связана с

точностью совмещения осей лазерного пучка и вихревой пластинки и попадания в нормаль к поверхности СФП, т.е. не связана с качеством пластинки и на дальнейшие результаты не оказывает существенного влияния.

Спиральная фазовая пластинка была изготовлена с таким расчетом, чтобы создавать закрученный пучок фотонов с нормированным ОУМ, $|m| = \eta = 1$. Для проверки вихревых свойств лазерного пучка в оптическую схему (рис. 3) встраивался интерферометр Майкельсона с призмой в одном из плеч [29], выполняющей зеркальное отражение изображения относительно своей оси. В этом случае, на выходе из интерферометра приготавливалось поле в когерентной суперпозиции двух лазерных пучков одинаковой интенсивности и радиуса, с противоположными значениями ОУМ на фотон, $m_1 = +m$ и $m_2 = -m$, с пространственным распределением ЭМ поля в фокальной плоскости линзы:

$$E_{\Sigma}^{\text{calc}}(\rho, \varphi) = E_0^m(\rho) \exp(-im\varphi) [\exp(2im\varphi) + 1]. \quad (4)$$

Тогда, с учетом интерференции пучком, распределение интенсивности лазерного поля в плоскости ПЗС-камеры запишется в виде:

$$I_{\Sigma}^{\text{calc}}(\rho, \varphi) = 2|E_0^m(\rho)|^2 \times \left[1 + \cos\left(2|m|\varphi + \frac{2\pi}{\Lambda}\rho\cos\varphi + \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta L + \pi\right) \right], \quad (5)$$

где Λ – период интерференционной картины, ΔL – разность оптических длин плеч интерферометра.

Для контроля экспериментально получаемого распределения интенсивности ЭМ поля лазера в плоскости детектора и определения величины приобретаемого фотоном ОУМ выполнялось численное моделирование пространственного распределения $|E_{\Sigma}^{\text{calc}}(\rho, \varphi)|^2$ для оптического поля, состоящего из двух интерферирующих когерентных лазерных пучков одинаковой интенсивности и радиуса, с противоположными проекциями ОУМ, для разных значений m .

На рис. 4*c–4f* приведены экспериментально полученные и рассчитанные пространственные распределения интенсивностей для случая $m = 0$ (*c, d*) и $|m| = 1$ (*e, f*). Как видно из рис. 4*c* и 4*d*, в случае $m = 0$ лазерное пятно фокусировки, имеющее гауссову форму, модулируется интерференцией с периодом $\Lambda_0 \approx 3$ мкм. В тоже время, рассчитанное распределение I для закрученного пучка фотонов с $|m| = 1$ (рис. 4*e*) демонстрирует интерференционную картину (с периодом $\Lambda_1 \approx 5$ мкм) с “вилочкой” относительно центра вихря, поскольку в фазе выражения (5) появляется член 2φ . Эмпирически,

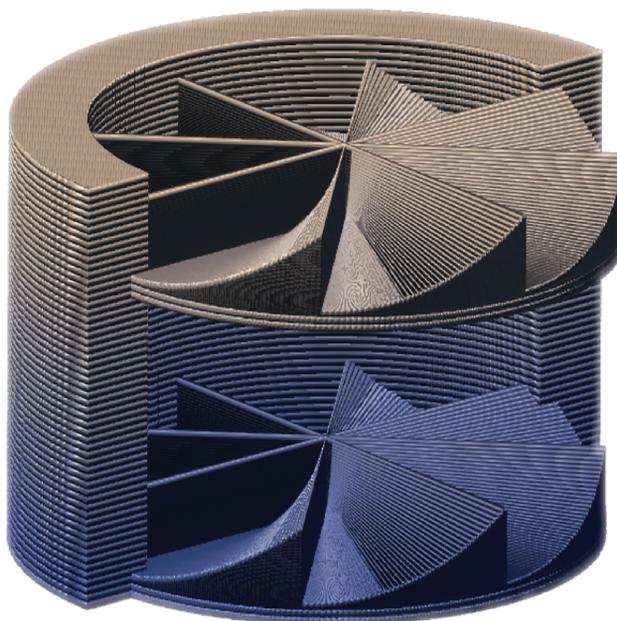


Рис. 5. Трехмерная модель оптической структуры, состоящей из двух 8-секционных СФП. Топологический заряд каждой секции η . Топологический заряд оптической структуры равен 16η .

по виду “вилочковой” особенности, можно определить значение $|m|$: $|m| = N_{max}/2$, здесь N_{max} – число максимумов I , исходящих из центра “вилки”, не считая лежащих на прямой $X = 0$.

Пространственное распределение интенсивности лазера, пропущенного через СФП и интерферометр Майкельсона показано на рис. 4г. Как видно из рисунка, в измеренном распределении I также наблюдается характерная “вилочковая” особенность и сравнение структуры и количества интерференционных полос в расчете и эксперименте демонстрирует качественное согласие, что позволяет утверждать, что вихревая пластинка может приготавливать лазерное поле с нормированным ОУМ $|m| = 1$. В действительности, примененная интерференционная методика показывает, что СФП имеет топологический заряд равный 1, и, как уже было сказано выше, в идеальном случае фотон приобретает ОУМ, $|m| = \eta = 1$. Однако, как продемонстрировано в работах [23, 26], смещение оси СФП относительно оси Гауссова пучка и несовпадение размеров пучка и активной площади СФП уменьшают ОУМ на фотон. Наши оценки погрешностей позволяют говорить, что при лучшей юстировке схемы с помощью изготовленной СФП можно получить лазерный вихрь с нормированным ОУМ из интервала: $|m| \in [0.9, 1]$.

Как было сказано во Введении, важной задачей является повышение значения ОУМ на фотон для закрученных лазерных пучков. Одним из путей увеличения нормированного ОУМ являет-

ся последовательное расположение нескольких СФП на оси распространения лазерного пучка. В этом отношении 2PP-3D-SmP-метод обладает важным преимуществом: в едином цикле можно формировать объемную структуру перемещаясь вокселем в 3-х направлениях. В качестве примера на рис. 5 показан эскиз объемной структуры для изготовления на 3D микропринтере “Photonic Professional GT”. Структура состоит из двух последовательно расположенных СФП с восемью секциями в каждой. Если топологический заряд каждой секции равен η , тогда ТЗ всей структуры $\eta_{\Sigma} = 16\eta$, и приобретаемый фотоном ОУМ $\approx 16\eta$. Подобным образом, если изготовить ПСФП-структуру из N_{SPP} последовательно расположенных СФП с M секциями в каждой, то $|m_{\Sigma}| \approx N_{SPP}M\eta$.

Исходя из возможностей 2PP-3D-SmP-метода можно оценить достижимые значения для $\{N_{SPP}, M, \eta\}$ при изготовлении ПСФП как миллиметровых, так и микронных размеров в диаметре. Оценки проводились для $\lambda_0 = 800$ нм и 16 угловых слоев на секцию. В обоих случаях значение N_{SPP} не должно существенно превышать 10, поскольку уже заметно падает интенсивность прошедшего лазера (по оценкам, для $N_{SPP} = 10$ коэффициент пропускания структуры ≈ 0.5). Также в обоих случаях заряд $\eta \leq 2$ или 3 чтобы при переходе между слоями не было значительного скачка разности фаз ЭМ волн. Исходя из размеров и точности позиционирования вокселя можно найти, что

для диаметра СФП в 10 мкм (мкм-ПСФП) значение M не превышает 5, для диаметра в 1 мм (мм-ПСФП) значение M не превышает 500. Таким образом, 2PP-3D-SmP-метод позволяет напечатать мм-ПСФП с $|m_z|$ не больше 10^4 , и мкм-ПСФП с $|m_z|$ не больше 10^2 .

Для спиральной пластинки как самостоятельного оптического элемента значения $\sim 10^4$ для нормированного ОУМ уже были недавно получены с помощью спирального фазового зеркала [30]. В то же время в области создания микроисточников, генерирующих закрученные фотоны, значения для ОУМ в 10^2 существенно превосходят текущие достижения для микролазеров. В связи с этим мы планируем изготовить мкм-ПСФП для дальнейшего согласования с полупроводниковыми микрорезонаторами (МР). Микрорезонаторы формирующие экситонные поляритоны в активной области, как нам кажется, являются очень перспективными объектами для нанопотоники. Экситон-поляритоны в МР являются эффективными излучателями света [31], с богатой многочастичной физикой [3, 32], а помещение в активную область МР слоев дихалькогенидов переходных металлов [33] или специальных органических соединений [34] позволяет организовать сильную экситон-фотонную связь уже при комнатной температуре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках представленной работы с помощью 2PP-3D-SmP-метода была изготовлена спиральная фазовая пластинка для создания закрученного лазерного пучка с ненулевой проекцией ОУМ. Использование интерференционной методики показало, что спиральная пластинка формирует оптический лазерный вихрь с ОУМ на фотон $|m| \cong 1$, что подтверждает эффективность данного метода литографии для создания сложных 3D структур, одной из которых является спиральная фазовая пластинка.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН и ИПТМ РАН № 075-00920-20-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kevrekidis P.G., Frantzeskakis D.J., Carretero-Gonzalez R.* Emergent nonlinear phenomena in Bose-Einstein condensates. Springer series on atomic, optical, and plasma physics. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 405 p.
2. *Cross M.C., Hohenberg P.C.* // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. P. 851.
3. *Bramati A., Modugno M.* Physics of quantum fluids. Berlin: Springer-Verlag, 2013. 405 p.
4. *Andersen M.F., Ryu C., Clade P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No 170406.
5. *Krizhanovskii D.N., Whittaker D.M., Bradley R.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. Art. No 126402.
6. *Rykov M.A., Skidanov R.V.* // Appl. Opt. 2014. V. 53. P. 156.
7. *Ковалев А.А., Котляр В.В., Порфирьев А.П.* // Комп. опт. 2016. Т. 40. № 3. С. 305.
8. *Zhu R., Avsievich T., Popov A., Meglinski I.* // Cells. 2020. V. 9. P. 545.
9. *Cai X., Wang J., Strain M.J. et al.* // Science. 2012. V. 338. P. 363.
10. *Li H., Phillips D.B., Wang X. et al.* // Optica. 2015. V. 2. P. 547.
11. *Miao P., Zhang Z., Sun J. et al.* // Science. 2016. V. 353. P. 464.
12. *Xie Z., Lei T., Li F. et al.* // Light Sci. Appl. 2018. V. 7. Art. No 18001.
13. *Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. Art. No 8185.
14. *Князев Б.А., Сербо В.Г.* // УФН. 2018. Т. 188. С. 508; *Knyazev B.A., Serbo V.G.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. P. 449.
15. *Beijersbergen M., Allen L., Van der Veen H., Woerdman J.* // Opt. Comm. 1993. V. 96. P. 123.
16. *Beijersbergen M., Coerwinkel R., Kristensen M., Woerdman J.* // Opt. Comm. 1994. V. 112. P. 321.
17. *Marrucci L., Manzo C., Paparo D.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. No 163905.
18. *Padgett M., Allen L.* // J. Opt. B. Opt. 2002. V. 4. P. S17.
19. *Saleh B.E.A., Teich M.C.* Fundamentals of Photonics. N.J.: Wiley Intersci. 2019. 1520 p.
20. *Алексеев А.Н., Алексеев К.Н., Бородавка О.С., и др.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 17. С. 68; *Alekseev A.N., Alekseev K.N., Borodavka O.S. et al.* // Tech. Phys. Lett. 1998. V. 24. P. 694.
21. *Nagali E., Sciarrino F.* Manipulation of photonic orbital angular momentum for quantum information processing. Rijeka: IntechOpen, 2012. 30 p.
22. *Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J.* Optical angular momentum. IOP Publishing Ltd and individual contributors, 2003. 300 p.
23. *Котляр В.В., Ковалев А.А.* // Комп. опт. 2018. Т. 42. № 2. С. 212.
24. *Witzgall G., Vrijen R., Yablonovitch E. et al.* // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1745.
25. *Sueda K., Miyaji G., Miyanaga N., Nakatsuka M.* // Opt. Expr. 2004. V. 12. No 15. P. 3548.
26. *Котляр В.В., Ковалев А.А., Порфирьев А.П.* // Комп. опт. 2020. Т. 44. № 2. С. 145.
27. *Котляр В.В., Ковалев А.А., Порфирьев А.П.* // Комп. опт. 2017. Т. 41. № 3. С. 330.
28. *Kotlyar V.V., Almazov A.A., Khonina S.N. et al.* // JOSA A. 2005. V. 22. No 5. P. 849.
29. *Roumpos G.* Phase fluctuations in microcavity exciton polariton condensation. (Doctoral dissertation). Stanford: Stanford University, 2011. 157 p.

30. Fickler R., Campbell G., Buchler B. et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2016. V. 113. Art. No 13642.
31. Schneider C., Rahimi-Iman A., Kim N.Y. et al. // Nature. 2013. V. 497. P. 348.
32. Rahimi-Iman A. Polariton physics: from dynamic Bose–Einstein condensates in strongly-coupled light–matter systems to polariton lasers. Springer series in optical sciences. Springer Nature Switzerland AG, 2020. 295 p.
33. Flatten L., He Z., Coles D. et al. // Sci. Rep. 2016. V. 6. Art. No 33134.
34. Dusel M., Berzold S., Egorov O.A. et al. // Nat. Commun. 2020. V. 11. Art. No 2863.

The 3D femtosecond laser submicron lithography method of fabrication of spiral phase plates for creating photon beams with orbital angular momentum

A. A. Demenev^{a,*}, A. V. Kovalchuk^b, E. A. Polushkin^b, S. Yu. Shapoval^b

^aInstitute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

^bInstitute of Microelectronics Technology and High Purity Materials of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: demenev@issp.ac.ru

A spiral phase plate with a topological charge equal to 1 was fabricated using a 3D femtosecond laser submicron lithography technique. To check the vortex properties of the formed laser beam, an optical scheme based on a Michelson interferometer was developed and assembled. The optical measurements confirmed that the spiral phase plate forms an optical laser vortex with the normalized orbital angular momentum $|m| = 1$. The method of fabrication and testing of spiral phase plates, which transmit the required value of orbital angular momentum to a laser field, is worked through.