

03

## Получение однофотонных волновых пакетов инфракрасного диапазона длин волн с орбитальным угловым моментом с использованием фазовых „вихревых“ пластин\*

© Д.А. Турайханов<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>1,¶</sup>, А.А. Калачев<sup>1</sup>, И.Р. Имангулова<sup>2</sup>,  
Н.Н. Лосевский<sup>2</sup>, Е.В. Разуева<sup>2</sup>, С.А. Самагин<sup>2</sup>, С.П. Котова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия

<sup>2</sup>Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН, 443011 Самара, Россия

¶ e-mail: andrei\_vs@rambler.ru

Поступила в редакцию 24.09.2018 г.

Рассмотрены особенности формирования и регистрации аксиально-симметричных вихревых полей с помощью дифракционных оптических элементов, которые можно использовать для генерации однофотонных состояний с ненулевым орбитальным угловым моментом в процессе спонтанного параметрического рассеяния света.

DOI: 10.21883/OS.2019.01.47049.253-18

### Введение

Для реализации квантовых каналов связи в свободном пространстве большой интерес представляют световые пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1,2]. Такие пучки называются вихревыми и являются предметом изучения сингулярной оптики [3]. Квантовая связь на их основе может обеспечить большую пропускную способность канала и лучшую защиту, так как наличие ненулевого орбитального углового момента позволяет создавать квантовые состояния более высокой размерности.

Среди пучков с ненулевым ОУМ выделяются осевые оптические вихри — световые пучки, поперечное распределение комплексной амплитуды которых может быть записано в виде

$$E(r, \phi) = u(r, \phi)e^{im\phi}, \quad (1)$$

где  $u(r, \phi)$  — аксиально-симметричная функция полярных координат  $r$  и  $\phi$ ,  $m$  — топологический заряд вихря. Хорошо известно, что величина топологического заряда оптического вихря определяет величину его орбитального углового момента [4] и может использоваться для кодирования информации в оптических системах связи. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что оптические вихри оказываются более устойчивыми при распространении в турбулентной среде по сравнению с обычными гауссовыми пучками [5,6] и проявляют способность к самовосстановлению [7,8]. Кроме того, оптические вихри образуют ортогональный базис и благодаря этому позволяют мультиплексировать несколько независимых потоков данных [9–13].

\* XIII International Conference on Hole Burning, Single Molecule, and Related Spectroscopies: Science and Applications (HBSM-2018), August 6–12, 2018, Suzdal–Moscow, Russia.

Однофотонные состояния на длине волны около 800 nm, соответствующей одному из окон прозрачности атмосферы, можно эффективно получать в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света [14]. Отличительными особенностями СПР являются широкий спектр генерации, который может составлять порядка нескольких THz, и возможность генерировать чистые однофотонные и двухфотонные состояния света при комнатной температуре. Кроме того, процесс СПР позволяет получать однофотонные состояния с ненулевым ОУМ. В настоящей работе мы представляем результаты предварительных исследований по разработке метода генерации однофотонных состояний с ненулевым ОУМ в процессе СПР на основе дифракционных оптических элементов.

### Формирование аксиально-симметричных световых полей с орбитальным угловым моментом

В настоящее время разработано достаточно много методов формирования аксиально-симметричных полей с ненулевым орбитальным угловым моментом (см. обзор [15]). В нашей работе для формирования оптических вихрей мы использовали дифракционные оптические элементы (ДООЭ) в виде вихревой линзы и вихревого аксикона [16,17], так как это один из наиболее гибких и энергетически эффективных методов.

Фазовые пропускания вихревой линзы и вихревого аксикона имеют вид

$$\Phi_l(r, \phi) = -\frac{\pi r^2}{\lambda f} + m\phi, \quad (2)$$

$$\Phi_{ax}(r, \varphi) = -\frac{\pi r^2}{\lambda f} + \frac{\pi r_0 r}{\lambda f} + m\varphi, \quad (3)$$

где  $m$  — топологический заряд,  $f$  — фокусное расстояние,  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения.

Были изготовлены ДОЭ с топологическим зарядом  $m = 1, 2$  и  $3$  [18]. Для этого вначале с помощью фотопостроителя „POLAROID ProPalette 8000“ (разрешение  $4.5 \mu\text{m}$ ) были созданы полутонные фотошаблоны. Поперечный размер дифракционных элементов составлял  $10 \times 10 \text{ mm}$ . Фокусное расстояние на длине волны  $532 \text{ nm}$  имеет значение около  $800 \text{ mm}$ . Затем на слоях бихромированной желатины (БХЖ), приготовленных из светочувствительного слоя промышленных голографических фотопластинок ПФГ-03, путем контактного копирования с полутонных фотошаблонов формировались фазовые ДОЭ. Максимальная дифракционная эффективность полученных ДОЭ в начальный момент составляет величину порядка  $50\%$ , с течением времени она спадает до  $20\%$  за счет процессов релаксации в слоях бихромированной желатины, обусловленных наличием влаги в окружающей атмосфере. В экспериментах фазовые маски освещались коллимированным излучением твердотельного DPSS-лазера ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ). Полученные распределения интенсивностей анализировались с помощью окулярной камеры DCM-130.

С целью подготовки к экспериментам по спонтанному рассеянию света с орбитальным угловым моментом была теоретически и экспериментально исследована эволюция сформированных полей при распространении вблизи области фокусировки для вихревой линзы и вихревого аксикона. Численное моделирование проводилось в рамках паракиального приближения с использованием преобразования Френеля. Вычисления выполнялись стандартными методами с помощью быстрого преобразования Фурье. Полученные в ходе исследования экспериментальные и теоретические данные хорошо согласуются. Анализ результатов показал, что оптические вихри на оси пучка являются устойчивыми для обоих случаев. На рис. 1 приведены соответствующие графики зависимости диаметра сформированного кольца от расстояния вдоль оси распространения. Видно, что расстояние вдоль оси распространения пучка, при котором распределение интенсивности в форме кольца остается практически постоянным, для аксикона примерно в 2 раза больше, чем для вихревой линзы. Для используемых параметров масок оно составляет около  $40$  и  $20 \text{ mm}$  соответственно. С другой стороны, вихревая линза обеспечивает больший контраст распределения интенсивности в фокальной плоскости, что может иметь значение при детектировании выходного сигнала. Поэтому при создании установки проблема выбора между вихревой линзой и вихревым аксиконом должна решаться с учетом геометрии зоны накачки и геометрии схемы регистрации.

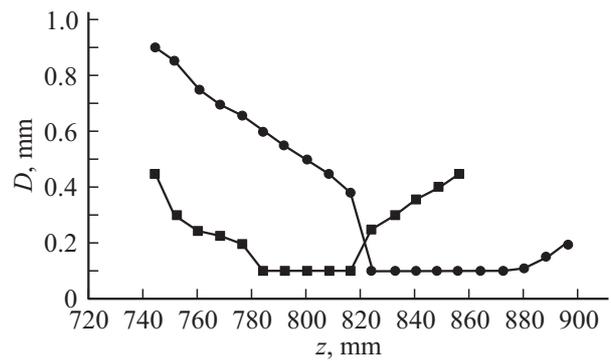


Рис. 1. Графики зависимости ширины сформированного кольца от расстояния в области фокусировки до аксикона (круги) и до вихревой линзы (квадраты).

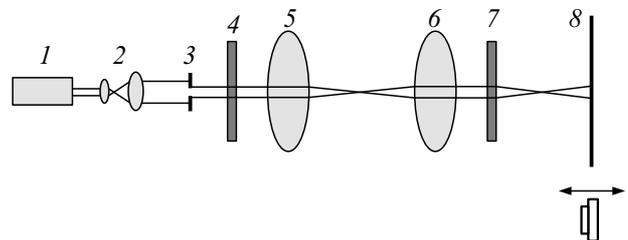


Рис. 2. Схема установки для определения топологического заряда компенсационным способом: 1 — твердотельный лазер DPSS, 2 — коллиматор, 3 — диафрагма, 4 и 7 — фазовые маски, 5 и 6 — линзы, 8 — экран или камера DSM-130 для наблюдения и регистрации распределения интенсивности.

## Определение орбитального углового момента световых полей

Известен ряд методов определения ОУМ световых пучков (см. обзоры [1,19]). В нашей работе для определения топологического заряда сформированных полей мы использовали компенсационный метод. В его основе лежит компенсация топологического заряда оптического вихря при взаимодействии его с дифракционным оптическим элементом, имеющим топологический заряд, равный по величине и противоположный по знаку. В результате такого взаимодействия осевой вихрь исчезает, и интенсивность светового поля на оптической оси принимает максимальное значение.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Коллимированный пучок шириной  $10 \text{ mm}$  освещает дифракционный элемент. Система из двух конфокально расположенных линз строит изображение дифракционного элемента. В плоскости изображения устанавливается второй дифракционный элемент, который играет роль компенсирующей маски. Фазовые маски дополнительно содержат вписанные линзы с фокусным расстоянием  $800 \text{ mm}$ . Расстояния между первой фазовой маской и первой линзой, а также между второй линзой и второй фазовой маской составляют примерно  $60 \text{ mm}$ . Линзы расположены друг относительно друга на рас-

Результаты измерений мощности в центральной части картины в относительных единицах

| Топологические заряды формирующего и компенсирующего ДОЭ одного знака  |      |      |      |
|--|------|------|------|
|  | +1   | +2   | +3   |
| +1   | 0.07 | 0.03 | 0.02 |
| +2   | 0.03 | 0.07 | 0.02 |
| +3   | 0.02 | 0.04 | 0.02 |
| Топологические заряды формирующего и компенсирующего ДОЭ разных знаков |      |      |      |
|  | +1   | +2   | +3   |
| -1   | 0.77 | 0.07 | 0.03 |
| -2   | 0.07 | 1    | 0.07 |
| -3   | 0.03 | 0.05 | 0.72 |

стоянии 250 mm. Регистрация картин осуществлялась с помощью камеры DSM-130. Наблюдение распределений интенсивности проводится вблизи области фокусировки после второй маски.

Были получены и проанализированы распределения интенсивности в плоскости наблюдения для всех пар масок с положительным и отрицательным топологическим зарядом как для вихревого аксикона, так и вихревой линзы. В том случае, когда заряды транспарантов равны по величине и противоположны по знаку, в пучке происходит компенсация оптических вихрей. В работе [18] приведены результаты экспериментов для вихревой линзы и вихревого аксикона.

Данные по измерению мощности в центральной части картин представлены в таблице. В ходе эксперимента определялась мощность, попадающая в круглую апертуру диаметром, равным примерно ширине центрального максимума в случае компенсации заряда, тем самым моделировалась процедура регистрации топологического заряда с помощью фотоприемного устройства с малой (точечной) апертурой. Видно, что наблюдается более чем десятикратное различие между мощностями сигналов в случае компенсации топологического заряда вихря и отсутствия компенсации. При уменьшении диаметра выходной диафрагмы анализатора (до разумного предела, обеспечивающего необходимое соотношение сигнал шум) это соотношение сигналов будет только расти. Аналогичная ситуация наблюдается при определении топологического заряда аксиально симметричного поля, сформированного аксиконом.

При определении неизвестного топологического заряда световых полей, полученных при спонтанном рассеянии, необходимо выбрать плоскость, в которой устанавливается точечный фотодетектор. Для ответа на этот вопрос численно и экспериментально были исследованы распределения интенсивности в различных сечениях в направлении распространения при компенсационном методе (рис. 2). Обнаружено следующее.

При отсутствии компенсации топологического заряда в центре распределения интенсивности во всех сечениях наблюдается минимум. В случае же компенсации для аксикона наблюдается максимум во всех сечениях, а для линзы максимум переходит в минимум через некоторое расстояние вдоль продольной оси. По-видимому, это связано с влиянием дифракции на апертуре масок на результирующее безвихревое поле. Отсюда следует, что при использовании вихревых линз необходимо отслеживать положение плоскости детектирования с большей тщательностью, чем для случая вихревых аксиконов.

### Совпадения фотоотсчетов при детектировании сигнального и холостого полей с ОУМ

Один из наиболее эффективных методов генерации одиночных фотонов — процесс СПР, в ходе которого фотон „накачки“, падающий на нецентросимметричную среду, уничтожается с рождением двух фотонов, называемых холостым и сигнальным. Этот процесс удовлетворяет условиям фазового синхронизма:  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$  и  $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ , где  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор сигнального фотона ( $s$ ), холостого фотона ( $i$ ) и фотона накачки ( $p$ ). Вектор состояния поля СПР можно записать в виде [14,19]

$$|\Psi\rangle = |0\rangle + \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (4)$$

где  $F(\omega_s, \omega_i)$  — спектральная амплитуда бифотона, которая определяет спектральные и пространственные свойства рассеянного поля. В случае коллинеарного режима генерации амплитуда бифотона

$$F(\omega_s, \omega_i) = |A|^2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (5)$$

где  $|A|^2$  — эффективный коэффициент взаимодействия,  $\Delta k = k_p - k_i - k_s - 2\pi/\Lambda$  — расстройка волновых векторов,  $\Lambda$  — период модуляции нелинейности,  $k_m = \omega_m n(\omega_m)/c$ ,  $k_m$  — волновой вектор. Для коллинеарного режима СПР справедливо следующее условие:

$$I_{\text{pump}} = I_s + I_i, \quad (6)$$

где  $I_{\text{pump}}$  — значение ОУМ фотона накачки,  $I_s$  и  $I_i$  — значения ОУМ сигнального и холостого фотонов соответственно. Сумма ОУМ рожденных фотонов равна ОУМ накачки. Результаты численного моделирования, проведенного для рассматриваемых пучков сигнального и холостого полей [20], показывают, что совпадения наблюдаются во всех случаях, когда сумма ОУМ сигнального и холостого фотонов была равна ОУМ пучка накачки.

## Заключение

В работе представлены результаты исследований, связанных с разработкой методов генерации одиночных фотонов с угловым орбитальным моментом с помощью спонтанного параметрического рассеяния света. Рассмотрены особенности формирования аксиально симметричных световых полей с ОУМ с помощью дифракционных вихревых линз и вихревых аксиконов. Показано, что расстояние вдоль оси распространения пучка (глубина перетяжки), в котором распределение интенсивности в форме кольца остается практически постоянным, для аксикона примерно в 2 раза больше, чем для вихревой линзы. Положение плоскости детектирования для случая использования вихревых линз является более критичным, чем для случая вихревых аксиконов. Компенсационный метод определения топологического заряда позволяет, как минимум, на порядок повысить сигнал по сравнению с методом без компенсации.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ № 16-02-01055 а) и темой государственного задания № АААА-А18-118030690040-8 (теоретически и экспериментально исследована эволюция сформированных полей при распространении вблизи области фокусировки для вихревой линзы и вихревого аксикона).

## Список литературы

- [1] Yao A.M., Padgett M.J. // Adv. Opt. Photon. 2001. V. 3. P. 161.
- [2] Wang J. // Photon. Res. 2016. V. 4. P. B14.
- [3] Soskin M.S., Vasnetsov M.V. // Progress in Optics. 2001. V. 42. P. 219.
- [4] Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J. Optical Angular Momentum. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2003. 300 p.
- [5] Paterson C. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 153901.
- [6] Vinotte A., Berg L. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 193901.
- [7] Bouchal Z. // Opt. Commun. 2002. V. 210. P. 155.
- [8] Vasnetsov M.V., Marienko I.G., Soskin M.S. // JETP Lett. 2000. V. 71. P. 130.
- [9] Gibson G., Courtial J., Padgett M.J., Vasnetsov M., Pas'ko V., Barnett S.M., Franke-Arnold S. // Opt. Express. 2004. V. 12. P. 5448.
- [10] Wang J., Yang J.Y., Fazal I.M., Ahmed N., Yan Y., Huang H., Ren Y.Y., Yue Y., Dolinar S., Tur M., Willner A.E. // Nat. Photonics. 2012. V. 6. P. 488.
- [11] Bozinovic N., Yue Y., Ren Y., Tur M., Kristensen P., Huang H., Willner A.E., Ramachandran S. // Science. 2013. V. 340. P. 1545.
- [12] Su T., Scott R.P., Djordjevic S.S., Fontaine N.K., Geisler D.J., Cai X., Yoo S.J. // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 9396.
- [13] Djordjevic I.B., Arabaci M. // Opt. Express. 2010. V. 18. P. 24722.
- [14] Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 256 с.
- [15] Padgett M., Bowman R. // Nat. Photonics. 2011. V. 5. P. 343.
- [16] Хонина С.Н. // Комп. опт. 2009. V. 33. P. 70.
- [17] Abramochkin E., Volostnikov V. // Optics Commun. 1993. V. 102. P. 336.
- [18] Shkalikov A.V., Turaykhanov D.A., Kalachev A.A., Losevsky N.N., Razueva E.V., Samagin S.A., Kotova S.P. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2018. V. 45. P. 79.
- [19] Forbes A., Dudley A., McLaren M. // Adv. Optics and Photonics. 2016. V. 8. P. 200.
- [20] Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: Физматлит, 2000. 896 с.