

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СПИНОВОГО МОМЕНТА В ОРБИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ¹

М.В. Большаков², А.В. Гусева³, Н.Д. Кундикова⁴, И.И. Попков⁵

Рассмотрен процесс распространения циркулярно поляризованного излучения в маломодовом оптическом волокне. Экспериментально продемонстрирована возможность преобразования спинового момента ± 1 пучка в орбитальный с топологическим зарядом ± 1 .

Ключевые слова спиновый момент, орбитальный момент, оптическое волокно, топологический заряд

Введение

Интерес к действиям в реальном масштабе времени, обусловленным орбитальным моментом импульса световых пучков, вызван многообещающими возможностями применения этого явления в квантовых компьютерах, криптографии и квантовой телепортации [1–3]. Информация может быть декодирована с помощью перемножения набора состояний, так как фотон несет большое количество информации, распределенной по его спиновым и орбитальным квантовым состояниям [4]. Кроме того, операции с орбитальным моментом позволяют увеличить количество параметров, по которым можно модулировать оптические пучки, а именно, любая информация, содержащаяся в сигнале, может быть декодирована не только в фазу, интенсивность, поляризацию или частоту света, но также в его орбитальный момент. В итоге развитие прямых методов, позволяющих производить действия с орбитальным моментом, даст новые возможности для применения квантовых свойств фотона. Однако достаточно сложно найти подходящую среду для преобразования спинового момента фотона в орбитальный в реальном времени.

В работе [5] рассмотрена возможность совершения такого преобразования благодаря эффекту Погкельса, возникающему в случае, когда в кристалле LiNbO_3 создается внешнее электрическое поле конической формы. Существует ряд публикаций, в которых демонстрируется возможность преобразования спинового момента в орбитальный с топологическим зарядом $m = \pm 2$ при помощи нематических жидких кристаллов [6]. В [7] представлено оптическое устройство под названием *q-plate*, представляющее из себя двулучепреломляющую пластинку (сделанную, например, из нематического жидкого кристалла), которая позволяет наблюдать преобразование спинового момента светового пучка в орбитальный с топологическим зарядом ± 2 .

Поиск новых сред, которые позволяют преобразовывать спиновый момент в орбитальный, является актуальной задачей. Оптическое волокно может быть именно такой средой.

Таким образом, целью данной работы является исследование возможности преобразования спинового момента пучка $\sigma = \pm 1$ в орбитальный момент пучка $m = \pm 1$ при распространении излучения в оптическом волокне.

Анализ распространения циркулярно поляризованного излучения в оптическом волокне

Рассмотрим распространение излучения в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления [8].

Пусть на вход волокна падает циркулярно поляризованный пучок Гаусса со спиновым моментом $\sigma = +1$:

¹ Исследование выполнено при частичной поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 14.132.21.1396, 14.В37.21.1633) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, номер проекта 12-02-31448 мол.а

² Большаков Максим Вячеславович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный университет
E-mail: bolshakovmv@susu.ac.ru

³ Гусева Анна Валентиновна – студент кафедры оптики и спектроскопии Южно-Уральский государственный университет
E-mail: avrora-org@bk.ru

⁴ Кундикова Наталья Дмитриевна – доктор физико-математических наук, профессор, декан физического факультета, отдел нелинейной оптики Института электрофизики РАН, кафедра оптики и спектроскопии Южно-Уральский государственный университет
E-mail: knd@susu.ac.ru

⁵ Попков Иван Игоревич – ассистент кафедры оптики и спектроскопии Южно-Уральский государственный университет
E-mail: popkov iv@gmail.com

$$E(r) = (e_x + ie_y) E_0 \exp\left(\frac{r^2}{r_0}\right),$$

где $r^2 = x^2 + y^2$. Попадая в оптическое волокно, пучок распадается на вытекающие и направляемые моды. Вытекающие моды не рассматриваются, так как полагаем, что до выходного торца волокна они не дойдут. Поле направляемых мод на входе в оптическое волокно имеет следующий вид:

$$E^+(r, \varphi, z=0) = (e_x + ie_y) \cdot \left\{ e^{-i\varphi} \sum_N C_{-1,N} F_{1,N}(r) + \sum_{m \neq 1} \sum_N C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) + \sum_m \sum_N C_{+,m,N} e^{im\varphi} F_{m,N}(r) \right\},$$

где коэффициенты $C_{-,1,N}$ и $C_{+,1,N}$ определяют вклад мод $e_{+,m,N}^+(r, \varphi)$ и $e_{-,m,N}^+(r, \varphi)$ в световое поле на входе в волокно. Тогда в волокне возбуждаются моды с положительным ($+m$) и отрицательным ($-m$) топологическим зарядом, и поле представляет собой суперпозицию полей с разными орбитальными моментами. На выходе из волокна имеем следующее распределение поля для направляемых мод:

$$\begin{aligned} E^+(r, \varphi, z) = (e_x + ie_y) & \left\{ \sum_{m \neq 1} \sum_N C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) \cdot \exp\left[iz\left(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(2)}\right)\right] + \right. \\ & + \sum_m \sum_N C_{+,m,N} e^{im\varphi} F_{m,N}(r) \exp\left[iz\left(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(1)}\right)\right] + \\ & \left. + \sum_N C_{-,1,N} e^{-i\varphi} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left[e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} + 1 \right] \right\} + \\ & + (e_x - ie_y) \left[e^{i\varphi} \sum_N C_{-,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left[e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1 \right] \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\delta\beta_{m,N}^{(i)}$ – поляризационная поправка к константе распространения моды с индексами m и N , $F_{m,N}(r)$ – радиальная функция. Аналогичные выражения можно записать и для случая, когда на вход волокна падает излучение со спиновым моментом $\sigma = -1$.

Из выражения (1) следует, что на выходе из волокна появляется излучение с противоположным спиновым моментом с $\sigma = -1$ («чужая» поляризация) [8, 9].

Если на выходе из волокна поставить «циркулярный анализатор», пропускающий циркулярно поляризованное излучение со знаком, противоположным знаку σ на входе в волокно, то через него пройдут только соответствующие моды с $m = 1$. Этот анализатор состоит из четвертьволновой пластинки и поляризатора. При помощи пластинки выделяются две ортогональные компоненты циркулярной поляризации, преобразуя их в линейно поляризованные. Поляризатор выделяет поле, описываемое последним членом в уравнении (1).

Поле пучка, прошедшего через «циркулярный анализатор», описывается последним членом в сумме (1):

$$E^{+-}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\varphi} \cdot \left\{ \sum_N C_{-,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left[e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1 \right] \right\}. \quad (2)$$

Множитель $e^{i\varphi}$ свидетельствует о присутствии положительного орбитального момента с топологическим зарядом $+1$. Аналогичное выражение можно записать и для случая, когда на вход волокна падает излучение со спиновым моментом с $\sigma = -1$. Таким образом, в рассматриваемой схеме происходит преобразование спинового момента пучка в единичный орбитальный момент того же знака, то есть, спиновый момент с $\sigma = +1$ преобразуется в орбитальный с $m = +1$, а спиновый момент с $\sigma = -1$ в орбитальный с $m = -1$. Из выражения (1) следует, что эффективность преобразования определяется долей вклада мод с $m = \pm 1$, поэтому, чем меньше мод распространяется в оптическом волокне, тем выше эффективность преобразования.

Эффективность преобразования также зависит и от длины волокна. Из выражения (2) легко получить зависимость интенсивности излучения I^{+-} от длины волокна. В случае такого маломодового оптического волокна, когда $m = 1$ и $N = 1$, эта зависимость носит периодический характер:

$$I^{+-}(r, \varphi) = E^{+-} \cdot (E^{+-})^* = (C_{-1,1} F_{1,1}(r))^2 [1 - \cos(2z \delta\beta_{1,1}^{(2)})]. \quad (3)$$

Максимальное значение интенсивность I^{+-} приобретает при длинах волокна:

$$Z_n = \frac{\pi(2n-1)}{2\delta\beta_{1,1}^{(2)}},$$

где n – целое число. Следовательно, можно подбирать длину оптического волокна так, чтобы эффективность преобразования спинового момента в орбитальный была максимальной.

Таким образом, если на вход волокна со ступенчатым профилем показателя преломления подавать циркулярно поляризованное излучение с определенным знаком σ , а на выходе волокна выделять «циркулярным анализатором» циркулярно поляризованное излучение противоположного знака, то прошедшее излучение будет представлять собой световую волну, обладающую единичным орбитальным моментом того же знака, что и σ . Смена знака σ на входе волокна при соответствующем изменении знака «циркулярного анализатора» приводит к смене знака орбитального момента. Наличие орбитального момента подтверждается присутствием спирали на интерференционной картине при сложении полученного пучка с гауссовским пучком. Направление раскручивания спирали зависит от знака орбитального момента.

Экспериментальное исследование преобразования спинового момента пучка в орбитальный

Для экспериментального преобразования спинового момента лазерного пучка в орбитальный было выбрано оптическое волокно с диаметром сердцевины $2\rho = 9$ мкм, со ступенчатым профилем показателя преломления $n(r)$:

$$n(r) = \begin{cases} n_{co}, r/\rho < 1 \\ n_{cl}, r/\rho > 1 \end{cases}$$

где $r = |r|, (x, y) = r$ – поперечные координаты, ρ – радиус сердцевины, n_{co} и n_{cl} – показатели преломления сердцевины и оболочки. Длина волокна составляла 259 мм. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

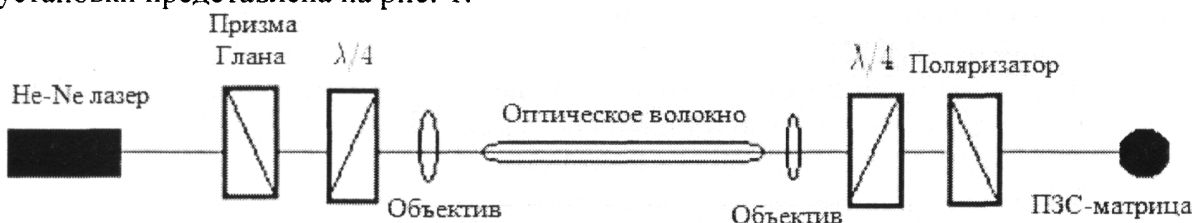


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки

Излучение He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632$ нм, пройдя через призму Глана, попадало на пластинку $\lambda/4$, при помощи которой формировалось циркулярно поляризованное излучение. Затем излучение фокусировалось объективом на входной торец оптического волокна. Вышедшее из волокна излучение коллимировалось объективом и проходило через пластинку $\lambda/4$, а затем через поляризатор, преобразуясь в линейно поляризованное. Изображение наблюдалось при помощи ПЗС-матрицы. Пластинка $\lambda/4$ и поляризатор вместе образуют «циркулярный анализатор», при помощи которого выделялось излучение с нулевым спиновым и единичным орбитальным моментом.

На рис. 2 представлено экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в поперечном сечении

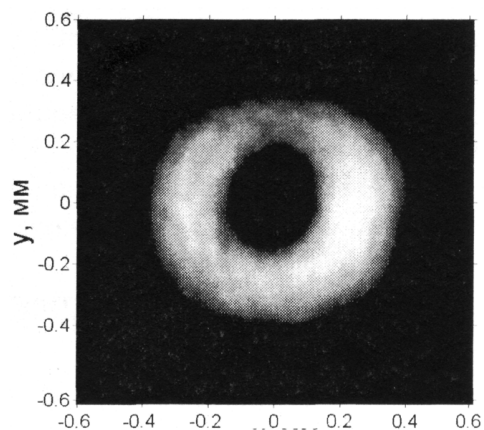


Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, прошедшего через оптическую схему, представленную на рис. 1

пучка после прохождения «циркулярного анализатора». Как видно из рис. 2, распределение интенсивности имеет вид однородного кольца, что соответствует выражению (3).

Для проверки наличия орбитального момента регистрировалась интерференционная картина исследуемого пучка и пучка Гаусса. Как указывалось выше, интерференционная картина двух пучков должна представлять собой спираль, направление раскручивания которой определяется знаком топологического заряда. В случае, если $m = +1$, спираль раскручивается по часовой стрелке, а если $m = -1$, то наоборот – против часовой. На рис. 3 представлено распределение интенсивности в интерференционной картине для случая, когда на вход волокна падает циркулярно поляризованное излучение со спиновым моментом $\sigma = +1$.

На рис. 3 отчетливо видна спираль, направление раскручивания которой (по часовой стрелке) свидетельствует о том, что исследуемый пучок имеет орбитальный момент $m = +1$.

Таким образом, на основе анализа распространения циркулярно поляризованного излучения в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления продемонстрирована возможность преобразования спинового момента пучка с $\sigma \pm 1$ в орбитальный момент пучка с $m \pm 1$.

Показано, что эффективность преобразования выше для маломодовых волокон. В зависимости от длины волокна эффективность может изменяться от 0 до некоторой максимальной величины, значение которой определяется количеством мод, распространяющихся в волокне и условиями ввода излучения в волокно.

Возможность преобразования спинового момента пучка с $\sigma \pm 1$ в орбитальный момент пучка с $m \pm 1$ доказана экспериментально.

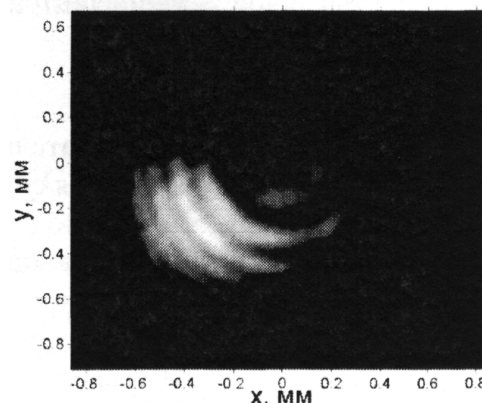


Рис. 3. Распределение интенсивности в интерференционной картине полученного пучка с пучком Гаусса

Литература

1. DiVincenzo, D.P. Quantum computation / D.P. DiVincenzo // *Science*. – 1995. – Vol. 270, № 5234. – P. 255–261.
2. Kilin, S.Ya. Quantum information / S.Ya. Kilin // *Physics – Uspekhi*. – 1999. – Vol. 42, № 5. – P. 435–452.
3. Experimental Realization of Teleporting an Unknown Pure Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels / D. Boschi, S. Branca, F. De Martini *et al.* // *Physical Review Letters*. – 1998. – Vol. 80, № 6. – P. 1121–1125.
4. Molina-Terriza, G. Management of the Angular Momentum of Light: Preparation of Photons in Multidimensional Vector States of Angular Momentum / G. Molina-Terriza, J.P. Torres, L. Torner // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol. 88, № 1. – P. 013601.
5. Spin-to-orbital momentum conversion via electro-optic Pockels effect in crystals / I. Skab, Yu. Vasyukiv, I. Smaga, R. Vlokh // *Physical Review A*. – 2011. – Vol. 84, № 4. – P. 043815.
6. Brasselet, E. Electrically controlled topological defects in liquid crystals as tunable spin-orbit encoders for photons / E. Brasselet, C. Loussert // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36, № 5. – P. 719–721.
7. Quantum interference by coherence transfer from spin to orbital angular momentum of photons / E. Nagali, F. Sciarrino, L. Sansoni *et al.* // *SPIE Proceedings-Quantum Cryptography and Quantum Information Processing*. – 2009. – Vol. 7355. – P. 735507
8. Формирование единичной дислокации волнового фронта / М.Я. Даршт, Б.Я. Зельдович, И.В. Катавская, Н.Д. Кундикова // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1995. – Т. 107, № 5. – С. 1464–1472.
9. Снайдер, А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Д. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.

TRANSFORMATION OF THE SPIN MOMENT INTO ORBITAL MOMENT IN LASER BEAM

M.V. Bolshakov¹, A.V. Guseva², N.D. Kundikova³, I.I. Popkov⁴

The process of distribution of circularly polarized radiation in small-mode optical fiber is studied in this paper. It was experimentally proven that the transformation of spin moment of ± 1 beam into orbital moment with topological charge ± 1 .

Keywords: spin moment, orbital moment, optical fiber, topological charge.

References

1. DiVincenzo D.P. Quantum computation. *Science*. 1995. Vol. 270, no. 5234. pp. 255–261.
2. Kilin S.Ya. Quantum information. *Physics – Uspekhi*. 1999. Vol. 42, no. 5. pp. 435–452.
3. Boschi D., Branca S., De Martini F., Hardy L., Popescu S. Experimental Realization of Teleporting an Unknown Pure Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels. *Physical Review Letters*. 1998. Vol. 80, no. 6. pp. 1121–1125.
4. Molina-Terriza G., Torres J.P., Torner L. Management of the Angular Momentum of Light: Preparation of Photons in Multidimensional Vector States of Angular Momentum. *Physical Review Letters*. 2001. Vol. 88, no. 1. p. 013601.
5. Skab I., Vasyuk Yu., Smaga I., Vlokh R. Spin-to-orbital momentum conversion via electro-optic Pockels effect in crystals. *Physical Review A*. 2011. Vol. 84, no. 4. p. 043815.
6. Brasselet E., Loussert C. Electrically controlled topological defects in liquid crystals as tunable spin-orbit encoders for photons. *Optics Letters*. 2011. Vol. 36, no. 5. p. 719–721.
7. Nagali E., Sciarrino F., Sansoni L., De Martini F., Marrucci L., Piccirillo B., Karimi E., Santamato E. Quantum interference by coherence transfer from spin to orbital angular momentum of photons. *SPIE Proceedings-Quantum Cryptography and Quantum Information Processing*. 2009. Vol. 7355. p. 735507.
8. Darsht M.Ya., Zel'dovich B.Ya., Kataevskaya I.V., Kundikova N.D. Formation of an isolated wavefront dislocation. *JETP*. Vol. 80, no. 5. p. 817.
9. Snyder A., Lav D. *Teoriya opticheskikh volnovodov* (Theory of optical waveguide). Moscow: Radio i svyaz', 1987. 656 p. (in Russ.). [Snyder A.W., Love J.D. *Optical Waveguide Theory*. Springer, 1983. 734 p.]

Поступила в редакцию 21 июня 2013 г.

¹ Bolshakov Maxim Vyacheslavovich is Cand. Sc. (Physics and Mathematics), associate professor, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: bolshakovmv@susu.ac.ru

² Guseva Anna Valentinovna is Undergraduate Student, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: avrora-org@bk.ru

³ Kundikova Nataliya Dmitrievna is Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Dean of Physics Faculty, Joint Nonlinear Optics Laboratory of IEF RAS, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: knd@susu.ac.ru

⁴ Popkov Ivan Igorevich is Assistant, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: popkov_iv@gmail.com