

Передача спинового углового момента диэлектрической микрочастице

В.В. Котляр^{1,2}, А.Г. Налимов^{1,2}, А.А. Ковалёв^{1,2}, А.П. Порфирьев^{1,2}, С.С. Стафеев^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,

443001, Россия, Самарская область, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151,

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, Самарская область, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Показано, что в остром фокусе у лазерного пучка с линейной поляризацией имеет место только поперечное распределение вектора плотности спина (фотонные колёса или фотонный вертолет). Для оптического вихря с линейной поляризацией из-за орбитально-спиновой конверсии в фокусе появляются продольные и поперечные компоненты вектора плотности спина. Экспериментально продемонстрирована спин-орбитальная конверсия, когда Гауссов пучок с круговой поляризацией в фокусе формирует поперечный поток энергии (орбитальный угловой момент), который передаётся микрочастице, вращая вокруг центра масс. Смена направления круговой поляризации (с левой круговой на правую) меняет направление вращения микрочастицы. Показано также, что вихревой пучок с любым целым топологическим зарядом и азимутальной поляризацией в фокусе формирует вектор плотности спина только с осевой проекцией (полная магнетизация), а поперечного спина нет.

Ключевые слова: спиновый угловой момент, круговая поляризация, орбитально-спиновая конверсия, спин-орбитальная конверсия, вихревой пучок.

Цитирование: Котляр, В.В. Передача спинового углового момента диэлектрической микрочастице / В.В. Котляр, А.Г. Налимов, А.А. Ковалёв, А.П. Порфирьев, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 3. – С. 333-342. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-686.

Citation: Kotlyar VV, Nalimov AG, Kovalev AA, Porfirev AP, Stafeyev SS. Transferring of spin angular momentum to a dielectric particle. Computer Optics 2020; 44(3): 333-342. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-686.

Введение

В недавних работах авторов были теоретически обнаружены новые оптические эффекты в остром фокусе лазерного света с фазовой и поляризационной сингулярностями. Было обнаружено формирование обратного потока энергии вблизи фокуса на оптической оси [1] и тороидального потока энергии вокруг «тёмных колец» в плоскости фокуса, на которых поток энергии нулевой [2]. Был обнаружен эффект «углового трактора», когда на соседних световых кольцах в плоскости фокуса поперечный поток энергии направлен в разные стороны (по часовой и против часовой стрелки) [3]. Также было строго теоретически показано, что при острой фокусировке Гауссова пучка с круговой поляризацией в остром фокусе возникает спиральный поток энергии из-за спин-орбитальной конверсии [4]. Спин-орбитальная конверсия и связанные с ней оптический эффект Холла и вращение микрочастиц по круговой траектории исследовались также в работах [5–8]. В последние годы в области острого фокуса лазерных вихревых пучков и пучков с неоднородной поляризацией обнаружен ряд других новых и интересных эффектов: формирование клубков и узлов из точек фазовой и поляризационной сингулярностей [9–11], фотонные колёса [12], формирование поляризационных полосок Мёбиуса [13, 14], полная магнетизация [15, 16]. Все эти эффекты продемонстрированы численно, а неко-

торые экспериментально, но нет строгой аналитической теории для их описания.

В данной работе на основе теории Ричардса–Вольфа [17], с помощью которой адекватно описываются все 6 проекций электрического и магнитного векторов электромагнитного поля вблизи фокуса, дано строгое описание некоторых из перечисленных выше интересных эффектов. Также экспериментально продемонстрирована предсказанная в [4] спин-орбитальная конверсия, которая приводит к формированию орбитального углового момента в остром фокусе простого Гауссова пучка с круговой поляризацией. Этот орбитальный угловой момент передаётся захваченной в фокусе микрочастице и вращает её вокруг оптической оси (и вокруг своего центра масс). Ранее в [6, 8] также вращали диэлектрическую микрочастицу в Гауссовом пучке, но по круговой траектории, а не вокруг своего центра масс.

Спин-орбитальная конверсия в фокусе

Пусть начальное поле – это оптический вихрь с топологическим зарядом n , произвольной осесимметричной радиальной частью и круговой поляризацией:

$$\mathbf{E} = A(\theta)e^{im\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = A(\theta)e^{im\phi} \begin{pmatrix} -i\sigma \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\sigma = 1$ для правой круговой поляризации, $\sigma = -1$ для левой круговой поляризации, $\sigma = 0$ для линейной по-

ляризации, и $\sigma \neq 0, \pm 1$ для эллиптической поляризации (ниже предполагается, что σ – действительное число). Плотность спина электрического поля (без учёта спина магнитного поля) рассчитывается по известной формуле [18] (спиновый угловой момент)

$$s_E = \frac{1}{16\pi w} \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}), \quad (2)$$

где w – циклическая частота света, Im – мнимая часть числа. В дальнейшем постоянную $(1/8\pi w)$ будем опускать, \mathbf{E} и \mathbf{H} в (1) и (2) – это вектора напряжённости электрического и магнитного поля электромагнитной волны. Тогда, согласно формализму Ричардса–Вольфа [17], в плоскости фокуса получим проекции вектора плотности спина (2) в виде:

$$\begin{aligned} s_{Ex} &= \sin \varphi (-\sigma \gamma_+ I_{0,m} I_{1,m+1} - \sigma \gamma_- I_{0,m} I_{1,m-1} - \\ &\quad - \gamma_+^2 I_{1,m+1} I_{2,m+2} + \gamma_-^2 I_{1,m-1} I_{2,m-2}) + \\ &\quad + \sin 3\varphi \gamma_+ \gamma_- (I_{1,m-1} I_{2,m+2} - I_{1,m+1} I_{2,m-2}), \\ s_{Ey} &= \cos \varphi (\gamma_+ I_{0,m} I_{1,m+1} - \gamma_- I_{0,m} I_{1,m-1} + \\ &\quad + \gamma_+^2 I_{1,m+1} I_{2,m+2} - \gamma_-^2 I_{1,m-1} I_{2,m-2}) - \\ &\quad - \cos 3\varphi \gamma_+ \gamma_- (I_{1,m-1} I_{2,m+2} - I_{1,m+1} I_{2,m-2}), \\ s_{Ez} &= \sigma I_{0,m}^2 - \gamma_+^2 I_{2,m+2}^2 + \gamma_-^2 I_{2,m-2}^2 + \\ &\quad + \cos 2\varphi \gamma_+ \gamma_- I_{0,m} (I_{2,m-2} - I_{2,m+2}). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) используются обозначения интегралов:

$$\begin{aligned} I_{0,v} &= \left(\frac{\pi f}{\lambda}\right) \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 + \cos \theta) \times \\ &\quad \times A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_v(x) d\theta, \\ I_{1,v} &= \left(\frac{\pi f}{\lambda}\right) \int_0^\alpha \sin^2 \theta \cos^{1/2} \theta A(\theta) \times \\ &\quad \times e^{ikz \cos \theta} J_v(x) d\theta, \\ I_{2,v} &= \left(\frac{\pi f}{\lambda}\right) \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 - \cos \theta) \times \\ &\quad \times A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_v(x) d\theta, \end{aligned} \quad (4)$$

где f – фокусное расстояние апланатической системы, λ – длина волны, $NA = \sin \alpha$ – числовая апертура, $J_v(x)$ – функция Бесселя первого рода, $x = kr \sin \theta$, (x, y, z) и (r, φ, z) – декартовы и цилиндрические координаты. В качестве амплитуды входной функции $A(\theta)$ можно использовать функцию Бесселя–Гаусса [19]:

$$A(\theta) = J_1 \left(2\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right) \exp \left[-\beta^2 \left(\frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где β – отношение радиуса значка апланатической системы к радиусу перетяжки Гауссова пучка, а также где $\gamma_\pm = (1 \pm \sigma)/2$, и при $\sigma = 0$ выбираются другие константы $\gamma_+ = \gamma_- = 1/\sqrt{2}$. Из (3), как частный слу-

чай, для левой круговой поляризации ($\sigma = -1, \gamma_+ = 0, \gamma_- = 1$) получим:

$$\begin{aligned} s_{Ex-} &= Q(r) \sin \varphi, \\ s_{Ey-} &= -Q(r) \cos \varphi, \\ s_{Ez-} &= I_{2,m-2}^2 - I_{0,m}^2, \\ Q(r) &= I_{1,m-1} (I_{0,m} + I_{2,m-2}). \end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) видно, что для оптического вихря с левой круговой поляризацией в фокусе присутствуют все компоненты вектора плотности спина. Если вместо оптического вихря взять Гауссов пучок ($m = 0$) с левой круговой поляризацией, то в плоскости фокуса по-прежнему будут отличными от нуля все компоненты спина:

$$\begin{aligned} s_{Ex0-} &= -Q(r) \sin \varphi, \\ s_{Ey0-} &= Q(r) \cos \varphi, \\ s_{Ez0-} &= I_{2,2}^2 - I_{0,0}^2, \\ Q(r) &= I_{1,1} (I_{0,0} + I_{2,2}). \end{aligned} \quad (7)$$

Из-за оптического эффекта спин-орбитальной конверсии в фокусе для Гауссова пучка с левой круговой поляризацией будет отличным от нуля поток энергии [4]. Действительно, для проекций вектора Пойнтинга (потока энергии) [17]:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*], \quad (8)$$

где c – скорость света в вакууме, Re – действительная часть числа, $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ – векторное произведение, $*$ – комплексное сопряжение (далее постоянную $c/(8\pi)$ опустим), получим в плоскости фокуса для оптического вихря с однородной поляризацией:

$$\begin{aligned} S_z &= \left(\frac{1 + \sigma^2}{2} \right) I_{0,m}^2 - \gamma_+^2 I_{2,m+2}^2 - \gamma_-^2 I_{2,m-2}^2, \\ S_x &= -Q(r) \sin \varphi, \\ S_y &= Q(r) \cos \varphi, \\ Q(r) &= \gamma_+^2 I_{1,m+1} (I_{0,m} + I_{2,m+2}) + \\ &\quad + \gamma_-^2 I_{1,m-1} (I_{0,m} + I_{2,m-2}). \end{aligned} \quad (9)$$

Из (9) и (10) для Гауссова пучка с левой круговой поляризацией следует:

$$\begin{aligned} S_{z0-} &= I_{0,0}^2 - I_{2,2}^2, \\ S_{x0-} &= Q(r) \sin \varphi, \\ S_{y0-} &= -Q(r) \cos \varphi, \\ Q(r) &= I_{1,1} (I_{0,0} + I_{2,2}). \end{aligned} \quad (11)$$

Сравнивая (7) и (11), видим, что в фокусе, кроме распределения вектора плотности спина (7), присутствует такой же по величине поток энергии (11). Они равны с точностью до знака, то есть поперечный поток энергии вращается ($S_{\varphi-} = Q(r), S_{r-} = 0$) в противополо-

ложную сторону (по часовой стрелке) по отношению к направлению векторов плотности спина (они направлены против часовой стрелки). На рис. 1 показаны распределение интенсивности в фокусе (а) плоской волны с левой круговой поляризацией (вращение векторов поляризации против часовой стрелки), а также распределение в фокусе азимутальной составляющей S_ϕ поперечного потока энергии (б) и его радиальное сечение (в). Также на рис. 1 показаны проекции вектора плотности спина в плоскости фокуса: s_{Ex} (г), s_{Ey} (д) и s_{Ez} (е). Положительные значения S_ϕ на рис. 1б, в показывают вращение вектора Пойнтинга \mathbf{S} в плоскости XY по часовой стрелке, отрица-

тельные – против. Из рис. 1з, д видно, что поперечные проекции векторов спина направлены против часовой стрелки. Из сравнения рис. 1б и рис. 1в, з видно, что поперечный поток энергии и поперечное распределение векторов спина равны по величине и противоположны по знаку. Это также видно из сравнения формул (7) и (11). Результаты на рис. 1 были получены при расчёте FDTD-методом с параметрами: длина волны $\lambda=532$ нм, сетка отсчётов с шагом $\lambda/30$, плоская волна на входе ограничена апертурой диаметром 8 мкм, фокусное расстояние $f=4,55$ мкм (числовая апертура $NA=0,65$).

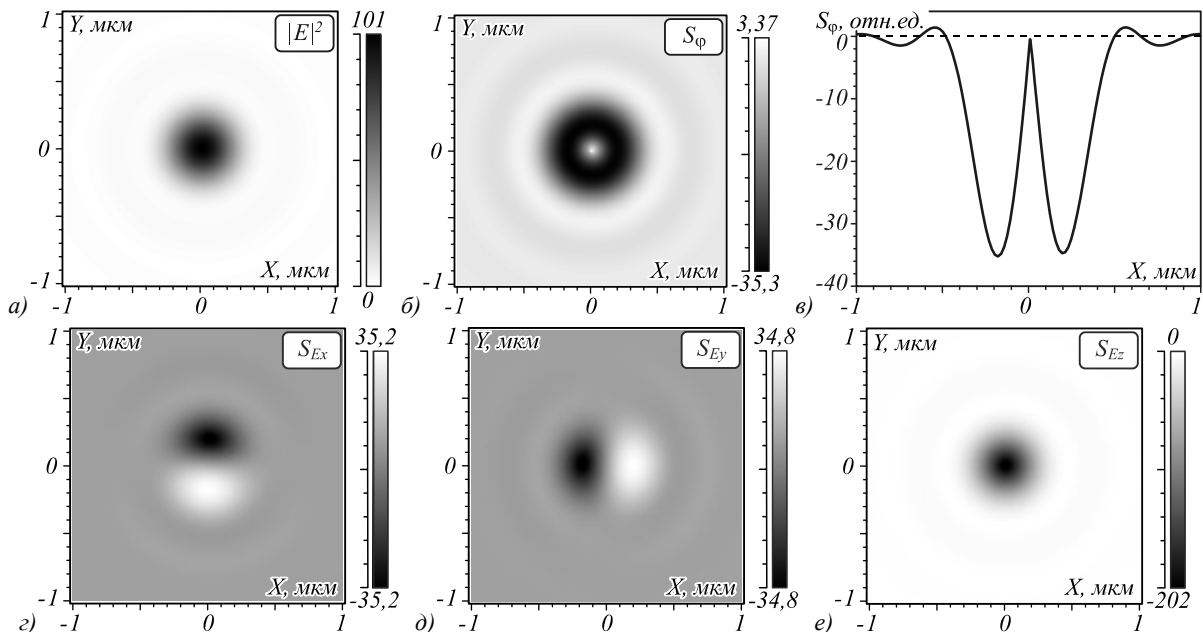


Рис. 1. Интенсивность электрической компоненты $|E|^2$ (а) (негатив), азимутальная проекция вектора Пойнтинга S_ϕ (негатив, радиальная равна нулю) (б) и её сечение вдоль оси X через оптическую ось (в), а также проекции вектора плотности спина в плоскости фокуса: s_{Ex} (г), s_{Ey} (д) и s_{Ez} (е) (негатив)

На рис. 2 показаны распределения поперечных проекций вектора плотности спина s_{Ex} (а), s_{Ey} (б) на расстоянии 500 нм от плоскости фокуса. Видно, что вектора спина повернулись на некоторый угол по часовой стрелке. Проведённое моделирование показало, что поперечный поток вектора спина вращается в том же направлении, что и поперечный поток энергии (рис. 1б, в). Так как у Гауссова пучка нет вихревой фазы (орбитальный угловой момент равен нулю), то поперечный поток энергии в плоскости фокуса порождается поперечным потоком спина. Поэтому и вращаются они должны в одном направлении. В заключительном параграфе мы покажем экспериментально, что этот поперечный поток энергии (орбитальный угловой момент) частично можно передать микрочастице, чтобы она вращалась относительно центра масс.

Из (10) следует, что если на входе у Гауссова пучка поменять круговую поляризацию с левой на правую, то поперечный поток энергии сменит направление движения и будет вращаться против часовой

стрелки. Моделирование показывает, что и поперечный поток спина вблизи фокуса также изменит свое направление и будет вращаться против часовой стрелки. В эксперименте это подтверждается вращением микрочастицы также против часовой стрелки.

В заключении этого параграфа покажем, что поперечный поток спина меняет знак при смене направления вращения круговой поляризации. Действительно, поток вектора спина связан с вектором плотности спина \mathbf{s}_E соотношением [20]:

$$\mathbf{S}_{sp} = \frac{1}{2k} \nabla \times \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}) = \nabla \times \mathbf{s}_E. \quad (12)$$

Из (12) для поперечной азимутальной проекции вектора потока спина можно получить:

$$S_{sp\phi} = \frac{\partial s_{Er}}{\partial z} - \frac{\partial s_{Ez}}{k \partial r}. \quad (13)$$

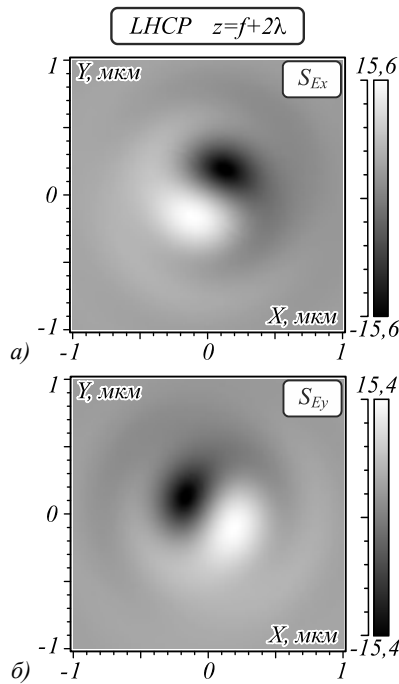


Рис. 2. Распределения поперечных проекций вектора плотности спина S_{Ez} (а), S_{Ey} (б) на расстоянии 2λ за плоскостью фокуса при фокусировке Гауссова пучка с левой круговой поляризацией. На рис. 1 эти же величины показаны в плоскости фокуса: S_{Ex} (в), S_{Ey} (д)

Для случая круговой поляризации в фокусе радиальная составляющая вектора плотности спина равна нулю, так как из (6) следует:

$$S_{Er} = S_{Ex} \cos \varphi + S_{Ey} \sin \varphi = 0. \quad (14)$$

Поэтому для случая круговой поляризации и Гауссова пучка ($m=0$) азимутальная проекция вектора потока спина в фокусе будет равна:

$$S_{s\varphi} = -\frac{\partial S_{Ez}}{k \partial r}. \quad (15)$$

Из (7) и (15) следует, что поперечный поток спина для левой поляризации $S_{s\varphi 0-} < 0$ направлен по часовой стрелке, а для правой круговой $S_{s\varphi 0+} > 0$ – против часовой стрелки:

$$S_{s\varphi 0-} = -\frac{\partial S_{Ez 0-}}{k \partial r} = \frac{\partial}{k \partial r} (I_{0,0}^2 - I_{2,2}^2) = -S_{s\varphi 0+}, \quad (16)$$

где

$$S_{s\varphi 0-} = -2 \times \left[I_{2,2} \left(\frac{\pi f}{2\lambda} \int_0^\alpha \sin^2 \theta \cos^{1/2} \theta (1 - \cos \theta) A(\theta) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (J_1(x) - J_3(x)) d\theta \right) + \right. \\ \left. + I_{0,0} \left(\frac{\pi f}{\lambda} \int_0^\alpha \sin^2 \theta \cos^{1/2} \theta (1 + \cos \theta) A(\theta) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times J_1(x) d\theta \right) \right] < 0. \quad (17)$$

Неравенство (17) верно вблизи оптической оси ($kr < \gamma$, γ – первый корень функции Бесселя $J_1(x)$).

Орбитально-спиновая конверсия в фокусе и лента Мёбиуса

Поток энергии в световом поле можно представить в виде суммы орбитального потока энергии и потока спина [20]. Поэтому, наряду со спин-орбитальной конверсией, должен существовать и обратный эффект – орбитально-спиновая конверсия. Действительно, полагая в (3) $\sigma = 0$ (линейная поляризация), получим выражения для осевой проекции вектора плотности спина в фокусе для оптического вихря с линейной поляризацией, направленной вдоль оси Z :

$$S_{Ez} = \frac{1}{2} \left(-I_{2,m+2}^2 + I_{2,m-2}^2 + \cos 2\varphi I_{0,m} (I_{2,m-2} - I_{2,m+2}) \right). \quad (18)$$

Из (18) следует, что при $m=0$ (Гауссов пучок) осевая проекция спина (18) равна нулю, а уже при $m=1$ она отлична от нуля:

$$S_{Ez1} = \frac{1}{2} (I_{2,1} + I_{2,3}) (I_{2,1} - I_{2,3} - \cos 2\varphi I_{0,1}). \quad (19)$$

Из (19) видно, что имеет место эффект орбитально-спиновой конверсии. Действительно, оптический вихрь с линейной поляризацией на входе в оптическую апланатическую систему имеет вектор плотности спина, равный нулю, но имеет отличный от нуля поперечный поток энергии из-за спиральной фазы. А в плоскости фокуса вектор плотности спина отличен от нуля и имеет осевую проекцию (19). Хотя на самой оси ($r=0$) продольная составляющая спина (19) равна нулю. Заметим, что в данном случае (на входе оптический вихрь с линейной поляризацией, $m=1$) в фокусе у вектора плотности спина (2) есть и поперечные составляющие, которые можно получить из общего выражения (3). Из (19) видно, что при $\varphi \approx 0$ (вблизи горизонтальной оси X) первый множитель положительный, а второй отрицательный (так как $I_{0,1} > I_{2,1}$), и поэтому $S_{Ez1} < 0$. А при $\varphi \approx \pi/2$ (вблизи вертикальной оси Y) первый множитель в (19) по-прежнему положительный и второй множитель положительный (так как $I_{0,1} + I_{2,1} > I_{2,3}$), и поэтому $S_{Ez1} > 0$. Это верно вблизи оптической оси ($kr < \gamma$, γ – первый корень функции Бесселя $J_1(x)$). Выводы на основе формулы (19) подтверждаются моделированием. На рис. 3 показаны рассчитанные FDTD-методом осевая проекция спина S_{Ez} (а) и интенсивность $|E|^2$ в фокусе для случая оптического вихря ($m=1$) с линейной поляризацией. Остальные параметры такие же, как для рис. 1.

Из рис. 3а видно, что продольная составляющая вектора спина вдоль вертикальной оси (Y -оси) направлена по направлению оптической оси, а спин вдоль горизонтальной оси (X -оси) направлен в обратном направлении. Это означает, что в плоскости фо-

куса вектора поляризации вращаются в разных направлениях вблизи вертикальной и горизонтальной осей: вблизи X -оси – по часовой стрелке, а вблизи Y -оси – против часовой.

Из рис. 3в видно, что вектор спина в каждой точке в плоскости фокуса на окружности радиуса 3,5 мкм (эта окружность проходит через четыре максимума в распределении вектора спина) описывает полосу Мёбиуса.

В фокусе, кроме продольной составляющей спина (19), очевидно, есть продольный и поперечный потоки энергии:

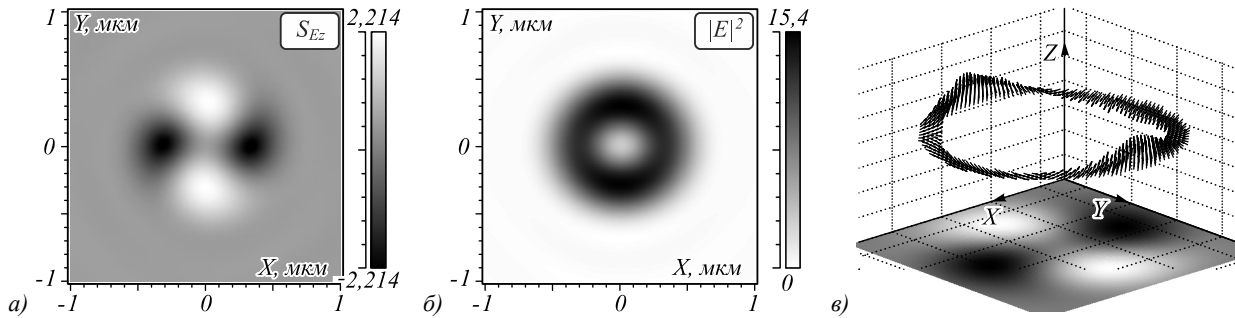


Рис. 3. Распределение продольной компоненты плотности спина s_{Ez} (а) и интенсивности $|E|^2$ (б) (негатив) в плоскости фокуса. Также показана лента Мёбиуса, состоящая из векторов спина, в плоскости фокуса на окружности радиуса 0,35 мкм на фоне распределения s_{Ez} (в)

Фотонные колёса или фотонный вертолёт

В предыдущем параграфе было показано, что в случае фокусировки Гауссова пучка с линейной поляризацией в плоскости фокуса продольная составляющая вектора плотности спина равна нулю. Но оказывается, что поперечные составляющие вектора плотности спина в фокусе в этом случае отличны от нуля. Действительно, из (3) для линейной поляризации ($\sigma=0, \gamma_+ = \gamma_- = 1/\sqrt{2}$) получим при любом m :

$$\begin{aligned}
 s_{Ex} &= \frac{1}{2} \sin \varphi (-I_{1,m+1}I_{2,m+2} + I_{1,m-1}I_{2,m-2}) + \\
 &+ \frac{1}{2} \sin 3\varphi (I_{1,m-1}I_{2,m+2} - I_{1,m+1}I_{2,m-2}), \\
 s_{Ey} &= \frac{1}{2} \cos \varphi (\sqrt{2}I_{0,m}I_{1,m+1} - \sqrt{2}I_{0,m}I_{1,m-1} + \\
 &+ I_{1,m+1}I_{2,m+2} - I_{1,m-1}I_{2,m-2}) - \\
 &- \frac{1}{2} \cos 3\varphi (I_{1,m-1}I_{2,m+2} - I_{1,m+1}I_{2,m-2}),
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

и при $m=0$ ($s_{Ez0}=0$):

$$\begin{aligned}
 s_{Ex0} &= -2 \cos \varphi \sin 2\varphi I_{1,1}I_{2,2}, \\
 s_{Ey0} &= 2 \cos \varphi \cos 2\varphi I_{1,1}I_{2,2} + \sqrt{2} \cos \varphi I_{0,0}I_{1,1}.
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Из (22) видно, что на самой оптической оси поперечного вектора спина нет, также нет спина вдоль вертикальной оси ($\varphi = \pm\pi/2$). Вектор спина (22) справа (при $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$) от вертикальной оси Y направ-

$$\begin{aligned}
 S_z &= \frac{1}{2} (I_{0,m}^2 - I_{2,m+2}^2 - I_{2,m-2}^2), \\
 S_x &= -Q(r) \sin \varphi, \\
 S_y &= Q(r) \cos \varphi, \\
 Q(r) &= \frac{1}{2} I_{1,m+1} (I_{0,m} + I_{2,m+2}) + \\
 &+ \frac{1}{2} I_{1,m-1} (I_{0,m} + I_{2,m-2}).
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Из (20) видно, что в отличие от осевой составляющей спина (18), осевая проекция вектора Пойнтинга имеет круговую симметрию, как и распределение интенсивности (рис. 3б).

лен вдоль положительного направления вертикальной оси Y . При $\varphi=0$ из (22) следует, что

$$s_{Ey} = \sqrt{2}I_{1,1} (\sqrt{2}I_{2,2} + I_{0,0}) > 0.$$

Слева от вертикальной оси (при $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$) поперечный спин направлен вдоль отрицательного направления оси Y . При $\varphi=\pi$ из (22) следует, что

$$s_{Ey} = -\sqrt{2}I_{1,1} (\sqrt{2}I_{2,2} + I_{0,0}) < 0.$$

Так как вектор спина в каждой точке перпендикулярен к эллипсу (или кругу) вращения вектора поляризации, то получается из (22), что слева и справа от оптической оси вектора поляризации вращаются в горизонтальной плоскости в разных направлениях (как винты у вертолёт). Этот эффект аналогичен эффекту фотонных колёс [12], но так как плоскость вращения вектора поляризации не вертикальная, а горизонтальная, то напрашивается аналогия с вращением винтов у вертолёт. Для того, чтобы плоскость вращения вектора поляризации вблизи фокуса была вертикальная (фотонные колёса), надо, чтобы освещающий пучок имел не горизонтальную, а вертикальную поляризацию.

На рис. 4 показаны распределения поперечных проекций вектора плотности спина (спигового углового момента) в фокусе Гауссова пучка с линейной поляризацией (вектор поляризации направлен вдоль оси X). Остальные параметры такие же, как на рис. 1.

Видно, что величина Y -й компоненты S_{Ey} более, чем в 30 раз больше, чем величина X -й компоненты S_{Ex} вектора спина. Поэтому компонентой S_{Ex} можно пренебречь. А из вида и знака S_{Ey} на рис. 4а можно сделать вывод, предсказанный теорией (21), что в плоскости фокуса слева и справа от плоскости YZ вектор спина

направлен вертикально и в разные стороны. Это показывает, что в плоскости XZ лежат эллипсы поляризации (или круги), по которым вращается во времени вектор напряжённости электрического поля. Такая конфигурация эллипсов поляризации напоминает вращение винтов вертолёта (рис. 4б).

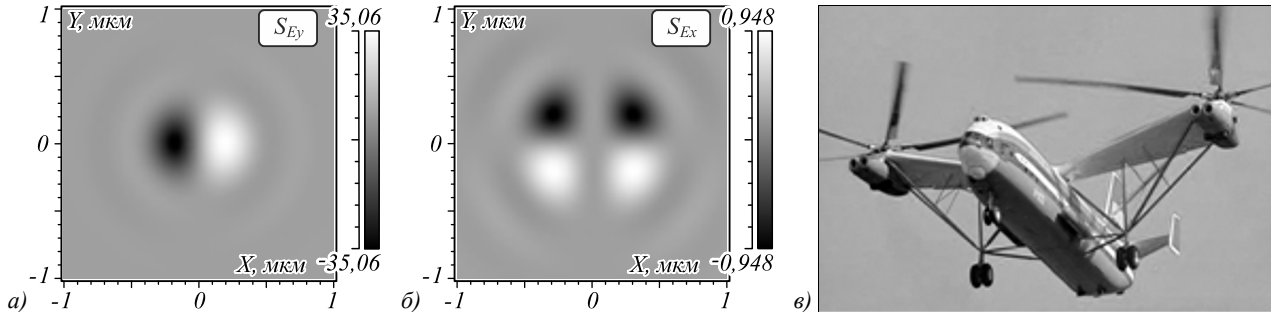


Рис. 4. Распределение в плоскости фокуса поперечных проекций (продольная равна нулю) вектора плотности спина: S_{Ey} (а) и S_{Ex} (б). Иллюстрация аналогии с вращением винтов вертолёта (в)

Только продольная компонента спина в фокусе (полная магнетизация)

Если сфокусировать оптический вихрь с топологическим зарядом m и азимутальной поляризацией, то амплитуда для такого поля запишется в виде (вместо (1)):

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= A(\theta) e^{im\varphi} \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}, \\ \mathbf{H} &= A(\theta) e^{im\varphi} \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда в плоскости фокуса получим выражение для продольной компоненты вектора плотности спина:

$$S_{Ez} = \frac{1}{4} \left(|I_{0,m-1} + I_{2,m-1}|^2 - |I_{0,m+1} + I_{2,m+1}|^2 \right). \quad (24)$$

Из (24) следует, что так как в плоскости фокуса только одна продольная компонента вектора плотности спина отлична от нуля, то имеет место эффект полной магнетизации [14]. Так как поперечные компоненты вектора спина для любого m равны нулю ($S_\varphi = S_r = 0$), то плоскость, в которой вращаются все вектора поляризации, совпадает с плоскостью фокуса.

В [21] получено выражение в фокусе для продольной компоненты вектора Пойнтинга для оптического вихря с топологическим зарядом m и азимутальной поляризацией n -го порядка

$$S_z = \frac{1}{2} \left(I_{0,m+n}^2 + I_{0,m-n}^2 - I_{2,m+n-2}^2 - I_{2,m-n+2}^2 \right), \quad (25)$$

из которого следует, что поток энергии вдоль оптической оси для оптического вихря с азимутальной поляризацией ($n = 1$) описывается выражением:

$$S_z = \frac{1}{2} \left(I_{0,m+1}^2 + I_{0,m-1}^2 - I_{2,m-1}^2 - I_{2,m+1}^2 \right). \quad (26)$$

На рис. 5 рассчитанные по формулам (24) и (25) продольные компоненты в плоскости фокуса для распределения вектора потока энергии (а) и вектора плотности спина (б). Параметры расчёта: длина волны $\lambda = 532$ нм, фокусное расстояние $f = 100\lambda$, порядок вихря (топологический заряд) $m = 1$, числовая апертура $NA = \sin \theta = \sin 85^\circ = 0,996$, расчётная область $-3\lambda \leq x, y \leq 3\lambda$.

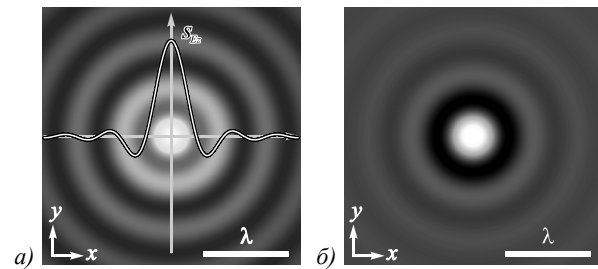


Рис. 5. Распределение продольной составляющей вектора Пойнтинга S_z (чёрный цвет – ноль, светлый цвет – максимум) (а) и продольной составляющей вектора плотности спинового углового момента S_{Ez} (чёрный цвет – минимум, светлый цвет – максимум) (б) остросфокусированного оптического вихря ($m=1$), прошедшего узкую кольцевую диафрагму, в фокальной плоскости. График на рисунке (а) – сечение S_{Ez}

Из рис. 5 видно, что продольная компонента спина меняет знак от кольца к кольцу потока энергии. Это означает, что на разных радиусах картины потока энергии в фокусе направление вращения векторов поляризации разное. На оптической оси поток энергии и плотность спина максимальные (рис. 5) и равны соответственно: $S_{z1} = (1/2)(I_{0,0}^2 - I_{2,0}^2) > 0$ и $S_{Ez1} = (1/4)|I_{0,0} + I_{2,0}|^2$. Это видно из (24) и (26) при $m = 1$ и $r = 0$.

Эксперимент по демонстрации спин-орбитальной конверсии в фокусе

Оптическая схема эксперимента показана на рис. 6. Исходный линейно-поляризованный лазерный пучок с Гауссовым профилем распределения интен-

сивности, излучаемый твердотельным лазером ($\lambda = 532 \text{ нм}$, $P_{\text{output}} = 100 \text{ мВт}$), с помощью четвертьволновой пластинки QP преобразовывался в пучок с круговой поляризацией. С помощью системы зеркал M1, M2 и M3 лазерный пучок направлялся во входное отверстие микрообъектива MO1 ($40\times$, $NA = 0,65$) и фокусировался им внутри ячейки C, образованной двумя покровными стёклами и содержащей водный раствор с полистироловыми частицами. Микрообъектив MO2 ($40\times$, $NA = 0,65$) строил изображение плоскости манипулирования на матрице видеокамеры CAM (TOUPCAMUCMOS08000KPB, размер пикселя – $1,67 \text{ мкм}$). Система из осветительной лампы I, линзы L с фокусным расстоянием 150 мм и полупрозрачного зеркала M4 была использована для подсветки раствора частиц. Результаты экспериментов по вращению частицы полистирола, которая имела форму вытянутого сфероида с размерами осей примерно $2 \times 1 \text{ мкм}$, с помощью Гауссова пучка с левой или правой круговой поляризацией показаны на рис. 7 и 8.

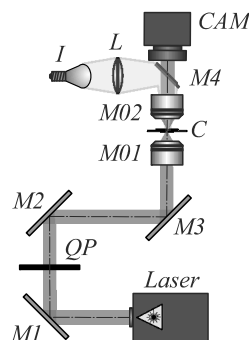


Рис. 6. Оптическая схема эксперимента по исследованию вращения частиц в Гауссовом пучке с круговой поляризацией: Laser – твердотельный лазер ($\lambda = 532 \text{ нм}$, $P_{\text{output}} = 100 \text{ мВт}$), QP – четвертьволновая пластинка, M1, M2 и M3 – зеркала, MO1 и MO2 – микрообъективы ($40\times$, $NA = 0,65$), C – ячейка с водным раствором с полистироловыми частицами, CAM – видеокамера CAM (TOUPCAMUCMOS08000KPB, размер пикселя – $1,67 \text{ мкм}$), I – осветительная лампа, L – двояковыпуклая линза с фокусным расстоянием 150 мм , M4 – полупрозрачное зеркало

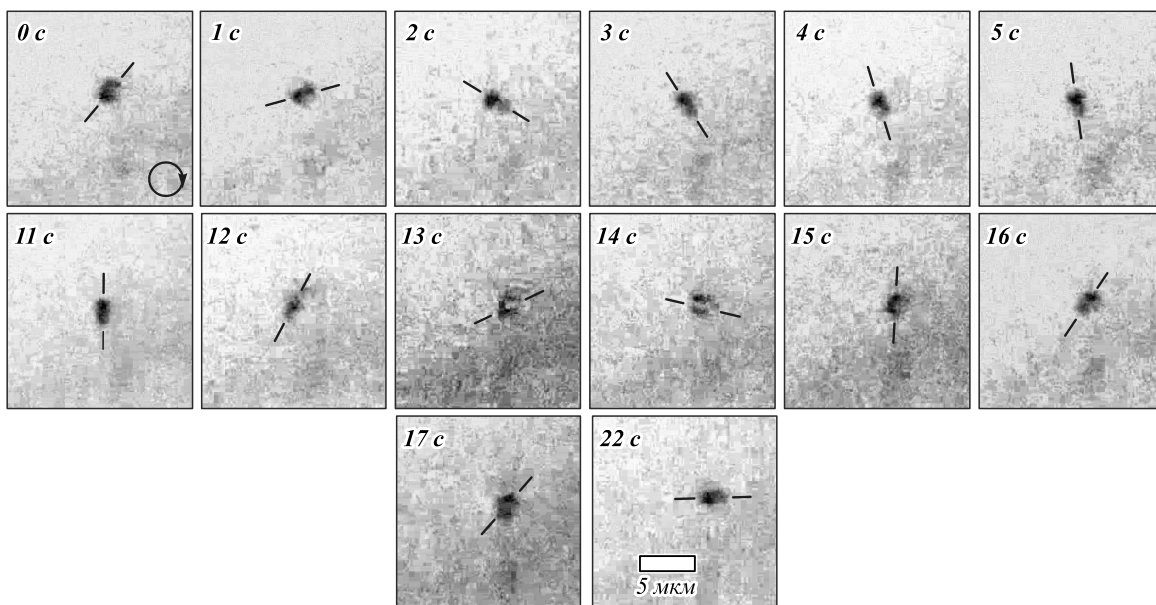


Рис. 7. Стадии вращения частицы, захваченной в сфокусированном Гауссовом пучке с левой круговой поляризацией. Линии указывают ориентацию частицы. Размер частицы – $2 \times 1 \text{ мкм}$. Размер масштабной метки – 5 мкм

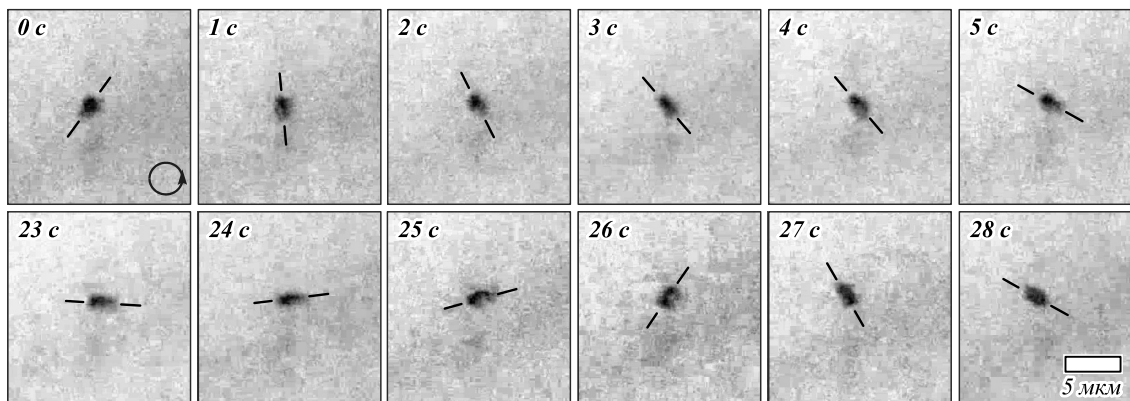


Рис. 8. Стадии вращения частицы, захваченной в сфокусированном Гауссовом пучке с правой круговой поляризацией. Линии указывают ориентацию частицы. Размер частицы – $2 \times 1 \text{ мкм}$. Размер масштабной метки – 5 мкм

Из рис. 7 и 8 видно, что в фокусе Гауссова пучка с круговой поляризацией из-за спин-орбитальной конверсии формируется спиральный поток энергии, как и предсказывает уравнение (11). Этот поток энергии формирует продольную компоненту орбитального углового момента светового поля в фокусе, который передаётся захваченной микрочастице и вращает её по часовой (левая круговая поляризация, рис. 7) или против часовой (правая круговая поляризация, рис. 8). Заметим, что из (11) следует, что поток энергии в фокусе для левой круговой поляризации вращается по часовой стрелке, и на рис. 7 частица вращается по часовой стрелке. Также из (10) можно получить, что для правой круговой поляризации поперечный поток энергии в фокусе вращается против часовой стрелки, и на рис. 8 частица также вращается против часовой стрелки.

Заключение

В данной работе получены следующие результаты. На основе теории Ричардса–Вольфа получены аналитические выражения для потока энергии и распределения вектора плотности спина в остром фокусе вихревых лазерных пучков с линейной, круговой и азимутальной поляризацией. Из полученных выражений следует, что в фокусе имеют место следующие оптические эффекты:

1. Спин-орбитальная конверсия, когда у исходного Гауссова пучка с круговой поляризацией нет ОУМ, а в плоскости фокуса у такого пучка есть отличный от нуля ОУМ (поперечный поток энергии). Поперечный поток энергии в фокусе равен по величине и по знаку поперечному потоку спина как для левой круговой поляризации, так и для правой. Оба потока (спина и энергии) вращаются вблизи фокуса по часовой стрелке (для левой круговой поляризации Гауссова пучка) и против часовой стрелки (для правой круговой поляризации Гауссова пучка). Экспериментально с помощью фокусировки (числовая апертура 0,65) лазерного пучка с длиной волны 532 нм, мощностью 100 мВт и круговой поляризацией продемонстрировано вращение полистироловой сфероидальной микрочастицы с размерами 1×2 мкм вокруг своего центра масс и вокруг оптической оси (полоборота за 12 с). При смене направления круговой поляризации Гауссова пучка микрочастица тоже меняла направление своего вращения.
2. Орбитально-спиновая конверсия, когда при фокусировке оптического вихря с единичным топологическим зарядом и линейной поляризацией, у которого нет вектора спина, в плоскости острого фокуса появляется осевое распределение вектора плотности спина, причём в разных областях в плоскости фокуса вектор поляризации вращается в разные стороны: вблизи горизонтальной оси по

часовой стрелке, а вблизи вертикальной оси – против часовой стрелки. Вектор спина при этом в плоскости фокуса при обходе по окружности некоторого радиуса (350 нм) описывает поверхность Мёбиуса.

3. Фотонные колёса или винты вертолёта. При острой фокусировке Гауссова пучка с линейной поляризацией в плоскости фокуса имеются поперечные составляющие вектора плотности спина (продольной составляющей нет). Если линейная поляризация исходного пучка была горизонтальная, то в плоскости фокуса вектор плотности спина направлен вертикально. То есть эллипсы поляризации лежат в горизонтальной плоскости, а вектора поляризации в этих эллипсах вращаются по разные стороны от оптической оси в разных направлениях (по часовой и против часовой стрелки). Такое вращение векторов поляризации в горизонтальной плоскости напоминает вращение винтов у вертолёта.
4. Эффект полной магнетизации. При острой фокусировке оптического вихря с целым топологическим зарядом и азимутальной поляризацией (у такого поля нет спина) в плоскости фокуса вектор плотности спина (или спиновой угловой момент) направлен вдоль оптической оси. Поперечных составляющих у вектора спина нет. Это означает, что в плоскости фокуса лежат эллипсы поляризации. Направление вращения векторов поляризации (по часовой или против часовой стрелки) в плоскости фокуса чередуется от кольца к кольцу дифракционной картины в сечении пучка.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-29-20003) (параграф «Орбитально-спиновая конверсия в фокусе и лента Мёбиуса»), Российского научного фонда (грант 18-19-00595) (все остальные теоретические параграфы и эксперимент) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26) (параграфы Введение и Заключение).

Литература

1. **Kotlyar, V.V.** Energy density and energy flux in the focus of an optical vortex: reverse flux of light energy / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov // *Optics Letters*. – 2018. – Vol. 43, Issue 12. – P. 2921-2924. – DOI: 10.1364/OL.43.002921.
2. **Kotlyar, V.V.** Reverse and toroidal flux of light fields with both phase and polarization higher-order singularities in the sharp focus area / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.A. Kovalev // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 12. – P. 16689-16702. – DOI: 10.1364/OE.27.016689.
3. **Kotlyar, V.V.** Radial dependence of the angular momentum density of a paraxial optical vortex / V.V. Kotlyar,

- A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // *Physical Review A*. – 2018. – Vol. 97, Issue 5. – 053833. – DOI: 10.1103/PhysRevA.97.053833.
4. **Kotlyar, V.V.** Exploiting the circular polarization of light to obtain a spiral energy flow at the subwavelength focus / V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2019. – Vol. 36, Issue 10. – P. 2850-2855. – DOI: 10.1364/JOSAB.36.002850.
 5. **Rodriguez-Herrera, O.G.** Optical nanoprobng via spin-orbit interaction of light / O.G. Rodriguez-Herrera, D. Lara, K.Y. Bliokh, E.A. Ostrovskaya, C. Dainty // *Physical Review Letters*. – 2010. – Vol. 104, Issue 25. – 253601.
 6. **Roy, B.** Controlled transportation of mesoscopic particles by enhanced spin-orbit interaction of light in an optical trap / B. Roy, N. Ghosh, S.D. Gupta, P.K. Panigrahi, S. Roy, A. Banerjee // *Physical Review A*. – 2013. – Vol. 87. – 043823.
 7. **Roy, B.** Manifestations of geometric phase and enhanced spin Hall shifts in an optical trap / B. Roy, N. Ghosh, A. Banerjee, S.D. Gupta, S. Roy // *New Journal of Physics*. – 2014. – Vol. 16, Issue 8. – 083037.
 8. **Meng, P.** Angular momentum properties of hybrid cylindrical vector vortex beams in tightly focused optical systems / P. Meng, Z. Man, A.P. Konijnenberg, H.P. Urbach // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 24. – P. 35336-35348.
 9. **Irvine, W.T.M.** Linked and knotted beams of light / W.T.M. Irvine, D. Bouwmeester // *Nature Physics*. – 2008. – Vol. 4, Issue 9. – P. 716-720.
 10. **Sugic, D.** Singular knot bundle in light / D. Sugic, M.R. Dennis // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2018. – Vol. 35, Issue 12. – P. 1987-1999.
 11. **Larocque, H.** Reconstructing the topology of optical polarization knots / H. Larocque, D. Sugic, D. Mortimer, A.J. Taylor, R. Fickler, R.W. Boyd, M.R. Dennis, E. Karimi // *Nature Physics*. – 2018. – Vol. 14, Issue 11. – P. 1079-1082.
 12. **Aiello, A.** From transverse angular momentum topophonic wheels / A. Aiello, P. Banzer, M. Neugebauer, G. Leuchs // *Nature Photonics*. – 2015. – Vol. 9. – P. 789-795. – DOI: 10.1038/NPHOTON.2015.20.
 13. **Bauer, T.** Optical polarization Mobius strips and points of purely transverse spin density / T. Bauer, M. Neugebauer, G. Leuchs, P. Banzer // *Physical Review Letters*. – 2016. – Vol. 117. – 013601. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.013601.
 14. **Bauer, T.** Observation of optical polarization Mobius strips / T. Bauer, P. Banzer, E. Karimi, S. Orlov, A. Rubano, L. Marrucci, E. Santamato, R.W. Boyd, G. Leuchs // *Science*. – 2015. – Vol. 347, Issue 6225. – P. 964-966. – DOI: 10.1126/science.1260635.
 15. **Jiang, Y.** Generation of sub-diffraction-limited pure longitudinal magnetization by the inverse Faraday effect by tightly focusing an azimuthally polarized vortex beam / Y. Jiang, X. Li, M. Gu // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – P. 2957-2960. – DOI: 10.1364/OL.38.002957.
 16. **Zhang, S.** Fully controlled photonic spin in highly confined optical field / S. Zhang, S. Fu, H. Zhang, X. Ge, Z. Bai, Y. Lyu, R. Zhao, Z. Man // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 23. – P. 33621-33633.
 17. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1959. – Vol. 253, Issue 1274. – P. 358-379. – DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
 18. **Bliokh, K.Y.** Extraordinary momentum and spin in evanescent waves / K.Y. Bliokh, A.Y. Bekshaev, F. Nori // *Nature Communications*. – 2014. – Vol. 5. – 3300. – DOI: 10.1038/ncomms4300.
 19. **Youngworth, K.S.** Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K.S. Youngworth, T.G. Brown // *Optics Express*. – 2000. – Vol. 7. – P. 77-87.
 20. **Berry, M.V.** Optical currents / M.V. Berry // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2009. – Vol. 11. – 094001.
 21. **Котляр, В.В.** Острая фокусировка светового поля с поляризационной и фазовой сингулярностью произвольного порядка / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.А. Ковалёв // *Компьютерная оптика*. – 2019. – Т. 43, № 3. – С. 337-346. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-3-337-346.

Сведения об авторах

Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий лабораторией лазерных измерений ИСОИ РАН и по совместительству профессор кафедры технической кибернетики Самарского университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 300 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств. E-mail: kotlyar@smr.ru.

Налимов Антон Геннадьевич, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Поступил в очную аспирантуру СГАУ по специальности 05.13.18 «Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ» в 2003 году, окончил её по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики в Самарском университете в должности доцента, в ИСОИ РАН – филиале ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 130 работ и 3 патентов. E-mail: anton@smr.ru.

Ковалёв Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (ныне Самарский университет) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2012 год), работает старшим научным со-

трудником лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. В списке научных работ более 150 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, фотонно-кристаллические устройства. E-mail: alanko@smr.ru.

Порфирьев Алексей Петрович, 1987 года рождения, в 2010 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук (2013 год). Доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета, научный сотрудник лаборатории микро- и нанотехнологий ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, оптическое манипулирование. Email: porfirev.alexey@smr.ru.

Стафеев Сергей Сергеевич, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2012 года. Научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com. ORCID: 0000-0002-7008-8007.

ГРНТИ: 29.31.01

Поступила в редакцию 27 декабря 2019 г. Окончательный вариант – 11 апреля 2020 г.

Transfer of spin angular momentum to a dielectric particle

V.V. Kotlyar^{1,2}, A.G. Nalimov^{1,2}, A.A. Kovalev^{1,2}, A.P. Porfirev^{1,2}, S.S. Stafeev^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia,

²Samara National Research University, Moskovskoye Shosse 34, 443086, Samara, Russia

Annotation

We show here that in the sharp focus of a linearly polarized laser beam the spin vector flux has only transverse components (the effect of photonic wheels or photonic helicopter). For a linearly polarized optical vortex, the orbit-spin conversion leads to the appearance of both longitudinal and transverse components of the spin density vector in the focus. Spin-orbit conversion is experimentally demonstrated for a circularly polarized Gaussian beam when a transverse energy flux (orbital angular momentum) arises in the focus, which is transmitted to a microparticle and makes it rotate. Switching the handedness of circular polarization (from left to right) switches the microparticle rotation direction. It is also shown here that an azimuthally polarized vortex beam with an arbitrary integer topological charge generates in the focus a spin density vector that only has an axial component (pure magnetization), while the transverse spin flux is absent.

Keywords: spin angular momentum, circular polarization, orbit-spin conversion, spin-orbit conversion, vortex beam.

Citation: Kotlyar VV, Nalimov AG, Kovalev AA, Porfirev AP, Stafeev SS. Transfer of spin angular momentum to a dielectric particle. *Computer Optics* 2020; 44(3): 333-342. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-686.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research under project No. 18-29-20003 (“Orbital-spin conversion in focus and Mobius strip”), the Russian Science Foundation under project No. 18-19-00595 (all other theoretical sections and the experiment), and the Ministry of Science and Higher Education within the government project of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS under contract N 007-GZ/Ch3363/26 (“Introduction” and “Conclusion”).

References

- [1] Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG. Energy density and energy flux in the focus of an optical vortex: reverse flux of light energy. *Opt Lett* 2018; 43(12): 2921-2924. DOI: 10.1364/OL.43.002921.
 - [2] Kotlyar VV, Stafeev SS, Kovalev AA. Reverse and toroidal flux of light fields with both phase and polarization higher-order singularities in the sharp focus area. *Opt Express* 2019; 27(12): 16689-16702. DOI: 10.1364/OE.27.016689.
 - [3] Kotlyar VV, Kovalev AA, Porfirev AP. Radial dependence of the angular momentum density of a paraxial optical vortex. *Phys Rev A* 2018; 97(5): 053833. DOI: 10.1103/PhysRevA.97.053833.
 - [4] Kotlyar VV, Nalimov AG, Stafeev SS. Exploiting the circular polarization of light to obtain a spiral energy flow at the subwavelength focus. *J Opt Soc Am B* 2019; 36(10): 2850-2855. DOI: 10.1364/JOSAB.36.002850.
 - [5] Rodriguez-Herrera OG, Lara D, Bliokh KY, Ostrovskaya EA, Dainty C. Optical nanoprobng via spin-orbit interaction of light. *Phys Rev Lett* 2010; 104(25): 253601.
 - [6] Roy B, Ghosh N, Gupta SD, Panigrahi PK, Roy S, Banerjee A. Controlled transportation of mesoscopic particles by enhanced spin-orbit interaction of light in an optical trap. *Phys Rev A* 2013; 87: 043823.
 - [7] Roy B, Ghosh N, Banerjee A, Gupta SD, Roy S. Manifestations of geometric phase and enhanced spin Hall shifts in an optical trap. *New J Phys* 2014; 16(8): 083037.
 - [8] Meng P, Man Z, Konijnenberg AP, Urbach HP. Angular momentum properties of hybrid cylindrical vector vortex beams in tightly focused optical systems. *Opt Express* 2019; 27(24): 35336-35348.
 - [9] Irvine WTM, Bouwmeester D. Linked and knotted beams of light. *Nat Phys* 2008; 4(9): 716-720.
 - [10] Sugic D, Dennis MR. Singular knot bundle in light. *J Opt Soc Am A* 2018; 35(12): 1987-1999.
 - [11] Larocque H, Sugic D, Mortimer D, Taylor AJ, Fickler R, Boyd RW, Dennis MR, Karimi E. Reconstructing the topology of optical polarization knots. *Nat Phys* 2018; 14(11): 1079-1082.
 - [12] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, Leuchs G. From transverse angular momentum to photonic wheels. *Nat Photon* 2015; 9: 789-795. DOI: 10.1038/NPHOTON.2015.20.
 - [13] Bauer T, Neugebauer M, Leuchs G, Banzer P. Optical polarization Mobius strips and points of purely transverse spin density. *Phys Rev Lett* 2016; 117: 013601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.013601.
 - [14] Bauer T, Banzer P, Karimi E, Orlov S, Rubano A, Marrucci L, Santamato E, Boyd RW, Leuchs G. Observation of optical polarization Mobius strips. *Science* 2015; 347(6225): 964-966.
 - [15] Jiang Y, Li X, Gu M. Generation of sub-diffraction-limited pure longitudinal magnetization by the inverse Faraday effect by tightly focusing an azimuthally polarized vortex beam. *Opt Lett* 2013; 38: 2957-2960. DOI: 10.1364/OL.38.002957.
 - [16] Zhang S, Fu S, Zhang H, Ge X, Bai Z, Lyu Y, Zhao R, Man Z. Fully controlled photonic spin in highly confined optical field. *Opt Express* 2019; 27(23): 33621-33633.
 - [17] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. *Proc R Soc Lond A* 1959; 253(1274): 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
-

-
- [18] Bliokh KY, Bekshaev AY, Nori F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves. *Nat Commun* 2014; 5: 3300. DOI: 10.1038/ncomms4300.
- [19] Youngworth KS, Brown TG. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams. *Opt Express* 2000; 7: 77-87.

- [20] Berry MV. Optical currents. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2009; 11: 094001.
- [21] Kotlyar VV, Stafeev SS, Kovalev AA. Sharp focusing of a light field with polarization and phase singularities of an arbitrary order. *Computer Optics* 2019; 43(3): 337-346. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-3-337-346.
-

Authors' information

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS and professor of Computer Science department at Samara National Research University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE- and OSA-member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: kotlyar@smr.ru.

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 “Mathematical Modeling and Program Complexes”, finished it in 2006 with speciality 01.04.05 “Optics”. A.G. Nalimov works on Technical Cybernetics department in Samara National Research University as an associate professor, works as a scientist in the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 130 papers and 3 inventions. E-mail: anton@smr.ru.

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from Samara National Research University, majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths degree in 2012. He is a senior researcher of Laser Measurements laboratory at IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. He is a co-author of more than 150 scientific papers. His current research interests are mathematical diffraction theory and photonic crystal devices. E-mail: alanko@smr.ru.

Alexey Petrovich Porfirev (b. 1987) graduated (2010) from Samara State Aerospace University, majoring in Applied Physics and Mathematics. Candidate in Physics and Mathematics (2013). Currently he is an associate professor in Technical Cybernetics department of Samara National Research University and a researcher in Micro- and Nanotechnologies laboratory of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. His current research interests include diffractive optics and optical manipulation. E-mail: porfirev.alexey@smr.ru.

Sergey S. Stafeev (b. 1985) received Master’s degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State Aerospace University (2009). He received his PhD in 2012. He is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com. ORCID: 0000-0002-7008-8007.

Received December 27, 2019. The final version – April 11, 2020.
