

Спиновый эффект Холла при прохождении света с линейной поляризацией через метаповерхность

А.Г. Налимов^{1,2}, А.А. Ковалёв^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт», 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

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

Аннотация

Рассчитана плотность продольной компоненты вектора спинового углового момента для парааксиального векторного гауссова пучка с периодической одномерной модуляцией. У такого пучка спиновый угловой момент в начальной плоскости равен нулю и поляризация неоднородная линейная. А при распространении такого пучка в свободном пространстве из-за периодической модуляции он эффективно разделяется на два пучка, в которых будет левая и правая эллиптическая поляризация. То есть в сечении пучка области со спином разного знака разделены в пространстве, что является проявлением спинового эффекта Холла. Сформировать такой световой пучок можно с помощью метаповерхности, пропускание которой описывается периодической функцией одной из координат.

Ключевые слова: метаповерхность, спиновый угловой момент, парааксиальный векторный пучок, спиновый эффект Холла.

Цитирование: Налимов, А.Г. Спиновый эффект Холла при прохождении света с линейной поляризацией через метаповерхность / А.Г. Налимов, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 5. – С. 662-668. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1500.

Citation: Nalimov AG, Kovalev AA. Spin Hall effect of linearly polarized light passed through a metasurface. Computer Optics 2024; 48(5): 662-668. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1500.

Введение

Разделение левой и правой эллиптических поляризаций с помощью метаповерхности впервые было реализовано в [1]. В этой работе изучали прохождения света ближнего ИК-диапазона (1,2–1,7 мкм) через метаповерхность, состоящую из периодических золотых наноантен V-формы. В дальнем поле измерялась третья компонента вектора Стокса. Было показано, что в световом пучке сформировались две области на краях пучка с компонентой Стокса разного знака. То есть в пучке присутствуют области с левой и правой эллиптическими поляризациями. В [2, 3] с помощью металлинзы усиливали поперечное смещение пучков с левой и правой круговыми поляризациями. Например, в [3] для усиления эффекта Холла использовали субволновую дифракционную решетку. Но смещение пучков с разным спином происходило вдоль штрихов решетки. В [4] для длины волны 633 нм и с помощью q-пластинки получили расщепление вихревого пучка с линейной поляризацией на Гауссов пучок с левой круговой поляризацией и вихревой пучок с правой круговой поляризацией. В работах [5–10] исследовались поляризационные конвертеры на основе метаповерхностей для волн миллиметрового диапазона. Например, в [7] метаповерхность из металлических полосок освещается миллиметровым излучением с линейной поляризацией и под углами 30 градусов отражаются два пучка с левой и правой круговой поляризацией. А в [8] рассчитана отражающая

метаповерхность для миллиметрового диапазона для преобразования пучка с линейной поляризацией в два пучка с левой и два с правой круговой поляризацией. Аналогичная метаповерхность, но для демонстрации спинового эффекта Холла на пропускание рассматривается в [9]. В работах [11, 12] рассматриваются метаповерхности для преобразования поляризации для инфракрасного излучения, а в [13–15] для видимого диапазона. Заметим, что в перечисленных работах теоретически не исследовалось распространение света после металлинз.

С другой стороны, для понимания спинового эффекта Холла можно рассматривать, как он проявляется при распространении некоторых векторных пучков. Разделение левой и правой круговой поляризации в остром фокусе было показано для некоторых типов векторных пучков в [16, 17] и даже при распространении парааксиальных векторных пучков [18, 19]. При этом в начальной плоскости у таких пучков была однородная или неоднородная линейная поляризация. Например, в [20] показано, что в остром фокусе оптического вихря с линейной поляризацией имеет место спиновый эффект Холла. Такой пучок можно сформировать без метаповерхности, а с помощью пространственного модулятора света.

В перечисленных работах не рассматривается распространение парааксиального векторного пучка с одномерной периодической модуляцией и не рассчитывается продольная проекция СУМ для такого пучка. Кроме того, в этих работах не рассмотрен случай формирования

двух вихревых гауссовых пучков с левой и правой круговыми поляризациями с помощью векторного поля с одномерной периодической модуляцией.

В данной работе мы теоретически и численно рассмотрим распространение параксиального цилиндрического векторного пучка с одномерной периодической модуляцией. Получим выражение для продольной проекции плотности спинового углового момента на любом расстоянии от перетяжки. И покажем, что у такого пучка в начальной плоскости имеется линейная неоднородная поляризация, а при распространении в пространстве формируются два пучка с левой и правой круговыми поляризациями.

1. Интенсивность и плотность спина для гауссова векторного поля с периодической одномерной модуляцией

Рассмотрим распространение параксиального гауссова векторного пучка, начальный вектор Джонса которого имеет вид:

$$\mathbf{E}(x, y) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha x) \\ \sin(\alpha x) \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right), \quad (1)$$

где (x, y) – декартовы координаты в сечении пучка, w – радиус перетяжки гауссова пучка, $\alpha = 2\pi/d$ – обратный период или пространственная частота амплитуды поля, d – период. Световое поле (1) можно назвать векторным полем с одномерной периодической модуляцией. Поле (1) можно представить как сумму двух полей с левой и правой круговой поляризацией:

$$\begin{pmatrix} \cos(\alpha x) \\ \sin(\alpha x) \end{pmatrix} e^{-(r/w)^2} = \frac{1}{2} \left[e^{i\alpha x} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + e^{-i\alpha x} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \right] e^{-(r/w)^2}. \quad (2)$$

В (2) $r^2 = x^2 + y^2$. В начальной плоскости интенсивность поля (1) равна интенсивности гауссова пучка:

$$I_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 = \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right). \quad (3)$$

Вектор Джонса для поля (1) на произвольном расстоянии z от начала будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) = & -i \begin{pmatrix} z_0 \\ 2zq(z) \end{pmatrix} \exp\left[ik\frac{r^2}{2z} - \left(\frac{z_0 y}{zw}\right)^2\right] \frac{1}{q(z)} \times \\ & \times \left[\exp\left(-\frac{1}{q(z)}\left(\frac{z_0 x}{zw} - \frac{\alpha w}{2}\right)^2\right) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \right. \\ & \left. + \exp\left(-\frac{1}{q(z)}\left(\frac{z_0 x}{zw} + \frac{\alpha w}{2}\right)^2\right) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где $q(z) = 1 - i \times z_0/z$, $z_0 = kw^2/2$ – длина Рэлея, k – волновое число света. Из (4) видно, что при распространении в свободном пространстве гауссов пучок (3) будет представлять собой два смещенных по оси x гаус-

совых пучка с левой и правой круговой поляризацией. Координаты смещения центров обоих пучков с оптической оси равны $x_{\pm} = \pm(\alpha z/k)$. Интенсивность векторного поля (4) имеет вид:

$$\begin{aligned} I(x, y, z) = & \left(\frac{z_0}{z|q(z)|}\right)^2 \times \\ & \times \exp\left[-2\left(\frac{z_0 r}{zw|q(z)|}\right)^2 - \left(\frac{\alpha w}{\sqrt{2}|q(z)|}\right)^2\right] \cosh\left(\frac{2\alpha x z_0}{z|q(z)|^2}\right). \quad (5) \end{aligned}$$

Найдем продольную проекцию спинового углового момента (СУМ) [21] поля (4). Других проекций СУМ у параксиального поля нет. Получим:

$$\begin{aligned} S_z = & 2 \operatorname{Im}(E_x^* E_y) = -\left(\frac{z_0}{z|q(z)|}\right)^2 \times \\ & \times \exp\left[-2\left(\frac{z_0 r}{zw|q(z)|}\right)^2 - \left(\frac{\alpha w}{\sqrt{2}|q(z)|}\right)^2\right] \times \\ & \times \sinh\left(\frac{2\alpha x z_0}{z|q(z)|^2}\right). \quad (6) \end{aligned}$$

Нормированная на интенсивность плотность спина будет равна:

$$S_z / I = -\tanh\left(\frac{2\alpha x z_0}{z|q(z)|^2}\right). \quad (7)$$

Получается, что в начальной плоскости у поля (1) нет спина ($S_z = 0$), а при его распространении в свободном пространстве у поля формируется две области (4) со спином разного знака и с плотностью нормированного спина (7). Это простейший способ продемонстрировать спиновый эффект Холла и получить из линейной поляризации две круговые поляризации разных знаков.

Круговая поляризация будет в точках x , которые удовлетворяют условию $S_z = \pm I$. А это может выполняться только при стремлении аргумента в (7) к плюс или минус бесконечности. Максимум нормированной плотности спина (7) в зависимости от расстояния z до перетяжки будет достигаться на расстоянии Рэлея $z = z_0$.

Чтобы сформировать начальное световое поле (1), можно использовать метаповерхность, которая описывается матрицей преобразования поляризации, осуществляющей поворот падающего вектора линейной поляризации на угол, равный $\theta = \alpha x$, так как имеет место равенство:

$$\begin{pmatrix} \cos(\alpha x) & -\sin(\alpha x) \\ \sin(\alpha x) & \cos(\alpha x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha x) \\ \sin(\alpha x) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что метаповерхность поворачивает линейную поляризацию падающего пучка на угол, периодически зависящий от координаты горизонтальной оси x .

2. Цилиндрический векторный пучок с несущей пространственной частотой

Световое поле (1) можно обобщить так, чтобы при распространении в свободном пространстве оно формировало не только спиновый эффект Холла, но и орбитальный. Для это рассмотрим вектор Джонса начального поля вида:

$$E_n(x, y) = \begin{pmatrix} \cos(n\varphi + \alpha x) \\ \sin(n\varphi + \alpha x) \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right), \quad (9)$$

где φ – азимутальный угол в сечении пучка, $\tan(\varphi) = y/x$, n – целое число, задающее порядок векторного поля. Поле (9) можно представить в виде двух полей с правой и левой круговой поляризациями:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \cos(n\varphi + \alpha x) \\ \sin(n\varphi + \alpha x) \end{pmatrix} e^{-(r/w)^2} = \\ & = \frac{1}{2} \left[e^{i(n\varphi + \alpha x)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + e^{-i(n\varphi + \alpha x)} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \right] e^{-(r/w)^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поле (1) при $\alpha = 0$ сводится к цилиндрическому векторному полю n -го порядка [22]. Поэтому при отличном от нуля α поле (1) можно назвать цилиндрическим векторным полем (пучком) с несущей пространственной частотой. На произвольном расстоянии z от перетяжки поле (9) примет вид:

$$\begin{aligned} E_n &= E_{n-} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + E_{n+} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \\ E_{n\pm}(x, y, z) &= -\frac{i^{n+1}}{2} \left(\frac{z_0}{zq(z)} \right) \sqrt{\frac{\pi Q_{\pm}}{2}} \times \\ & \times \exp\left[\mp i n \psi_{\pm} + i \frac{kr^2}{2z} - Q_{\pm} \right] \times \\ & \times \left[I_{(n-1)/2}(Q_{\pm}) - I_{(n+1)/2}(Q_{\pm}) \right], \\ q(z) &= 1 - i \frac{z_0}{z}, \quad \tan \psi_{\pm} = \frac{y}{x \pm \alpha z / k}, \\ Q_{\pm} &= \frac{(\alpha w)^2}{8q(z)} + \left(\frac{z_0 r}{\sqrt{2}zw} \right)^2 \frac{1}{q(z)} \pm \frac{\alpha z_0 x}{2zq(z)}. \end{aligned} \quad (11)$$

В (11) функции $I_\nu(x)$ – модифицированные функции Бесселя. Из (11) видно, что параксиальное векторное поле представляет собой два смещенных с оптической оси вихревых пучка с центрами фазовых сингулярностей (центрами вихрей) в точках $x_{\pm} = \pm(\alpha z/k)$ и с правой и левой круговыми поляризациями. При этом точки фазовой сингулярности и нули интенсивности поля (11) совпадают. Оптические вихри вблизи этих точек будут иметь топологические

заряды разных знаков, n и $-n$. Так как вблизи нулей интенсивности амплитуда светового поля каждой проекции будет иметь вид: $(x + \alpha + iy)^n$ и $(x - \alpha - iy)^n$. Заметим, что при $n = 0$ поле (11) точно совпадает с полем (4). У поля (9) в начальной плоскости нет ни орбитального углового момента (ОУМ), ни плотности спина. А при распространении в пространстве одно поле разделяется на два, у которых есть продольный СУМ с разными знаками и есть ОУМ, тоже с разными знаками. Причем там, где спин отрицательный (левая круговая поляризация), там топологический заряд и ОУМ положительные, а где спин положительный (правая круговая поляризация), там ОУМ и топологический заряд отрицательные. Суммарный спин и ОУМ у всего поля остаются равными нулю, как и для начального поля (9).

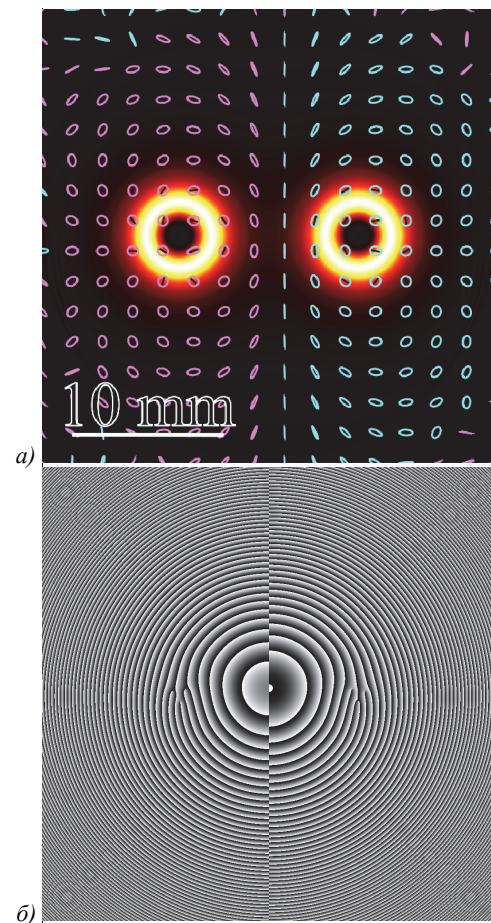


Рис. 1. Распределение интенсивности для пучка (9) при $n = 3$ и $\alpha = 0,001k$ на расстоянии z_0 от перетяжки, показанное в виде белых колец (а), и распределение поляризации по сечению пучка, показанное в виде эллипсов (левые эллипсы с правой поляризацией $S_z > 0$ и правые эллипсы с левой поляризацией $S_z < 0$); распределение фазы одной проекции светового поля E_x (б). Размер кадров – 30×30 мм

На рис. 1 показаны рассчитанные с помощью преобразования Френеля для длины волны 532 нм распределения интенсивности (белые кольца) (а) и фазы поля E_x (б) для пучка (9) при $n = 3$ и $\alpha = 0,001k$ на рас-

стоянии z_0 от перетяжки. Распределение поляризации на рис. 1а показано в виде левых ($S_z > 0$) и правых ($S_z < 0$) эллипсов. Из рис. 1а видно, что в распределении интенсивности видны два световых кольца, внутри которых поляризация почти круговая и с разными знаками (вблизи левого кольца – правая круговая поляризация, а вблизи правого кольца – левая круговая поляризация). На рис. 1б видно, что справа имеются три винтовых дислокации, подтверждающие, что топологический заряд поля E_x для правого кольца равен $n=3$. Слева на рис. 1б у фазы имеются три винтовых дислокации противоположенного знака, подтверждающие, что у поля E_x топологический заряд равен $n=-3$.

3. Расчет металинзы для формирования двух пучков со спином разного знака

Как уже отмечалось (8), поле (1) можно сформировать с помощью метаповерхности. Метаповерхность должна описываться матрицей

$$\hat{R}(x) = \begin{pmatrix} \cos \alpha x & -\sin \alpha x \\ \sin \alpha x & \cos \alpha x \end{pmatrix}$$

преобразования вектора поляризации падающего поля, где α обратно пропорционально периоду структуры вдоль оси x . При плоской падающей волне с линейной поляризацией вдоль оси x на выходе будет пучок с направлением поляризации, зависящим от координаты x (8).

На рис. 2 показана поляризация пучка (1) при $\alpha = \pi/2$ в обратных микрон, так как x измеряется в мкм.

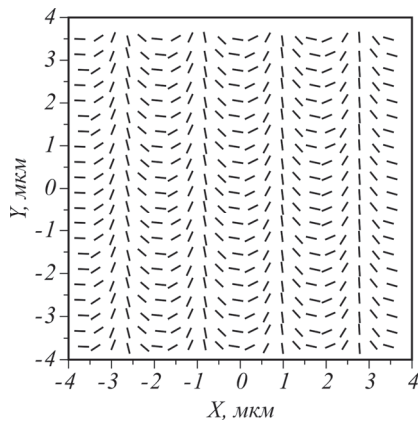


Рис. 2. Направление линейной поляризации в поле (1)

На рис. 3 показан рельеф метаповерхности, реализующей матрицу преобразования $\hat{R}(x)$ (8) при $\alpha = \pi/2$ в обратных микрон.

Период метаповерхности на рис. 3 равен 4 мкм. Размер всей метаповерхности был выбран 8×8 мкм, он рассчитан на длину волны падающего света $\lambda = 633$ нм. Метаповерхность представляет собой полосы с дифракционными решётками с субволновым периодом 220 нм (110 нм канавка, 110 нм выступ), которые повернуты на угол $\alpha/2 + \pi/2$ по отношению к оси x . Каждый период разбит на 8 полос, в которых угол ди-

фракционных решеток постоянный. Вектор поляризации поля поворачивается на двойной угол поворота линий решеток, что видно из сравнения рис. 2 и 3. Высота рельефа равна 140 нм, показатель преломления решеток $n = 4,352 + 0,486i$ (аморфный кремний).

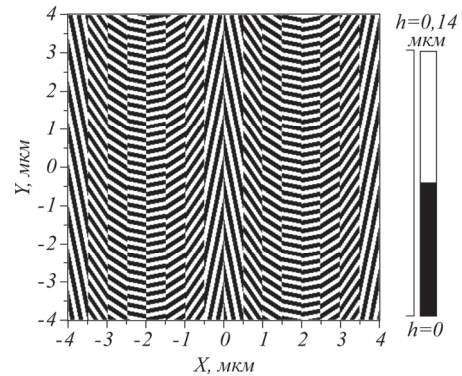


Рис. 3. Бинарный рельеф метаповерхности.

Моделирование проводилось с помощью метода FDTD и с помощью преобразования Рэлея–Зоммерфельда. Вначале с помощью FDTD рассчитывалось, как распространяется свет через метаповерхность, и на расстоянии λ от метаповерхности получалось конечное поле E_x и E_y , которое затем подставлялось на вход преобразования Рэлея–Зоммерфельда. После чего рассчитывалось результирующее поле на расстоянии 50 мкм. Моделирование только методом FDTD на таком расстоянии (порядка 50 мкм) в трехмерном случае провести невозможно из-за чрезмерной вычислительной сложности. На рис. 4 показана интенсивность поля, полученного на расстоянии λ за метаповерхностью.

Видно, что после дифракционных решеток поле имеет некоторую неравномерность, однако направление поляризации соответствует распределению, полученному по формуле (1) (рис. 2). На рис. 5 показана интенсивность пучка на расстоянии 50,633 мкм от метаповерхности, рассчитанного с помощью преобразования Рэлея–Зоммерфельда.

На рис. 5 видно, что на расстоянии 50,633 мкм от метаповерхности образуются два максимума интенсивности на оси x , расстояние между их центрами равно 15,86 мкм, при этом в левом максимуме интенсивности преобладает правая круговая поляризация, в правом максимуме – левая круговая поляризация. Расстояние между максимумами обусловлено периодом структуры метаповерхности (рис. 3а). При увеличении периода метаповерхности (рис. 3а) вдвое, до 8 мкм, расстояние между максимумами уменьшается примерно в два раза, до 7,64 мкм. В оба максимума интенсивности идет примерно 78,5% энергии, прошедшей через метаповерхность.

На рис. 6а показана металинза, создающая поле (9) с параметрами $\alpha = \pi/2$ обратных микрон и $n = 1$. В дополнение к пространственной частоте, которая присутствует в метаповерхности на рис. 3, здесь добавлен то-

пологический заряд. Поэтому вместо решетки (рис. 3) получилась решетка с «вилочкой». Хотя на рис. 6а уместилось только 2 периода такой решетки с «вилоч-

кой» (с краевой дислокацией). Всего метаповерхность размером 8×8 мкм поделена на 14×14 блоков, размер каждого – 26×26 отсчетов (0,571 мкм).

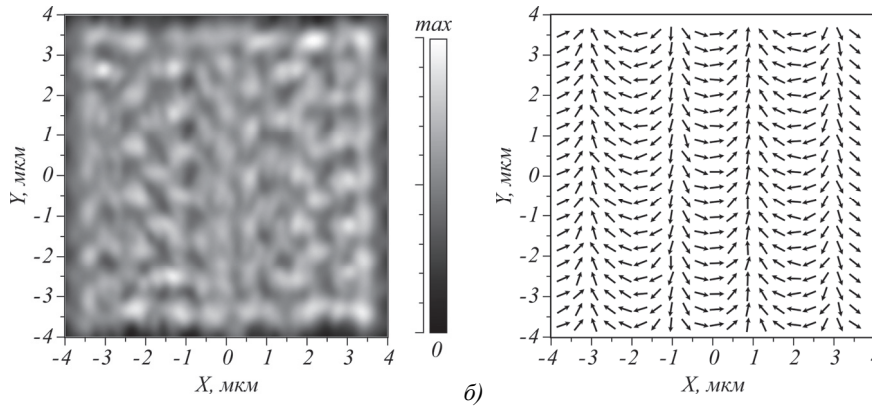


Рис. 4. Интенсивность (слева) и распределение поляризации (справа) электрического поля на расстоянии λ от метаповерхности

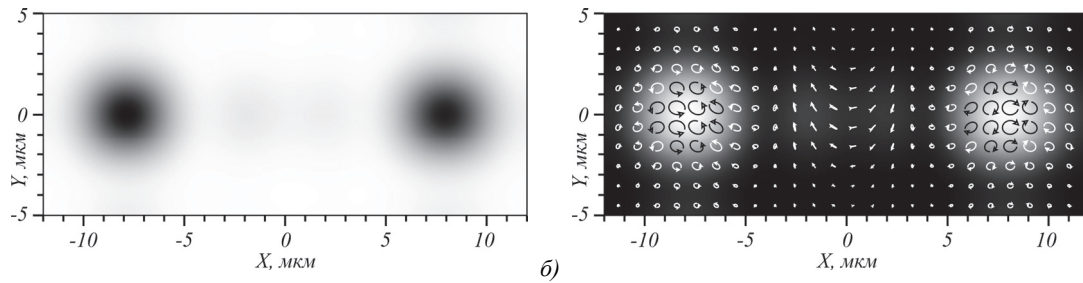


Рис. 5. Интенсивность света на расстоянии 50,633 мкм от метаповерхности (негатив) и распределение поляризации света в пучке (б). Стрелками с кружками показано направление поляризации в центре каждого кружка, причем стрелка показывает направление вращения вектора электрического поля с течением времени

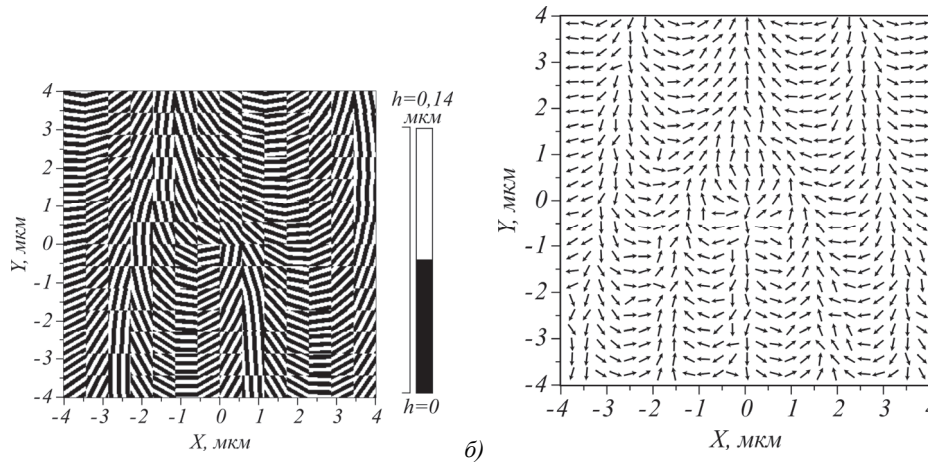


Рис. 6. Метаповерхность, формирующая цилиндрический векторный пучок (9) с пространственной несущей частотой (а), и поляризация прошедшей данную метаповерхность плоской линейно поляризованной волны на расстоянии λ от неё (б)

На рис. 6б показано распределение линейной поляризации на расстоянии λ от метаповерхности. Видно, что из-за краевой дислокации в центре картины на рис. 6б возникает поляризационная сингулярность или V-точка, в которой линейная поляризация не определена.

На рис. 7 показаны результаты моделирования прохождения света через метаповерхность на рис. 6 на расстоянии 150 мкм после неё. В данном случае так же вначале рассчитывалось поле на расстоянии

одной длины волны за метаповерхностью с помощью FDTD-метода, для точного учета вклада метаповерхности, а далее с помощью интеграла Рэлея–Зоммерфельда рассчитывалось поле в дальней зоне. Поскольку в данном случае формируются кольца, расстояние, на котором оба кольца сформируются и разойдутся, больше, чем для случая на рис. 5.

На рис. 7а показано распределение интенсивности на расстоянии 150 мкм после металлинзы на рис. 6а. Видно, что имеются три световых пучка: централь-

ный и два световых кольца слева и справа от центрального пучка. Кольцевые пучки неоднородные по интенсивности из-за того, что в метаповерхности учтены только два периода решетки. На рис. 7б показано распределение эллипсов поляризации на расстоянии 150 мкм после метаповерхности на рис. 6а. Оба кольца, сформированные в дальней зоне (рис. 7а), имеют эллиптическую и круговую поляризацию – свет с правой круговой поляризацией формирует кольцо в отрицательной зоне оси x (слева), а свет с левой круговой поляризацией формирует правое кольцо. В распределении фазы на рис. 7в видны «вилочки» на месте минимумов интенсивности двух колец, что указывает на наличие оптических вихрей (винтовых дислокаций) с топологическими зарядами -1 (слева) и 1 (справа).

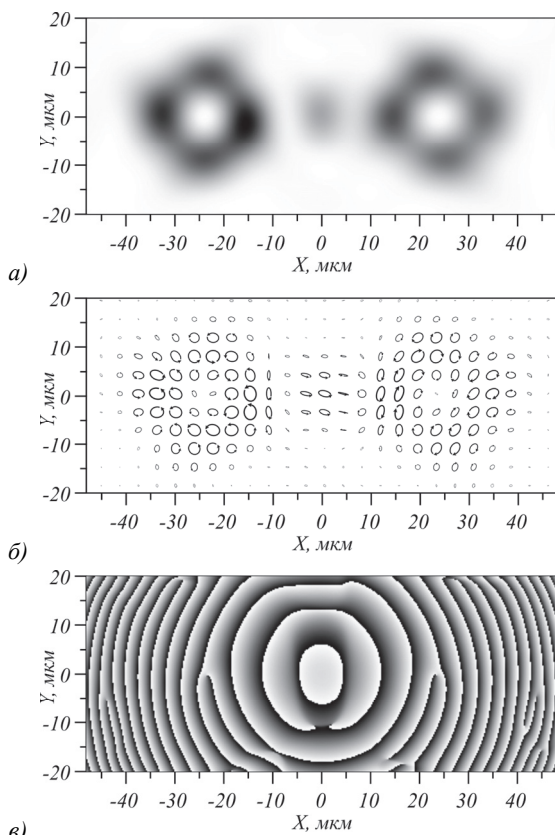


Рис. 7. Интенсивность цилиндрического векторного пучка с несущей частотой, сформированного металлинзой (а) (негатив), поляризация в данном пучке, изображенная эллипсами со стрелкой (б). Каждый эллипс описывает вращение вектора электрического поля с течением времени. На рисунке (в) представлена фаза компоненты E_y пучка

Заключение

В данной работе начальное векторное поле с одномерной периодической модуляцией сформировано с помощью метаповерхности в тонкой пленке аморфного кремния для длины волны 633 нм. Метаповерхность состоит из бинарных субволновых решеток с периодом 220 нм, которые периодически меняют свое направление и реализуют в совокупности одномер-

ную дифракционную решетку. Падающее на такую метаповерхность световое поле с линейной поляризацией преобразуется в два расходящихся под некоторым углом световых пучка, один из которых имеет левую эллиптическую поляризацию, а второй – правую эллиптическую поляризацию. Дифракционная эффективность такой решетки – почти 80%. Также показано, что векторный цилиндрический пучок с несущей пространственной частотой можно сформировать с помощью метаповерхности с рельефом в виде решетки с «вилочкой». При освещении такой метаповерхности светом с линейной поляризацией в прошедшем поле формируются два световых кольца с левой и правой круговой поляризациями. Это простейшие метаповерхности, которые с высокой эффективностью создают спиновый эффект Холла в параксиальных лазерных пучках.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00236) в части теории и моделирования и по государственному заданию НИЦ «Курчатовский институт» в частях «Введение» и «Заключение».

References

- [1] Yin X, Ye Z, Rho J, Wang Y, Zhang X. Photonic spin Hall Effect at metasurfaces. *Science* 2013; 339(6126): 1405-1407. DOI: 10.1126/science.1231758.
- [2] Kim M, Lee D, Yang Y. Reaching the highest efficiency of spin Hall effect of light in the near-infrared using all-dielectric metasurfaces. *Nat Commun* 2022; 13: 2036. DOI: 10.1038/s41467-022-29771-x.
- [3] Kim M, Lee D, Ko B, Rho J. Diffraction-induced enhancement of optical spin Hall effect in a dielectric grating. *APL Photonics* 2020; 5(6): 066106. DOI: 10.1063/5.0009616.
- [4] Li Y, Liu Y, Ling X, Yi X, Zhou X, Ke Y, Luo H, Wen S, Fan D. Observation of photonic spin Hall effect with phase singularity at dielectric metasurfaces. *Opt Express* 2015; 23: 1767-1774.
- [5] Jia Y, Liu Y, Zhang W, Wang J, Wang Y, Gong S, Liao G. Ultra-wideband metasurface with linear-to-circular polarization conversion of an electromagnetic wave. *Opt Mater Express* 2018; 8: 597-604.
- [6] Fahad AK, Ruan C, Nazir R, Raza MT. Multifunctional multi-band metasurface for linear to circular polarization conversion in transmission and reflection modes. *Results Phys* 2023; 50: 106595. DOI: 10.1016/j.rinp.2023.106595.
- [7] Zhang T, Wang H, Peng C, Chen Z. Linear-to-dual-circular polarization decomposition metasurface based on rotated trimming-stub-loaded circular patch. *Crystals* 2023; 13: 831. DOI: 10.3390/cryst13050831.
- [8] Li SJ, Han BW, Li ZY, Liu XB, Huang GS, Li RQ, Cao XY. Transmissive coding metasurface with dual-circularly polarized multi-beam. *Opt Express* 2022; 30: 26362-26376.
- [9] Wang Z, Zhou D, Liu Q, Yan M, Wang X. Dual-mode vortex beam transmission metasurface antenna based on linear-to-circular polarization converter. *Opt Express* 2023; 31: 35632-35643.
- [10] Zhang T, Wang H, Peng C, Chen Z, Wang X. C-band linear polarization metasurface converter with arbitrary polari-

- zation rotation angle based on notched circular patches. *Crystals* 2022; 12(11): 1646. DOI: 10.3390/cryst12111646.
- [11] Cheng H, Chena S, Yu P, Li J, Xie B, Li Z, Tian J. Dynamically tunable broadband mid-infrared cross polarization converter based on graphene metamaterial. *Appl Phys Lett* 2013; 103: 223102.
- [12] Zhang Z, Luo J, Song M, Yu H, Large-area, broadband and high-efficiency nearinfrared linear polarization manipulating metasurface fabricated by orthogonal interference lithography. *Appl Phys Lett* 2015; 107: 241904.
- [13] Li QT, Dong F, Wang B, Gan F, Chen J, Song Z, Xu L, Chu W, Xiao XF, Gong Q, Li Y, Polarization-independent and high-efficiency dielectric metasurfaces for visible light. *Opt Express* 2016; 24(15): 16309-16319.
- [14] Yang L, Wu D, Liu Y, Liu C, Xu Z, Li H, Yu Z, Yu L, Ye H. High-efficiency all-dielectric transmission metasurface for linearly polarized light in the visible region. *Photon Res* 2018; 6(6): 517-524.
- [15] Fang ZH, Chen H, An D, Luo CR, Zhao XP. Manipulation of visible-light polarization with dendritic cell-cluster metasurfaces. *Sci Rep* 2018; 8: 9696.
- [16] Kotlyar VV, Stafeev SS, Zaitsev VD, Telegin AM. Poincaré beams at the tight focus: inseparability, radial spin hall effect, and reverse energy flow. *Photonics* 2022; 9(12): 969. DOI: 10.3390/photonics9120969.
- [17] Kotlyar VV, Stafeev SS, Zaitsev VD, Kovalev AA. Multiple optical spin-orbit Hall effect at the tight focus. *Phys Lett A* 2023; 458: 128596. DOI: 10.1016/j.physleta.2022.128596.
- [18] Kovalev AA, Kotlyar VV, Stafeev SS. Spin Hall effect in the paraxial light beams with multiple polarization singularities. *Micromachines* 2023; 14(4): 777. DOI: 10.3390/mi14040777.
- [19] Kotlyar VV, Kovalev AA. Spin Hall effect of two-index paraxial vector propagation-invariant beams. *Photonics* 2023; 10(11): 1288. DOI: 10.3390/photonics10111288.
- [20] Kotlyar VV, Kovalev AA, Kozlova ES, Telegin AM. Hall effect at the focus of an optical vortex with linear polarization. *Micromachines* 2023; 14(4): 788. DOI: 10.3390/mi14040788.
- [21] Barnett SM, Allen L. Orbital angular momentum and non-paraxial light beams. *Opt Commun* 1994; 110: 670-678. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90269-0.
- [22] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photon* 2009; 1: 1-57.

Сведения об авторах

Сведения об авторе **Ковалёв Алексей Андреевич** – см. стр. 654 этого номера.

Налимов Антон Геннадьевич, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Окончил очную аспирантуру по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики в Самарском университете в должности доцента, в ИСОИ, НИЦ «Курчатовский институт» в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 200 работ и 3 патентов. E-mail: anton@ipsiras.ru

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 30 января 2024 г. Окончательный вариант – 29 февраля 2024 г.

Spin Hall effect of linearly polarized light passed through a metasurface

A.G. Nalimov^{1,2}, A.A. Kovalev^{1,2}

¹Image Processing Systems Institute, NRC “Kurchatov Institute”,
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151;

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

Abstract

The density of the longitudinal component of the spin angular momentum (SAM) vector is calculated for a paraxial vector Gaussian beam with a periodic one-dimensional modulation. For the beam under consideration, the SAM in the initial plane is zero and the polarization is inhomogeneous and linear. When this beam propagates in free space, due to periodic modulation it is effectively divided into two beams with left-handed and right-handed elliptical polarization. That is, in the cross section of the beam, regions with spins of different signs are separated in space, which is a manifestation of the spin Hall effect. This beam can be formed using a metasurface whose transmission periodically depends on one coordinate.

Keywords: metasurface, spin angular momentum, paraxial vector beam, Hall effect.

Citation: Nalimov AG, Kovalev AA. Spin Hall effect of linearly polarized light passed through a metasurface. *Computer Optics* 2024; 48(5): 662-668. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1500.

Acknowledgements: The work was partly funded by the Russian Science Foundation under grant #23-12-00236 (Section “Numerical simulation”) and NRC “Kurchatov Institute” within the State assignment (Sections “Introduction” and “Conclusion”).

Authors' information

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Finished postgraduate study 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, NRC Kurchatov Institute, Samara, Russia. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 200 papers and 3 inventions. E-mail: anton@ipsiras.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, NRC Kurchatov Institute. He is a co-author of more than 200 scientific papers. His current research interests are mathematical diffraction theory and photonic crystal devices. E-mail: alanko@ipsiras.ru ORCID: 0000-0002-0488-4267.

Received January 30, 2024. The final version – February 29, 2024.
