

Круговая поляризация до и после острого фокуса для света с линейной поляризацией

С.С. Стафеев^{1,2}, В.Д. Зайцев^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}

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

Рассмотрена острая фокусировка света с линейной поляризацией. С помощью формализма Ричардса–Вольфа показано, что до и после плоскости фокуса имеются области, в которых поляризация круговая (эллиптическая). При переходе через плоскость фокуса направление вращения вектора поляризации в этих областях меняется на противоположное. Если до фокуса в некоторой области была левая круговая поляризация, то в самом фокусе в этой области будет линейная поляризация, а после фокуса в аналогичной области будет правая круговая поляризация. Этот эффект позволяет использовать линейно поляризованный свет для вращения вокруг своего центра масс диэлектрических микрочастиц с небольшим поглощением.

Ключевые слова: линейная и круговая поляризации, острая фокусировка, формулы Ричардса–Вольфа, вектор Стокса, спиновой угловой момент.

Цитирование: Стафеев, С.С. Круговая поляризация до и после острого фокуса для света с линейной поляризацией / С.С. Стафеев, В.Д. Зайцев, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46, № 3. – С. 381–387. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1070.

Citation: Stafeev SS, Zaitsev VD, Kotlyar VV. Circular polarization before and after the sharp focus for linearly polarized light. Computer Optics 2022; 46(3): 381–387. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1070.

Введение

Под острой фокусировкой лазерного излучения понимают фокусировку света линзами с высокой числовой апертурой, такую, при которой нельзя уже пренебречь векторной природой световой волны. В данном случае для расчета светового поля в фокусе необходимо принимать во внимание все компоненты напряженности электрического (или магнитного) поля световой волны. Классические формулы для расчета светового поля в остром фокусе были получены Ричардсом и Вольфом в работе [1].

В настоящее время известно большое количество работ, посвященных острой фокусировке света. Однако большая часть работ посвящена изучению поведения интенсивности в фокусе, например, получению фокусных пятен различной формы [2–7]. Значительно меньше представлено работ по изучению других характеристик светового поля, таких как поток энергии (вектора Пойнтинга) [8–10], спиновой или орбитальный угловой момент [11–14]. Отметим также, что в основном внимание исследователей сосредоточено на изучении поведения света непосредственно в фокусе, поведению света на некотором отдалении от плоскости острого фокуса уделяется уже меньше внимания.

В данной работе рассмотрена острая фокусировка света линейной поляризации. Было показано, что при отдалении от плоскости фокуса возникают области, в которых поляризация перестает быть линейной. При этом при переходе через плоскость фокуса направление поляризации в этих областях ме-

няется на противоположное – в областях с правой круговой поляризацией направление меняется на левую круговую и наоборот.

Теоретическое основание

В [1] получены выражения для проекций вектора напряженности электрического поля в фокусе апланатической системы. Вектор Джонса для начального поля с линейной поляризацией, направленной вдоль оси y , имеет вид:

$$\mathbf{E}_{in} = A(\theta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

а проекции вектора напряженности электрического и магнитного полей вблизи фокуса для начального поля (1) имеют вид:

$$\begin{aligned} E_x &= -iI_{2,2} \sin 2\varphi, \\ E_y &= -i(I_{0,0} - I_{2,2} \cos 2\varphi), \\ E_z &= -2I_{1,1} \sin \varphi, \\ H_x &= i(I_{0,0} + I_{2,2} \cos 2\varphi), \\ H_y &= iI_{2,2} \sin 2\varphi, \\ H_z &= 2I_{1,1} \cos \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$I_{\nu,\mu} = \left(\frac{\pi f}{\lambda} \right)^2 \int_0^{\theta_0} \sin^{\nu+1} \left(\frac{\theta}{2} \right) \cos^{3-\nu} \left(\frac{\theta}{2} \right) \times \cos^{1/2}(\theta) A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_{\mu}(x) dx, \quad (3)$$

где λ – длина волны света, f – фокусное расстояние апланатической системы, $x = krs \sin \theta$, $J_\mu(x)$ – функция Бесселя первого рода и $NA = \sin \theta_0$ – числовая апертура. Начальная функция амплитуды $A(\theta)$ (предположим, что это действительная функция) может быть константой (плоская волна) или в виде Гауссова пучка. Из (2) можно получить распределения интенсивности каждой компоненты электрического вектора в фокусе

$$\begin{aligned} I_x &= I_{2,2}^2 \sin^2(2\varphi), \\ I_y &= I_{0,0}^2 + I_{2,2}^2 \cos^2(2\varphi) - 2I_{0,0}I_{2,2} \cos(2\varphi), \\ I_z &= 4I_{1,1}^2 \sin^2(\varphi). \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) видно, что распределение интенсивности I_x горизонтальной проекции электрического вектора в плоскости фокуса будет иметь вид четырех локальных максимумов (световых пятен), центры которых расположены на окружности с центром на оптической оси и которые лежат на лучах, исходящих из центра под углами $\varphi = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$. Распределение интенсивности I_y будет иметь вид почти круглого пятна с максимумом на оптической оси $I_y = I_{0,0}^2$. Отличие от круглой формы пятна возникает из-за того, что по вертикальной оси распределение интенсивности I_y будет больше ($I_y = (I_{0,0} + I_{2,2})^2$), чем по горизонтальной оси ($I_y = (I_{0,0} - I_{2,2})^2$). Распределение интенсивности (4) в фокусе продольной компоненты электрического вектора I_z будет иметь вид двух световых пятен, центры которых лежат на вертикальной оси. Такой вид распределения интенсивности отдельных компоненты электрического вектора приводит к тому, что распределение полной интенсивности в фокусе имеет вид эллипса, вытянутого вдоль вертикальной оси:

$$\begin{aligned} I &= I_x + I_y + I_z = I_{0,0}^2 + I_{2,2}^2 + 2I_{1,1}^2 - \\ &- 2(I_{1,1}^2 + I_{0,0}I_{2,2}) \cos(2\varphi). \end{aligned} \quad (5)$$

Найдем далее продольную компоненту вектора спинового углового момента (СУМ) вблизи фокуса поля (1), воспользовавшись формулой:

$$\mathbf{S} = \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}), \quad (6)$$

где Im – мнимая часть числа, \times – знак векторного умножения, $*$ – знак комплексного сопряжения. Подставляя из (2) в (6), будем считать, что интегралы (3) комплексные, так как z отлично от нуля. Получим:

$$\begin{aligned} S_z &= 2 \text{Im}(E_x^* E_y) = 2 \sin(2\varphi) \times \\ &\times \text{Im}(I_{2,2}^* (I_{0,0} - \cos(2\varphi) I_{2,2})). \end{aligned} \quad (7)$$

Выделим реальные и мнимые части у интегралов, входящих в (7) $I_{0,0} = R_0 + iI_0$, $I_{2,2} = R_2 + iI_2$. Тогда вместо (7) запишем:

$$S_z = 2 \sin(2\varphi) (I_0 R_2 - I_2 R_0). \quad (8)$$

В интегралы R_0, R_2 в (8) входит множитель $\cos(kz \cos \theta) \approx 1$ при $kz \ll 1$, а в интегралы I_0, I_2 входит множитель $\sin(kz \cos \theta) \approx kz \cos \theta$ при $kz \ll 1$. С учетом этого, вместо (8), запишем:

$$S_z \approx 2kz \sin(2\varphi) (\bar{I}_0 \bar{R}_2 - \bar{I}_2 \bar{R}_0). \quad (9)$$

В (9) использованы обозначения:

$$\begin{aligned} \bar{R}_0 &= I_{0,0}(z=0), \quad \bar{R}_2 = I_{2,2}(z=0), \\ \bar{I}_0 &= I_{0,0}(z=0), \quad \bar{I}_2 = I_{2,2}(z=0), \\ \bar{I}_{\nu,\mu} &= \left(\frac{\pi f}{\lambda} \right) \int_0^{\theta_0} \sin^{\nu+1} \left(\frac{\theta}{2} \right) \cos^{3-\nu} \left(\frac{\theta}{2} \right) \times \\ &\times \cos^{3/2}(\theta) A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_\mu(x) d\theta. \end{aligned} \quad (10)$$

Пусть на окружности некоторого радиуса выражение в круглых скобках в (9) больше нуля $\bar{I}_0 \bar{R}_2 - \bar{I}_2 \bar{R}_0 > 0$, и так как синус двойного угла в (9) положителен в 1-м и 3-м квадрантах и отрицателен во 2-м и 4-м, то до фокуса ($z < 0$) продольная компонента СУМ S_z в (9) будет положительна во 2-м и 4-м квадрантах и отрицательна в 1-м и 3-м. И так как знак всего выражения после фокуса ($z > 0$) поменяется на противоположенный, то продольная компонента СУМ S_z в (9) будет положительна в 1-м и 3-м квадрантах и отрицательна во 2-м и 4-м. Это означает, что до фокуса во 2-м и 4-м квадрантах вектор поляризации будет вращаться против часовой стрелки (правая круговая или эллиптическая поляризация), а после фокуса в этих квадрантах вектор поляризации будет вращаться по часовой стрелке (левая круговая или эллиптическая поляризация). Напомним, что в плоскости фокуса свет в каждой точке имеет только линейную поляризацию, так как при $z=0$ продольная компонента СУМ S_z в (9) равна нулю. Заметим также, что продольная компонента СУМ в точности равна третьей компоненте вектора Стокса:

$$S_z = 2 \text{Im}(E_x^* E_y) = s_3, \quad (11)$$

которая показывает наличие в световом поле круговой и эллиптической поляризации. В следующем параграфе приведенные здесь теоретические предсказания будут подтверждены с помощью моделирования.

Моделирование по формулам Ричардса–Вольфа

В данном параграфе с помощью формул Ричардса–Вольфа моделировалась фокусировка линейно-поляризованной плоской волны (длина волны – 633 нм) объективом с $NA = 0,95$. Поле вблизи острого фокуса рассчитывалось с помощью интегралов [1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(\rho, \psi, z) &= -\frac{if}{\lambda} \int_0^{\alpha_{\max}} \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \times \\ &\times \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \end{aligned} \quad (12)$$

где $U(\rho, \psi, z)$ – напряжённость электрического или магнитного поля, $B(\theta, \varphi)$ – электрическое или магнитное поле на входе широкоапертурной системы в координатах выходного зрачка (θ – полярный угол, φ – азимутальный), $T(\theta)$ – функция аподизации линзы, f – фокусное расстояние, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны (в моделировании считалась равной 633 нм), α_{\max} – максимальный полярный угол, определяемый числовой апертурой линзы ($NA = \sin \alpha_{\max}$), $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – вектор поляризации, для напряжённости электрического и магнитного полей имеющий вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} a(\theta, \varphi) + \begin{bmatrix} \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ 1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} b(\theta, \varphi), \quad (13)$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ – функции, описывающие состояние поляризации x - и y -компонент напряжённостей

фокусируемого пучка. После расчета компонент электрического поля рассчитывалось поведение компонент вектора Стокса вблизи острого фокуса. Компоненты вектора Стокса вычисляются с помощью формул:

$$\begin{aligned} s_0 &= E_x E_x^* + E_y E_y^*, \\ s_1 &= E_x E_x^* - E_y E_y^*, \\ s_2 &= 2 \operatorname{Re}(E_x E_y^*), \\ s_3 &= 2 \operatorname{Im}(E_x E_y^*). \end{aligned} \quad (14)$$

Для оценки относительного вклада отдельных составляющих поляризации удобно пользоваться нормированными на поперечную интенсивность компонентами вектора Стокса: $(S_1, S_2, S_3) = (s_1/s_0, s_2/s_0, s_3/s_0)$. Известно, что при фокусировке света линейной поляризации в фокусе наблюдаются все три компоненты напряженности электрического поля [15]. Рис. 1 иллюстрирует распределение суммарной интенсивности и отдельных ее составляющих в фокусе апланатического объектива с $NA=0,95$ при фокусировке плоской волны с длиной волны 633 нм и поляризацией вдоль оси y .

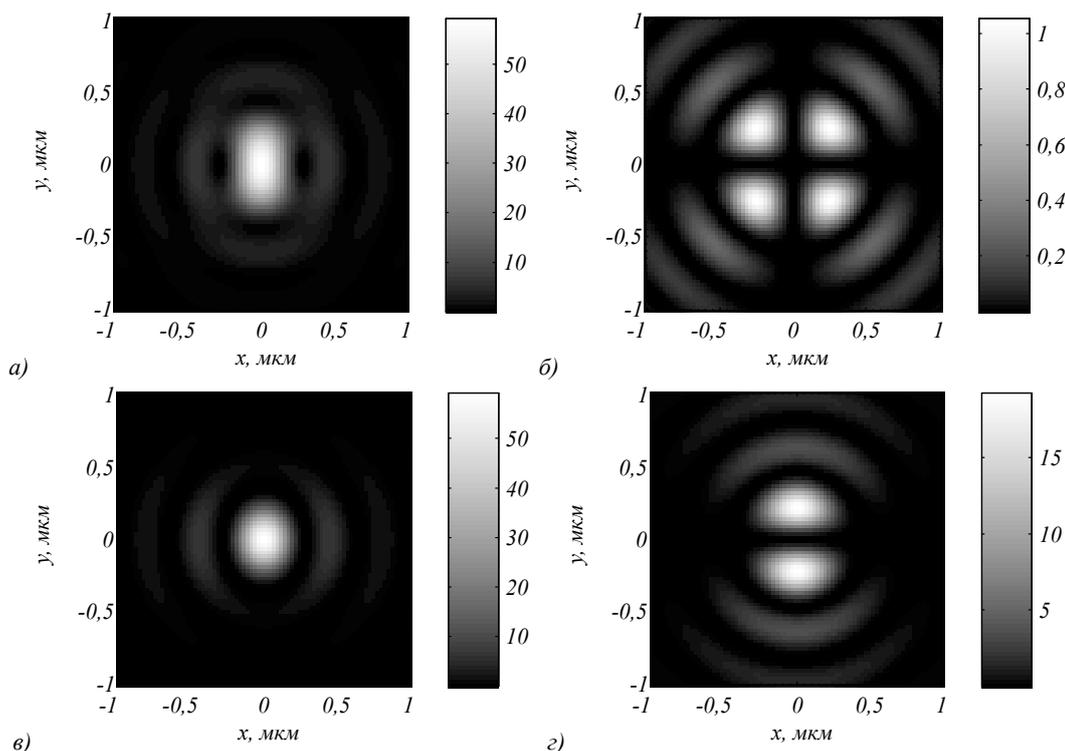


Рис. 1. Распределение суммарной интенсивности $I_x + I_y + I_z$ (а) и отдельных составляющих интенсивности I_x (б), I_y (в), I_z (г) в плоскости фокуса

Из рис. 1 видно, что основной вклад в формирование фокусного пятна вносит исходная компонента, но значительный вклад начинает вносить и продольная составляющая интенсивности. Компонента, перпендикулярная входной поляризации, присутствует, но достаточно мала, при этом свет в фокусе все еще продолжает оставаться линейно поляризованным. Заметим, что распределения пол-

ной интенсивности в фокусе и интенсивности отдельных компонент на рис. 1 подтверждают теоретические предсказания, которые следуют из выражений (4) и (5).

Распределение компонент вектора Стокса (s_1, s_2, s_3) и нормированных компонент вектора Стокса (S_1, S_2, S_3) на расстоянии $z=\lambda$ после фокуса показано на рис. 2 и 3 соответственно.

Из рис. 2 и 3 видно, что поляризация после фокуса преимущественно линейна. В центре фокусного пятна на рис. 2а наблюдается минимум, что говорит о том, что поляризация в фокусе направлена вдоль оси y . Это же подтверждает и рис. 3а: для волны, полностью поляризованной вдоль оси y , $S_1 = -1$. Из рис. 3а видно, что поляризация не меняет своего направления в фокусе и вдоль осей x и y , а вот вдоль прямых, расположенных под углом $\pm 45^\circ$ к осям, отклонение от исходной поляризации оказывается максимальным. Из рис. 2 и 3 также видно, что расходящийся пучок содержит области с круговой поляризацией. Напомним, что в самом фокусе таких областей нет – свет линейно поляризован. Из рис. 3в видно, что вклад круговой поляризации в таких областях достаточно ощутим – при $S_3 = \pm 1$ поляризация полностью круговая, здесь же в некоторых областях S_3 достигает значений $\pm 0,8$.

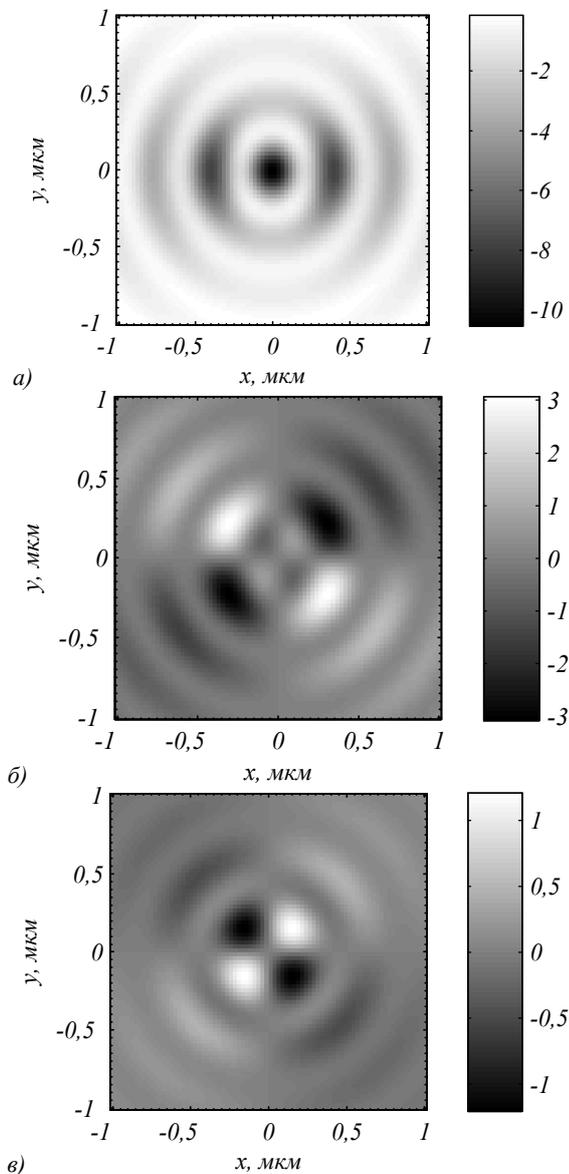


Рис. 2. Распределение компонент вектора Стокса s_1 (а), s_2 (б) и s_3 (в) на расстоянии λ после фокуса

На рис. 4 аналогично показано распределение нормированного вектора Стокса на расстоянии одной длины волны перед фокусом.

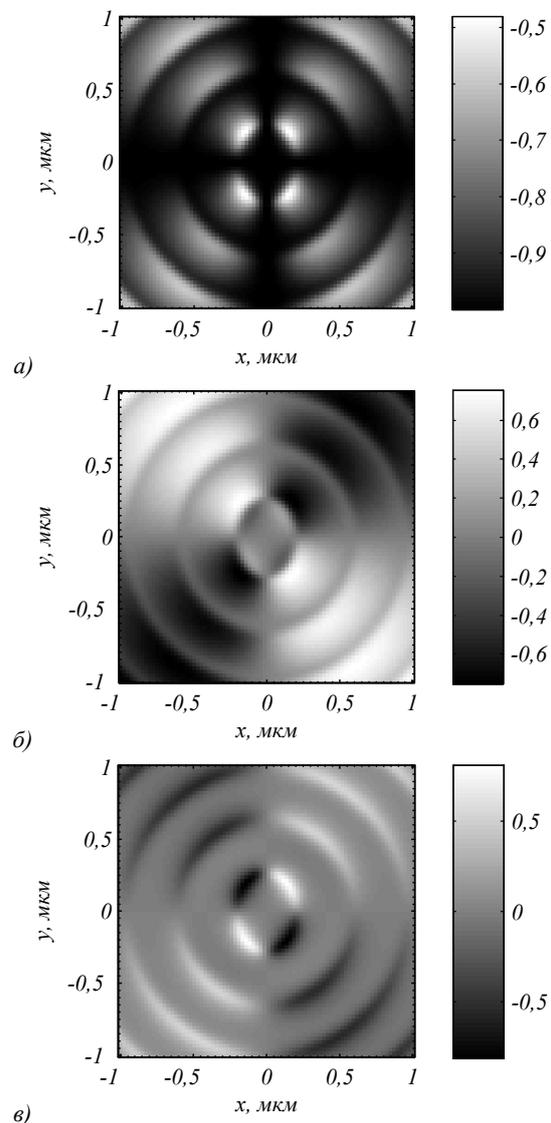


Рис. 3. Распределение компонент нормированного вектора Стокса S_1 (а), S_2 (б) и S_3 (в) на расстоянии λ после фокуса

Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что первые две компоненты вектора Стокса, описывающие линейную поляризацию, не поменялись, а третья поменяла знак на противоположный. То есть после прохождения плоскости фокуса направление круговой (эллиптической) поляризации меняется на противоположную – например, в первой четверти свет перед плоскостью фокуса был с левой круговой поляризацией, а после фокуса – с правой. Наличие правой круговой (эллиптической) поляризации до фокуса во 2-м и 4-м квадрантах, а левой круговой поляризации в 1-м и 3-м квадрантах (рис. 4в) согласуется с теоретическим предсказанием на основе выражения (9). И смена направления вращения вектора поляризации в этих квадрантах после прохождения фокуса также следует из (9). В следующем параграфе для полноты анализа

проведено моделирование острой фокусировки света с линейной поляризацией с помощью решения уравнений Максвелла разностным методом.

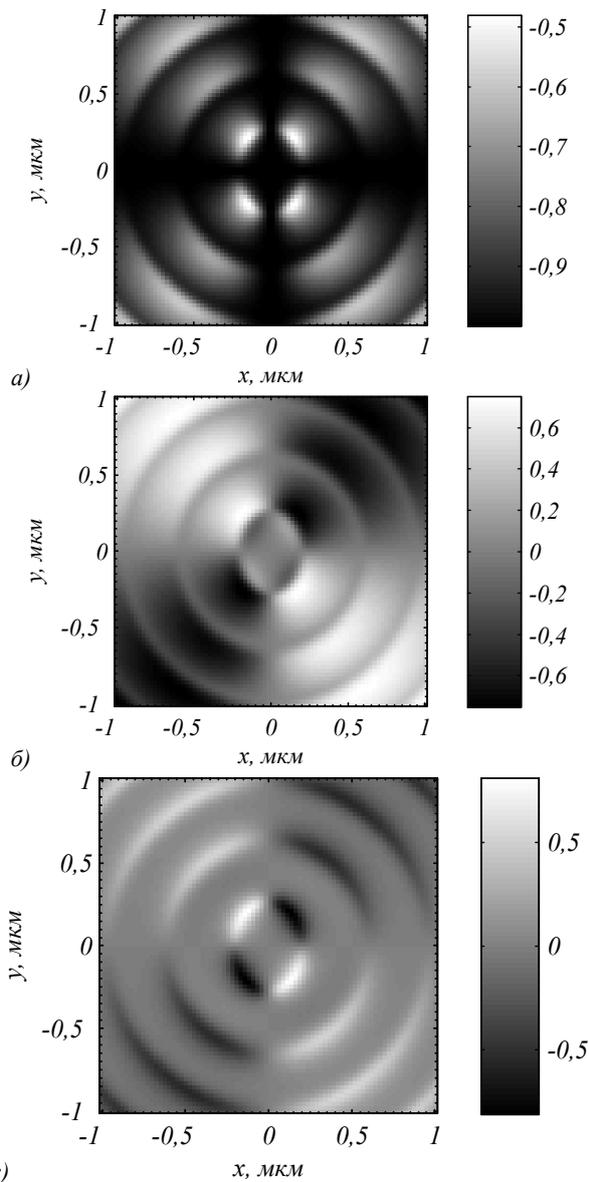


Рис. 4. Распределение компонент нормированного вектора Стокса S_1 (а), S_2 (б) и S_3 (в) на расстоянии λ перед плоскостью фокуса

Моделирование образования круговой поляризации с помощью метода FDTD

Для проверки правильности расчетов по формулам Ричардса–Вольфа было дополнительно сделано моделирование методом FDTD. Рассматривалась фокусировка линейнополяризованной плоской волны ($\lambda=0,633$ мкм) зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием $f=0,5$ мкм и диаметром 7,9 мкм. Числовая апертура такой линзы $NA=0,99$. Моделирование фокусировки осуществлялось с помощью метода FDTD, реализованного в ПО FullWave. Отметим, что метод FDTD, реализованный в FullWave, позволяет рассчитать значения компонент электромагнитного поля в отдельные

моменты времени. Для расчета комплексной амплитуды на основе отдельных мгновенных значений амплитуд полей использовался метод, предложенный в работе [16]. На рис. 5 показано распределение компонент нормированного вектора Стокса на расстоянии одной длины волны после фокуса.

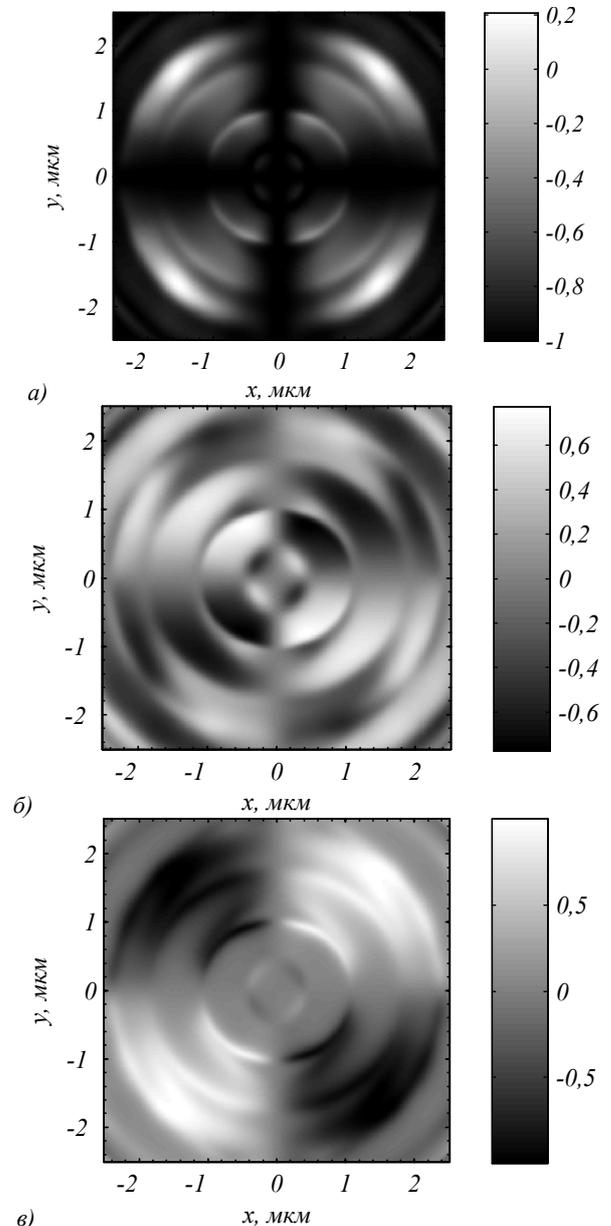


Рис. 5. Компоненты нормированного вектора Стокса S_1 (а), S_2 (б) и S_3 (в) при расчете методом FDTD (ПО FullWAVE) на расстоянии $0,65$ мкм после фактического фокуса

Из рис. 5 видно, что моделирование с помощью FDTD-метода подтверждает результаты, полученные с помощью формул Ричардса–Вольфа. В частности, рис. 5а показывает, что свет преимущественно линейно поляризован вдоль оси y , а рис. 5б показывает, что квадранты 1 и 3 содержат правую круговую поляризацию, а квадранты 2 и 4 – левую. Аналогичное распределение левой и правой круговой поляризации показано на рис. 3в.

Уменьшение вклада круговой поляризации при уменьшении числовой апертуры линзы

Рассмотрим теперь, к чему приведет уменьшение числовой апертуры линзы до $NA = 0,6$ (соответствует стандартному 40-кратному апланатическому объективу). Результат показан на рис. 6. Из рис. 6 видно, что максимум S_3 уменьшился в 2 раза. А из рис. 6а видно, что относительный вклад линейной поляризации (вдоль оси y) значительно вырос: максимум на рис. 3 был равен $-0,5$, а на рис. 6а $-0,92$. Напомним, что при $S_1 = \pm 1$ поляризация полностью линейна.

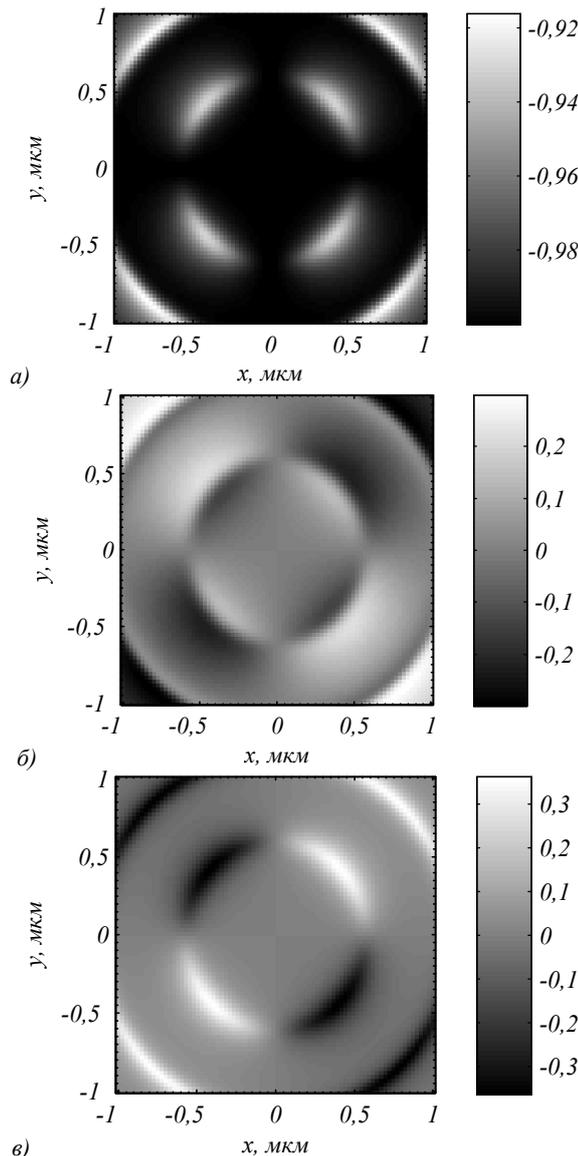


Рис. 6. Распределение компонент нормированного вектора Стокса S_1 (а), S_2 (б) и S_3 (в) при расчете методом FDTD (ППО FullWAVE) для линзы с числовой апертурой $NA = 0,6$

Заключение

В данной работе теоретически с помощью формализма Ричардса–Вольфа и с помощью двух разных методов моделирования было показано, что при острой фокусировке света с линейной поляризацией

в плоскостях до и после фокуса имеют место области, которые возникают парами в четных и нечетных квадрантах и в которых свет имеет круговую или эллиптическую поляризацию (например, в четных правую, а в нечетных левую). Причем после прохождения фокуса в этих областях направление вращения вектора поляризации меняется на противоположенное (в четных квадрантах теперь левая, а в нечетных правая круговая или эллиптическая поляризация). Этот результат позволяет использовать свет с линейной поляризацией для вращения микрочастиц (размер области с круговой поляризацией примерно $0,2$ мкм на $0,2$ мкм) вокруг своего центра масс.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в части «Теоретическое основание», за счет гранта Самарскому университету на реализацию программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» в части «Моделирование по формулам Ричардса–Вольфа», а также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «Моделирование образования круговой поляризации с помощью метода FDTD».

References

- [1] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. Proc R Soc A 1959; 253(1274): 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
- [2] Yuan GH, Wei SB, Yuan X-C. Nondiffracting transversally polarized beam. Opt Lett 2011; 36(17): 3479-3481. DOI: 10.1364/OL.36.003479.
- [3] Ping C, Liang Ch, Wang F, Cai Y. Radially polarized multi-Gaussian Schell-model beam and its tight focusing properties. Opt Express 2017; 25(26): 32475-32490. DOI: 10.1364/OE.25.032475.
- [4] Grosjean T, Gauthier I. Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths. Opt Commun 2013; 294: 333-337. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.12.032.
- [5] Wang H, Shi L, Lukyanchuk B, Sheppard, C, Chong CT. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics. Nat Photonics 2008; 2(8): 501-505. DOI: 10.1038/nphoton.2008.127.
- [6] Lin J, Chen R, Jin P, Cada M, Ma Y. Generation of longitudinally polarized optical chain by 4π focusing system. Opt Commun 2015; 340: 69-73. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.11.095.
- [7] Zhuang, J, Zhang L, Deng D. Tight-focusing properties of linearly polarized circular Airy Gaussian vortex beam. Opt Lett 2020; 45(2): 296. DOI: 10.1364/OL.45.000296.
- [8] Lyu Y, Man Z, Zhao R, Meng P, Zhang W, Ge X, Fu S. Hybrid polarization induced transverse energy flow. Opt Commun 2021; 485: 126704. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126704.
- [9] Li H, Wang C, Tang M, Li X. Controlled negative energy flow in the focus of a radial polarized optical beam. Opt

- Express 2020; 28(13): 18607-18615. DOI: 10.1364/OE.391398.
- [10] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity. Phys Rev A 2019; 99(3): 033840. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.033840.
- [11] Bomzon Z, Gu M, Shamir J. Angular momentum and geometrical phases in tight-focused circularly polarized plane waves. Appl Phys Lett 2006; 89(24): 241104. DOI: 10.1063/1.2402909.
- [12] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, Leuchs G. From transverse angular momentum to photonic wheels. Nat Photonics 2015; 9(12): 789-795. DOI: 10.1038/nphoton.2015.203.
- [13] Li M, Cai Y, Yan S, Liang Y, Zhang P, Yao B. Orbit-induced localized spin angular momentum in strong focusing of optical vectorial vortex beams. Phys Rev A 2018; 97(5): 053842. DOI: 10.1103/PhysRevA.97.053842.
- [14] Zhao Y, Edgar JS, Jeffries GDM, McGloin D, Chiu DT. Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam. Phys Rev Lett 2007; 99(7): 073901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.073901.
- [15] Gross H, Singer W, Totzeck M. Handbook of optical systems; Vol 2. Wiley-VCH; 2005. ISBN: 978-3-527-40378-3.
- [16] Golovashkin DL, Kazanskiy NL. Mesh Domain Decomposition in the Finite-Difference Solution of Maxwell's Equations. Optical Memory & Neural Networks (Information Optics) 2009; 18(3): 203-211. DOI: 10.3103/S1060992X09030102.

Сведения об авторах

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

Зайцев Владислав Дмитриевич, 1991 года рождения. В 2020 году окончил магистратуру Самарского государственного университета имени академика С.П. Королёва по специальности «Прикладные математика и физика». Аспирант Самарского национального исследовательского университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, метод конечных элементов, диэлектрики. E-mail: zaicev-vlad@yandex.ru. ORCID: 0000-0002-1243-8208

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** – см. стр. 374 этого номера.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 18 ноября 2021 г. Окончательный вариант – 24 декабря 2021 г.

Circular polarization before and after the sharp focus for linearly polarized light

S.S. Stafeev^{1,2}, V.D. Zaitsev^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2}

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

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

Abstract

We consider sharp focusing of a linearly polarized light beam. Using the Richards-Wolf formalism, we show that before and after the focal plane there are cross-section regions in which the polarization is circular (elliptical). When passing through the focal plane, the direction of rotation of the polarization vector is reversed. If before the focus the light is left-hand circular polarized at a definite region of the beam cross-section, then exactly at the focus the polarization becomes linear at this cross-section region, before becoming right circular polarized after the focus at this region. This effect allows linearly polarized light to be used to rotate weakly absorbing dielectric microparticles around their center of mass.

Keywords: linear and circular polarization, sharp focusing, Richards-Wolf formulas, Stokes vector, spin angular momentum.

Citation: Stafeev SS, Zaitsev VD, Kotlyar VV. Circular polarization before and after the sharp focus for linearly polarized light. *Computer Optics* 2022; 46(3): 381-387. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1070.

Acknowledgements: We consider sharp focusing of a linearly polarized light beam. Using the Richards-Wolf formalism, we show that before and after the focal plane there are cross-section regions in which the polarization is circular (elliptical). When passing through the focal plane, the direction of rotation of the polarization vector is reversed. If before the focus the light is left-hand circular polarized at a definite region of the beam cross-section, then exactly at the focus the polarization becomes linear at this cross-section region, before becoming right circular polarized after the focus at this region. This effect allows linearly polarized light to be used to rotate weakly absorbing dielectric microparticles around their center of mass.

Authors' information

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.

Vladislav Dmitrievich Zaitsev (b. 1991) received Master's degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State University (2020). PhD student of Samara National Research University. Research interests are diffraction optics, finite element method, dielectrics. E-mail: zaitsev-vlad@yandex.ru.

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. ORCID: 0000-0003-1737-0393.

Received November 18, 2021. The final version – December 24, 2021.
