

ФОРМИРОВАНИЕ И ФОКУСИРОВКА ВЕКТОРНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТАЛИНЗЫ

В.В. Котляр^{1,2}, А.Г. Налимов^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия,

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

Аннотация

Численно с помощью FDTD-моделирования показано, что при освещении спиральной металлинзы из аморфного кремния с топологическим зарядом $m = 1$, числовой апертурой 1 и фокусным расстоянием, равным длине волны, вблизи её поверхности формируется острый фокус в виде круглого пятна (при освещении светом с ТЕ-поляризацией) или кольца (при освещении светом с ТМ-поляризацией). Показано численно и теоретически, что при острой фокусировке лазерного света в картине распределения интенсивности в фокусе имеются локальные области (симметричные и несимметричные, в центре картины или на периферии), в которых поток световой энергии имеет обратное направление. Например, обратный поток энергии вблизи оптической оси возникает при $m = 1$ и левой круговой поляризации или при $m = 2$ и правой круговой поляризации. Обнаруженный эффект можно использовать для смещения микрочастицы в обратном направлении по отношению к направлению распространения пучка.

Ключевые слова: зонная пластинка, дифракционная решетка, оптические вихри, металлинза, обратный поток энергии, «оптический трактор».

Цитирование: Котляр, В.В. Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металлинзы / В.В. Котляр, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 645-654. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.

Введение

Компоненты с метаповерхностью начали изучаться после работ [1, 2], в которых было показано, что с помощью наноструктур в тонких пленках металла или диэлектрика можно одновременно и локально (в каждой точке сечения пучка) управлять амплитудой, фазой и поляризацией лазерного излучения. В [3] описан эксперимент по формированию векторных оптических вихрей (ВОВ) с помощью субволновых прямоугольных апертур, расположенных на двух концентрических окружностях в тонкой пленке золота для лазерного света с длиной волны 1500 нм. В [4] с помощью двух компонентов с метаповерхностью в виде локальных субволновых решеток, рассчитанных по методу фазы Патхаратнама–Берри (ПБ) и сформированных в плавленом кварце абляцией фемтосекундным лазером, сформированы цилиндрические векторные оптические вихри с заданной неоднородной поляризацией (длина волны 632 нм). В [5] с помощью эллиптических апертур в тонкой пленке золота продемонстрирована линза с фокусным расстоянием 10 мкм, формирующая в одной плоскости и острый фокус для одной длины волны (405 нм), и кольцо оптического вихря для другой длины волны (532 нм). Такую линзу можно использовать в STED-микроскопии. В работах [6–8] тонкие спиральные пластинки с плазмонной метаповерхностью использовались для формирования из света с круговой поляризацией оптического вихря с топологическим зарядом 1 или 2. Отличие только в виде локальных антенн (резонаторов). В [6] в пленке серебра толщиной 800 нм сфокусированным ионным пучком создавались наноотверстия с диаметром от 76 нм до 132 нм, которые заполнялись резистом РММА (длина волны 532 нм), от их размеров зависела фазовая задержка. В [7] в пленке золота толщиной 27 нм травлением с пе-

риодом 375 нм создавались V-образные наноантенны с размером сторон 209 нм, от поворота которых зависела фазовая задержка падающего света с круговой поляризацией и длиной волны 780 нм. В [8] тоже в пленке золота толщиной 100 нм травлением с периодом 250 нм создавались антенны в виде разорванного контура квадрата со сторонами 150 нм. От размера и места разрыва в контуре квадрата зависела задержка фазы падающего света с круговой поляризацией и длиной волны 710–900 нм. В [9] с помощью кремниевых нанодисков диаметром 590 нм и высотой 243 нм, расположенных периодически в $4 \times$ квадратах со стороной по 10 мкм, управляли фазой за счет изменения только периода решетки нанодисков (от 700 нм до 1000 нм) для длины волны 1490 нм. Экспериментально продемонстрировали формирование оптического вихря с топологическим зарядом 1. В [10] приведен обзор по компонентам фотоники как с плазмонными, так и с диэлектрическими метаповерхностями, рассчитанными как на основе метода фазы ПБ, так и на основе метода Гюенса [11]. В [12] с помощью эллиптических отверстий (90×180 нм) в пленке золота толщиной 120 нм для длины волны 632,8 нм создана металлинза (фокусное расстояние 10 мкм) на пропускание (10%), формирующая из падающего Гауссова пучка с левой круговой поляризацией векторные оптические вихри с топологическими зарядами ± 3 и ± 5 . В данном случае от поворота эллиптического отверстия фазовая задержка прошедшего излучения менялась почти линейно. В [13] с помощью нанополосок (30×90×300 нм) на золотой поверхности, расположенных в соответствии с методом ПБ, создана плазмонная метаповерхность, при отражении от которой Гауссов пучок с длиной волны 700 нм и правой круговой поляризацией преобразовывался в векторный оптический вихрь с топологическим

зарядом $m = 1$, а падающий пучок с левой круговой поляризацией отражался в оптический вихрь с $m = -1$. Фазовая задержка отраженного излучения зависит от угла поворота полоски на поверхности. Отражается около 50% падающего света. В [14] исследуются разные плазмонные наносита для формирования оптических вихрей и бесселевых пучков. В тонкой плёнке золота толщиной 60 нм методом электронной литографии формируется множество прямоугольных отверстий 75×150 нм, расположенных с периодом 500 нм (длина волны 632 нм). Расчет фазы производился на основе метода ПБ, и «сито» освещалось пучком с круговой поляризацией. Эффективность была 3%. В [15] с помощью резонансных кремниевых эллиптических столбиков ($450 \times 285 \times 860$ нм), расположенных с периодом 750 нм на поверхности кварца, созданы полуволновая и четвертьволновая пластинки, а также q -пластинки для преобразования линейной поляризации в радиальную и азимутальную. Пропускание этих пластинок 90%, и преобразование поляризации почти 100%. Диапазон длин волн 1400–1700 нм. Параметры цилиндров подобраны резонансно, а метаповерхность из цилиндров составлена по принципу Гюйгенса так, чтобы деструктивная интерференция электрических и магнитных мод от каждого цилиндра, как от метаатома, работала как антиотражающее покрытие. Аналогичным способом в [16], но с помощью кремниевых наностолбиков с круглым сечением и высотой 750 нм созданы пропускающие метаголограммы, формирующие заданные изображения на расстоянии 10 мм для длины волны 1600 нм. Фаза кодировалась диаметром столбиков: от 79 нм до 212 нм (период 750 нм). Обзор последних достижений по метаповерхностям, как металлическим, так и диэлектрическим, можно найти в [17]. В [18] с помощью нанопластин аморфного кремния (показатель преломления $n = 3,9231 + i0,1306$ для длины волны 780 нм) размером $410 \times 175 \times 466$ нм, расположенных с периодом 600 нм, и представляющих четвертьволновую пластинку, сформировали сразу несколько оптических вихрей с топологическими зарядами 2, 4, 6 в разных порядках дифракции. В [19] с помощью трёх элементов с метаповерхностью (спиральная пластинка, аксикон и зонная пластинка), представляющих собой субволновые решетки в пленке аморфного кремния, рассчитанные по методу фазы ПБ и записанные фемтосекундным лазером, сформированы векторные идеальные оптические вихри с топологическим зарядом 1–3, у которых диаметр светового кольца не зависит от топологического заряда. Длина волны – 633 нм, размер элементов – 6 мкм, фокусное расстояние линзы – 200 мкм. В [20] описана иммерсионная металинза с числовой апертурой $NA = 1,1$, состоящая из эллиптических столбиков TiO_2 размером $80 \times 220 \times 600$ нм, размещенных с периодом 240 нм и работающих как полуволновая пластинка. При освещении линзы Гауссовым пучком с круговой поляризацией она с эффективностью 50% формирует в иммерсии субволновое фокусное пятно диаметром 240 нм (длина волны 532 нм).

В данной работе численно с помощью FDTD-метода, реализованного в программе Fullwave, моделируется работа спиральных металинз, которые одновременно и формируют векторные оптические вихри с топологическими зарядами 1, 2, 4, и фокусируют падающий пучок в субволновое фокусное пятно или световое кольцо. Металинзы освещаются плоской волной с линейной (ТЕ- и ТМ-) и круговой (левой и правой) поляризациями. Металинзы локально работают как полуволновые пластинки. Новизна данных металинз в том, что расчет их основан не на методах ПБ и Гюйгенса, а на оригинальном методе, предложенном в [21].

1. Расчет рельефа поверхности спиральных металинз

Метод расчета компонент фотоники с метаповерхностью в тонкой пленке аморфного кремния для видимого диапазона длин волн описан в [21]. Кратко он заключается в следующем. Например, для фокусировки оптического вихря в дифракционной оптике используется спиральная зонная пластинка (СЗП) [22]. Функция пропускания бинарной фазовой СЗП имеет вид:

$$T_n(r, \varphi) = \text{sgn} \sin \left[m\varphi - \frac{kr^2}{2f} \right], \quad (1)$$

где m – топологический заряд оптического вихря, (r, φ) – полярные координаты, k – волновое число света с длиной волны λ , f – фокусное расстояние параболической линзы.

Глубина бинарного рельефа такой фазовой СЗП должна быть равна:

$$H = \lambda [2(\text{Re } n - 1)]^{-1}, \quad (2)$$

где Re – действительная часть показателя преломления n материала СЗП. Для видимого диапазона длин волн и для стекла глубина рельефа должна быть 300–500 нм. Если СЗП фокусирует свет вблизи своей поверхности, то крайние зоны имеют размер, сравнимый с длиной волны, а размер углубления в зоне будет равен половине длины волны. Поэтому у крайних зон СЗП высота и поперечный размер ступеньки почти одинаковые и примерно равны $\lambda/2 \approx 300$ нм. Чтобы уменьшить глубину ступеньки и сделать СЗП субволновой толщины, можно задержку фазы на π при переходе от зоны к зоне реализовать с помощью сдвига и поворота линий субволновых решеток. Бинарные субволновые решетки в пленке кремния работают как локальные полуволновые пластинки, которые поворачивают вектор поляризации падающего излучения на угол $\beta = 2\alpha$, где α – угол между направлением линий решетки и вектором напряженности электрического поля падающей волны. Работа полуволновых решеток основана на разных эффективных показателях преломления решетки для двух направлений вектора поляризации: вдоль линий решетки (ТЕ-) и поперек их (ТМ-) [23]:

$$n_{eff}^{TE} = \sqrt{Qn_r^2 + (1-Q)n_m^2},$$

$$n_{eff}^{TM} = (Qn_r^{-2} + (1-Q)n_m^{-2})^{-1/2} \quad (3)$$

где Q – филфактор или фактор заполнения решетки (отношение ширины ступеньки к периоду решетки), n_r – показатель преломления материала ступеньки, n_m – показатель преломления среды. При филфакторе $Q = 0,5$ для получения задержки по фазе для ТЕ- и ТМ- поляризаций на π в пленке аморфного кремния с реальной частью показателя преломления $n = 4,35$ глубина рельефа решетки должна быть равна ($\lambda = 633$ нм):

$$\frac{2\pi}{\lambda} H |n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}| = \pi \Rightarrow$$

$$H = \lambda \sqrt{n^2 + 1} \left[\sqrt{2}(n^2 - 1) \right]^{-1} \approx 111 \text{ нм} \quad (4)$$

Параметры решеток оптимизировались. Например, в табл. 1 показано как изменение филфактора Q решетки влияет на величину амплитуды и фазовой задержки прошедшей волны. В табл. 1 приведены абсолютные величины амплитуды и фазы для одной и той же точки наблюдения, расположенной в 0,5 мкм за решеткой. Из их сравнения можно понять состояние электромагнитного поля после его прохождения через рассматриваемые решетки.

Табл. 1. Влияние филфактора Q субволновой решетки ($H = 120$ нм) на амплитуду, фазу и эллиптичность поляризации прошедшего излучения ($\lambda = 633$ нм)

Заполнение решетки Q	Амплитуда E_x , отн. ед.	Фаза E_x	Амплитуда E_y , отн. ед.	Фаза E_y	Поляризация	Эллиптичность
0,1	1,06	0,776π	0,12	1,32π	0	0,11
0,2	0,8	0,98π	0,3	1,47π	0	0,39
0,3	0,55	1,21π	0,41	1,62π	28°	0,66
0,4	0,41	1,41π	0,41	1,74π	45°	0,55
0,5	0,36	1,56π	0,32	1,81π	42°	0,38
0,6	0,34	1,66π	0,27	1,83π	38°	0,25
0,7	0,34	1,73π	0,22	1,88π	32°	0,2
0,8	0,34	1,77π	0,17	1,8π	26°	0,2
0,9	0,35	1,78π	0,1	0π	13°	0,2

Угол наклона линий решетки к вектору поляризации E падающей плоской линейно поляризованной волны равен $\alpha = 22,5^\circ$. Ожидается, что вектор поляризации прошедшей волны будет повернут на угол $\beta = 45^\circ$. Вектор E расположен вдоль оси X , то есть имеет только одну проекцию E_x . Из табл. 1 видно, что

наилучшие значения Q равны 0,4 и 0,5. Для дальнейшего выбирается $Q = 0,5$ из-за меньшей эллиптичности (отношение между осями эллипса поляризации).

В Табл. 2 показано, как глубина канавок субволновой решетки влияет на амплитуду, фазу и эллиптичность поляризации прошедшего света.

Табл. 2. Влияние высоты рельефа субволновой решетки ($Q = 0,5$) в пленке аморфного кремния на амплитуду, фазу и эллиптичность поляризации прошедшего излучения ($\lambda = 633$ нм). Угол поворота линий решетки к падающему вектору поляризации $\alpha = 22,5^\circ$

Высота рельефа, H , мкм	Амплитуда E_x , отн. ед.	Фаза E_x	Амплитуда E_y , отн. ед.	Фаза E_y	Поляризация (угол β)	Эллиптичность
0,06	0,59	0,773π	0,24	1,45π	-13,5°	0,34
0,07	0,56	0,88π	0,27	1,5π	-12,6°	0,42
0,08	0,57	1,01π	0,28	1,54π	0	0,49
0,09	0,51	1,17π	0,32	1,61π	16,2°	0,58
0,1	0,46	1,32π	0,32	1,68π	27°	0,53
0,11	0,39	1,43π	0,32	1,74π	36°	0,48
0,12	0,36	1,56π	0,32	1,81π	41,4°	0,38
0,13	0,29	1,69π	0,3	1,86π	44,1°	0,26
0,14	0,28	1,8π	0,27	1,86π	43,2°	0,17
0,15	0,27	0π	0,25	0π	42,3°	0,06
0,16	0,27	0,1π	0,24	0,1π	40,5°	0,03

Из табл. 2 видно, что оптимальная глубина решетки равна $H = 120$ нм. Это близко к теоретическому значению $H = 111$ нм, следующему из (4).

Важным параметром для формирования металлинзы является выбор числа решеток, поворачивающих вектор поляризации. Например, в [22] для формирования радиальной поляризации использовалось всего 4 решетки, формирующие векторы выходной поляризации с углами 45, 135, 225 и 315 градусов. Этого оказалось достаточно для формирования почти суб-

волнового фокусного пятна примерно круглой формы. В данной работе используются 16 решеток, формирующих выходную азимутальную поляризацию с векторами, имеющими 16 градаций (разница между направленностью векторов напряженности электрического поля на выходе из соседних зон $11,25^\circ$).

Заполнение субволновыми решетками СЗП подчиняется двум правилам. Правило 1: решетки располагаются таким образом, чтобы прошедшее излучение имело примерно азимутальную поляризацию.

Правило 2: две соседние решётки, примыкающие к границе зоны СЗП, должны формировать два вектора поляризации, имеющих противоположное направление, то есть реализовывать задержку фазы на π .

Рассчитывались спиральные зонные пластинки и соответствующие им металлинзы с топологическими зарядами 1, 2 и 4.

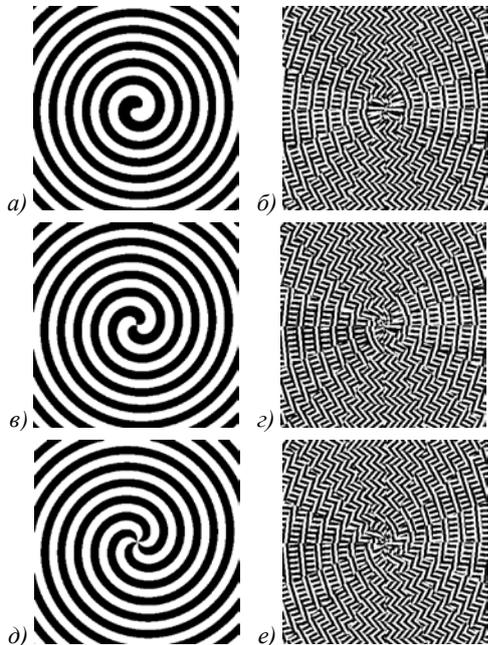


Рис. 1. Бинарные СЗП с топологическими зарядами m : 1 (а), 2 (б), 4 (д) – и соответствующие им спиральные металлинзы с топологическим зарядом m : 1 (б), 2 (з), 4 (е)

На рис. 1 показаны спиральные зонные пластинки 1-го, 2-го и 4-го порядков (а, б, в) и соответствующие им металлинзы (г, д, е). Параметры расчёта для рис. 1 были следующие: фокусное расстояние СЗП $f = \lambda = 633$ нм, размер пикселя файла маски металлинзы – 22 нм, размер элемента – 8×8 мкм. Параметры субволновых решёток на рис. 1 следующие: филфактор $Q = 0,5$, то есть ширина ступеньки 110 нм и ширина впадины тоже 110 нм. Глубина всех решёток $H = 120$ нм. Период всех решёток был выбран наименьшим, который можно будет впоследствии изготовить методом электронной литографии при заданной глубине решетки, его размер составил $d = 220$ нм. Показатель преломления тонкой плёнки аморфного кремния выбран следующим $n = 4,352 + 0,486i$, показатель преломления подложки равен $n = 1,5$. Толщина плёнки равна глубине решёток.

Схематично работу спиральной металлинзы на рис. 1 можно описать с помощью матрицы

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

поворота вектора поляризации на угол φ , умноженной на пропускание спиральной пластинки $e^{im\varphi}$ и пропускание сферической линзы $\exp(-ikr^2/(2f))$. Тогда на выходе из такого элемента будут формироваться разные световые поля в зависимости от поляризации

освещающего поля: $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ – ТЕ-поляризации (E_x), $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

– ТМ-поляризации (E_y), $\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ – правой круговой поляризации ($E_x + iE_y$) или $\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$ – левой круговой поляризации ($E_x - iE_y$).

При освещении металлинзы с $m = 1$ светом с ТЕ-поляризацией на выходе получим

$$\begin{aligned} & \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi - \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ & = \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{5}$$

сходящийся в фокус оптический вихрь с радиальной поляризацией. При освещении линзы (рис. 1б) светом с ТМ-поляризацией на выходе получим

$$\begin{aligned} & \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi - \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \\ & = \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{6}$$

сходящийся в фокус оптический вихрь с азимутальной поляризацией. При освещении линзы (рис. 1б) светом с правой круговой поляризацией на выходе получим

$$\begin{aligned} & \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi - \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = \\ & = \exp\left(-i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{7}$$

сходящуюся в фокус сферическую волну с правой круговой поляризацией. А при освещении линзы (рис. 1б) светом с левой круговой поляризацией на выходе получим

$$\begin{aligned} & \exp\left(i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi - \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \\ & = \exp\left(2i\varphi - i\frac{kr^2}{2f}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{8}$$

сходящийся в световое кольцо оптический вихрь с топологическим зарядом 2 и левой круговой поляризацией.

2. Моделирование работы спиральной металлинзы с $m = 1$

Для примера опишем результаты моделирования работы спиральной металлинзы только с номером 1. Моделирование проводилось FDTD-методом, реализованным в программе Fullwave. Результаты моделирования спиральной металлинзы с топологическим зарядом $m = 1$, освещённой плоским пучком с линейной поляризацией E_x , показаны на рис. 2. Размер изображений $1,33 \times 1,33$ мкм. На рис. 2 показаны распреде-

ление интенсивности (а), модули амплитуды и фазы всех проекций прошедшего поля E_x (б, в), E_y (г, д), E_z (е, ж) и проекции вектора Умова–Пойнтинга (ВУП) на оптическую ось S_z (з). Видно, что интенсивность имеет вид световых колец с минимумом интенсивности в центре. Видно также, что наибольший вклад в интенсивность (а) дает продольная компонента поля (е). Её максимальная интенсивность примерно в 10 раз больше, чем интенсивность поперечных составляющих (б) и (г), и интенсивность на кольце (рис. 2а) в 11 раз превышает интенсивность падающего света. Поэтому металлинза на рис. 1б при освещении ее полем с поляризацией E_x формирует векторный оптический вихрь с топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 2ж) и радиальной поляризацией. Последнее следует из того, что в фокусе металлинзы световое кольцо (рис. 2а) имеет преимущественно продольную поляризацию (рис. 2е). Максимальное значение вектора ВУП равно 4,35, а максимальное значение модуля проекции на ось z ВУП (рис. 2з) равно 2,72. То есть вдоль оптической оси распространяется только 63 % всей энергии, прошедшей через фокус. Заметим, что, хотя поперечные составляющие электрического вектора много меньше продольной составляющей, только они дают вклад в поток световой энергии вдоль оптической оси, то есть в ВУП. Поэтому на рис. 2з проекция на ось z ВУП имеет максимум на оптической оси, а в центре кольца интенсивности на рис. 2а (на оптической оси) не нулевое значение, а минимум.

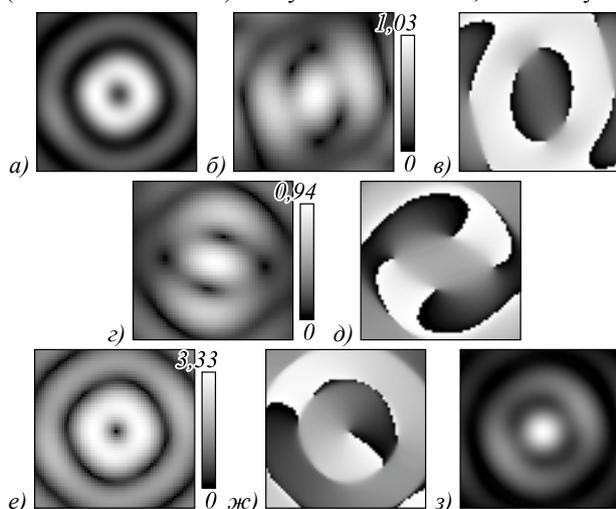


Рис. 2. Рассчитанные на расстоянии 600 нм от металлинзы (рис. 1а, б) с топологическим зарядом $m = 1$, при освещении её плоской волной с линейной поляризацией, имеющей только одну проекцию E_x : интенсивность (а), модуль амплитуды (б) и фаза (в) проекции E_x , модуль амплитуды (г) и фаза (д) проекции E_y , модуль амплитуды (е) и фаза (ж) проекции E_z и проекция ВУП на оптическую ось S_z (з)

Если повернуть вектор поляризации падающей плоской волны на 90 градусов (поляризация E_y) и опять осветить металлинзу на рис. 1б, то она будет формировать субволновый фокус с поперечной поляризацией. На рис. 3 показаны распределения интенсивности (а), модуля амплитуды и фазы всех проекций прошедшего поля E_x (б, в), E_y (г, д), E_z (е, ж) и

проекции на оптическую ось ВУП (з). Видно, что в фокусе формируется почти круглый субволновый фокус (рис. 3а) с поперечной поляризацией. Последнее следует из того, что максимальные интенсивности поперечных компонент электрического вектора (рис. 3б, г) почти в 10 раз больше, чем максимальная интенсивность продольной составляющей (рис. 3е). Максимальное значение вектора ВУП равно 2,26, а максимальное значение модуля проекции на ось z ВУП (рис. 3з) равно 2,07. То есть почти вся энергия (90 %) распространяется вдоль оптической оси.

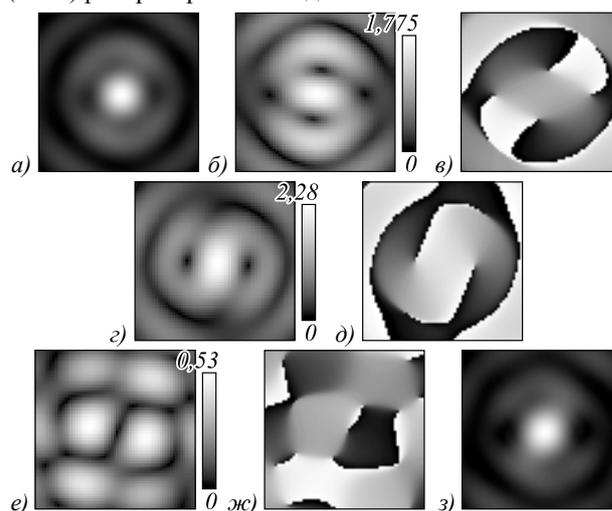


Рис. 3. Рассчитанные на расстоянии 600 нм от металлинзы (рис. 1а, б) с топологическим зарядом $m = 1$, при освещении её плоской волной с линейной поляризацией, имеющей только одну проекцию E_y : интенсивность (а), модуль амплитуды (б) и фаза (в) проекции E_x , модуль амплитуды (г) и фаза (д) проекции E_y , модуль амплитуды (е) и фаза (ж) проекции E_z и проекция ВУП на оптическую ось S_z (з)

Таким образом, в этом параграфе показано, что спиральная металлинза (рис. 1б) при освещении её светом с линейной поляризацией вдоль оси X формирует субволновый оптический вихрь с топологическим зарядом $m = 1$ и почти продольной поляризацией. Если эту металлинзу осветить плоской волной с линейной поляризацией вдоль оси Y, то в фокусе сформируется круглое субволновое пятно с преимущественно поперечной поляризацией.

3. Расчет проекции вектора Умова–Пойнтинга в фокусе спиральной металлинзы

На рис. 4 для сравнения показаны проекции ВУП на оптическую ось S_z в фокусе металлинзы с топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 1б) при освещении её светом с линейной поляризацией вдоль оси X (а) и Y (б), а также правой (в) и левой (г) круговой поляризацией. Из рис. 4 видно, что в некоторых областях 2D-картины проекции ВУП $S_z < 0$: рядом с оптической осью (а–в) и на самой оптической оси (г). То есть при освещении волной с левой круговой поляризацией энергия вдоль оптической оси течет в обратном направлении, в сторону металлинзы. Обратный поток энергии вблизи оптической оси у векторных оптических пучков – известное в оптике явление.

ние [24–26]. В этих работах получены явные выражения для продольной компоненты ВУП, из которых можно получить условия смены знака величины S_z . Так, в [24] для векторного пучка Бесселя, состоящего из линейной комбинации двух пучков Бесселя с радиальной и азимутальной поляризациями, показано, что в чётных боковых лепестках (световых кольцах) поток энергии течёт в обратном направлении оси z , хотя сам пучок распространяется в прямом направлении оси z . В [25] показано, что для любого бездифракционного пучка, являющегося линейной комбинацией двух соосных пучков, распространяющихся с разной фазовой скоростью вдоль положительного направления оси z , в некоторой ма-

лой области в сечении пучка с координатами (r, φ) поток энергии будет отрицательным. В [26] получено выражение (уравнение (19) в [26]) для S_z для острогофокусированного пучка Бесселя нулевого порядка с линейной поляризацией, из которого следует, что при некоторых параметрах на периферии фокусного пятна поток энергии может иметь противоположенное направление ($S_z < 0$). Но явно в [26] об обратном потоке энергии не упоминается. Поэтому ниже мы покажем, что при острой фокусировке света с линейной поляризацией существуют локальные области в сечении фокуса, в которых поток энергии обратный ($S_z < 0$). В [26] рассмотрена острая фокусировка пучка Бесселя нулевого порядка.

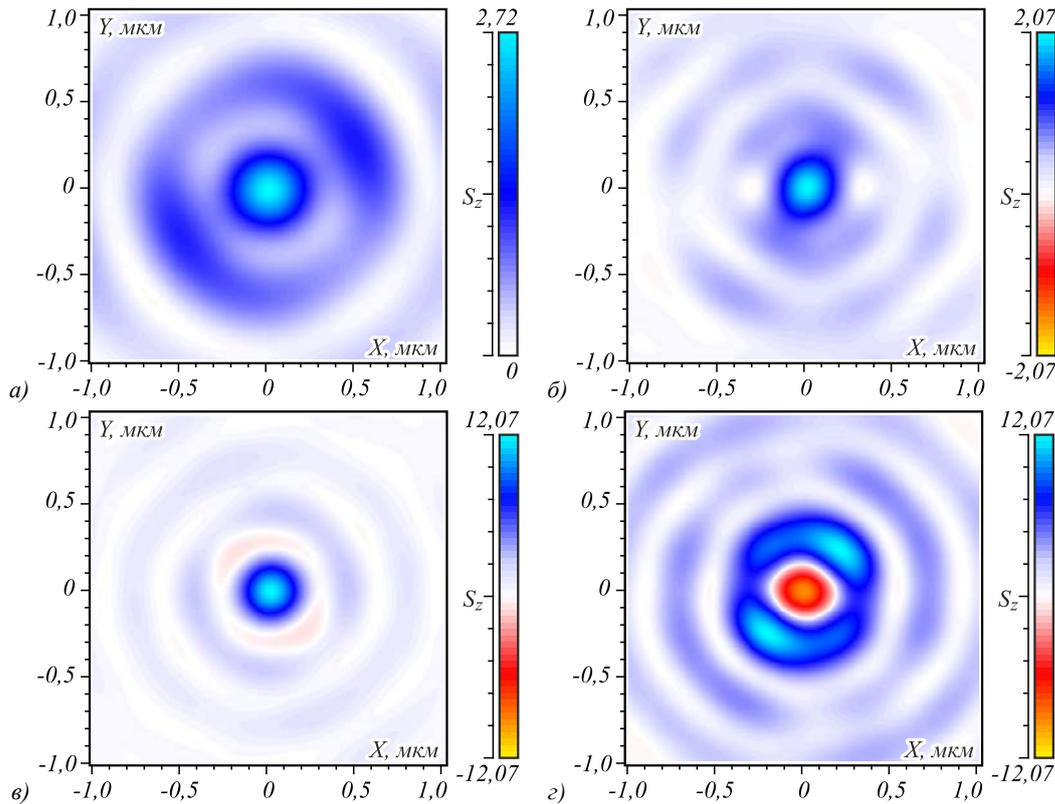


Рис. 4. 2D-распределения проекции ВУП на оптическую ось S_z в фокусе металинзы с топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 1б) при освещении её светом с линейной поляризацией вдоль оси X (а) и Y (б), а также правой (в) и левой (г) круговой поляризацией

Ниже получим выражение для проекции ВУП в фокусе пучка Бесселя n -го порядка и с линейной поляризацией. Проекция ВУП на оптическую ось имеет вид:

$$S_z = 0,5 \operatorname{Re} \left[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \right]_z. \tag{9}$$

Для линейной поляризации $E_y = 0$, поэтому выражение (9) упрощается:

$$S_z = 0,5 \operatorname{Re} \left(E_x H_y^* \right). \tag{10}$$

Используя уравнение Максвелла для монохроматического света с циклической частотой ω

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik \mathbf{H}, \quad \mu = 1, \tag{11}$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, c – скорость света, вместо (10), получим:

$$S_z = \operatorname{Re} \left[\frac{i}{2k} \left\{ E_x \left(\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial x} \right) \right\} \right]. \tag{12}$$

Разложим амплитуду E_x в угловой спектр плоских волн:

$$E_x(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) \times \exp \left[ik \left(x\xi + y\eta + z\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2} \right) \right] d\xi d\eta, \tag{13}$$

где $A(\xi, \eta)$ – амплитуда спектра плоских волн. Из третьего уравнения Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ с учетом, что $E_y = 0$, найдем продольную компоненту вектора напряжённости электрического поля:

$$E_z(x, y, z) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi A(\xi, \eta)}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} \times \exp\left[ik \left(x\xi + y\eta + z\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2} \right) \right] d\xi d\eta. \quad (14)$$

Тогда выражение в круглых скобках в (12) примет вид:

$$\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial x} = -ik \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \eta^2}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} A^*(\xi, \eta) \times \exp\left[-ik \left(x\xi + y\eta + z\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2} \right) \right] d\xi d\eta. \quad (15)$$

Для примера рассмотрим пучок Бесселя n -го порядка, угловой спектр которого запишем в виде:

$$A(\xi, \eta) = \exp(in\varphi)\delta(r - r_0), \quad (16)$$

$$r^2 = \xi^2 + \eta^2, \quad tg\varphi = \eta / \xi.$$

Тогда вместо интегралов (13) и (15) можно записать явные выражения:

$$E_x(\rho, \theta, z) = \frac{2\pi r_0^2 i^n e^{in\theta}}{\sqrt{1 - r_0^2}} J_n(kr_0\rho) \exp\left(ikz\sqrt{1 - r_0^2} \right), \quad (17)$$

$$\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial x} = -i2\pi k \left[\left(1 - \frac{r_0^2}{2} \right) J_n(kr_0\rho) - \frac{r_0^2}{4} \left(e^{2i\theta} J_{n-2}(kr_0\rho) + e^{-2i\theta} J_{n+2}(kr_0\rho) \right) \right] \times \exp\left(-ikz\sqrt{1 - r_0^2} \right). \quad (18)$$

Подставляя (17), (18) в (12), получим:

$$S_z = \frac{2\pi^2 r_0^2}{\sqrt{1 - r_0^2}} J_n(kr_0\rho) \left[\left(1 - \frac{r_0^2}{2} \right) J_n(kr_0\rho) - \frac{r_0^2}{4} \cos 2\theta \left(J_{n-2}(kr_0\rho) + J_{n+2}(kr_0\rho) \right) \right]. \quad (19)$$

В (19) $kr_0 = k_r$ – поперечная проекция волнового вектора. Из (19) видно, что в поперечном сечении фокусного пятна есть локальные области, зависящие от полярного угла, в которых проекция ВУП отрицательная $S_z < 0$. При острой фокусировке $r_0 = 1$ и $\cos 2\theta = 1$ получим неравенство:

$$2J_n(x) < J_{n-2}(x) + J_{n+2}(x), \quad x = k\rho. \quad (20)$$

Неравенство (20) показывает, что вблизи первого (не осевого) нуля функции Бесселя порядка n на горизонтальной оси имеется область, в которой световая энергия распространяется в обратном направлении. Для $n = 0$ (в фокусе световое пятно) неравенство (20) выглядит проще:

$$J_0(x) < J_2(x), \quad x = k\rho. \quad (21)$$

Максимальное значение S_z на оптической оси равно 2,72 (рис. 4а), 2,07 (рис. 4б), 12,0 (рис. 4в) и -2,31 (рис. 4г). То есть поток энергии вблизи опти-

ческой оси при освещении металлинзы светом с линейной поляризацией (рис. 4а, б) примерно равен потоку энергии в обратном направлении вдоль оптической оси при освещении светом с левой круговой поляризацией (рис. 4г). Заметим, что на рис. 4г поток энергии вдоль оптической оси распространяется по кольцу с максимальным значением S_z , равным 2,94. Заметим также, что вдоль самой оптической оси (строго при $x = y = 0$) S_z на рис. 4г равно нулю. Удивительно, что максимальный поток энергии вдоль оптической оси наблюдается при освещении металлинзы светом с правой круговой поляризацией (рис. 4в). Заметим также, что анализ (9)–(19) не может объяснить наличие обратного потока энергии в случае острой фокусировки света с круговой поляризацией. Авторы не оставляют попыток объяснить картину на рис. 4г.

4. Поток энергии в фокусе для спиральной металлинзы с $m = 2$

На рис. 5 для сравнения показаны распределения проекции ВУП на оптическую ось S_z в фокусе металлинзы с топологическим зарядом $m = 2$ (рис. 1д) при освещении светом с разной однородной поляризацией. Максимальные значения проекции ВУП S_z равны: 1,28 на несимметричном кольце (рис. 5а), 0,852 на несимметричном кольце (рис. 5б), ноль на оси, -0,795 на первом кольце и 1,94 на втором кольце и (рис. 5в), 0 на самой оси, 3,69 на первом кольце и -0,47 на втором кольце (рис. 5г). На всех картинах на рис. 5 на оптической оси S_z равно нулю.

Из рис. 5 видно, что обратный поток энергии в фокусе при $m = 2$ так же зависит от поляризации падающего света, как и для случая $m = 1$ (рис. 4), но отличается расположением локальных областей с обратным потоком. При освещении металлинзы (рис. 1г) светом с линейной поляризацией области обратного потока несимметричные, имеют относительно малую площадь и малую величину потока энергии (рис. 5а, б).

При освещении металлинзы (рис. 1г) светом с круговой поляризацией области обратного потока энергии обладают симметрией, по площади составляют заметную часть площади фокуса и имеют значительную величину обратного потока (сравнимую с прямым потоком энергии): на рис. 5в – вблизи оптической оси (аналогичный результат получен в [27]), на рис. 5г – в первом тёмном кольце.

Заключение

В работе с помощью FDTD-моделирования и теоретически с помощью разложения по плоским волнам показано, что в области острого фокуса (числовая апертура около 1), который формируется вблизи спиральной металлинзы при освещении её лазерным излучением с разными однородными поляризациями, имеют место локальные области, в которых проекция вектора Умова–Пойнтинга на ось Z имеет отрицательные значения, то есть в этих областях поток энергии направлен в обратном направлении. Ранее уже было замечено, что обратный поток энергии, ко-

торый может перемещать микрочастицы против направления распространения лазерного пучка (оптический трактор), возникает в симметричных пучках Бесселя [24] или при интерференции двух лазерных пучков, имеющих разную фазовую скорость [25]. В

этой работе мы показали, что обратный поток энергии может возникать при острой фокусировке вихревого лазерного излучения ($m=1,2$) с линейной ($\sigma=0$) или круговой поляризациями ($\sigma=\pm 1$). Для $m=2$ и $\sigma=-1$ это было получено в [27].

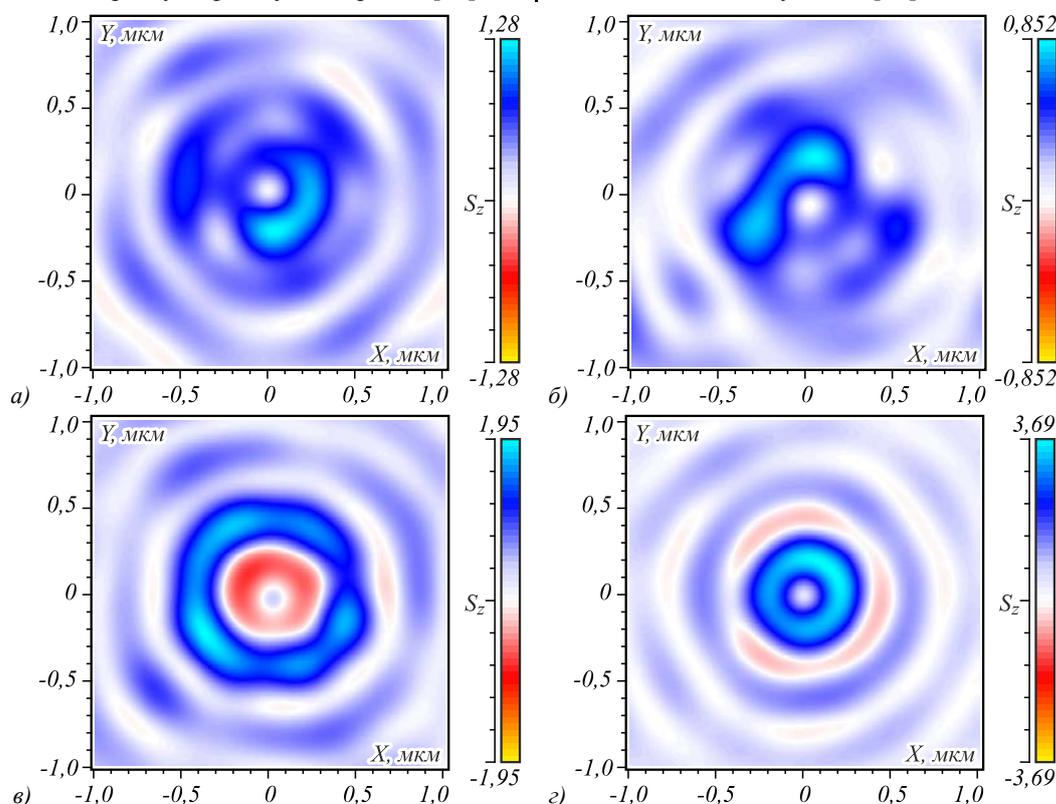


Рис. 5. 2D-распределения проекции ВУП на оптическую ось S_z в фокусе металинзы с топологическим зарядом $m=2$ (рис. 1d) при освещении её светом с линейной поляризацией вдоль оси X (а) и Y (б), а также правой (в) и левой (г) круговой поляризацией

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-19-01186.

Литература

1. **Litchinitser, N.M.** Structured light meets structured matter / N.M. Litchinitser // *Science*. – 2012. – Vol. 337, Issue 6098. – P. 1054-1055. – DOI: 10.1126/science.1226204.
2. **Kildishev, A.V.** Planar photonics with metasurfaces / A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev // *Science*. – 2013. – Vol. 339, Issue 6125. – P. 1232009. – DOI: 10.1126/science.1232009.
3. **Zhao, Z.** Metamaterials-based broadband generation of orbital angular momentum carrying vector beams / Z. Zhao, J. Wang, S. Li, A.E. Willner // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, Issue 6. – P. 932-934. – DOI: 10.1364/OL.38.000932.
4. **Yi, X.** Generation of cylindrical vector vortex beams by two cascaded metasurfaces / Yi, X., Lin, Z., Zhang, Y., Li, X., Zhou, Y., Liu, S., Chen, H., Luo, S., Wen // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 14. – P. 17207-17215. – DOI: 10.1364/OE.22.017207.
5. **Zhao, Z.** Multispectral optical metasurfaces enabled by achromatic phase transition / Z. Zhao, M. Pu, H. Gao, J. Jin, X. Li, X. Ma, Y. Wang, P. Gao, X. Luo // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5. – P. 15781. – DOI: 10.1038/srep15781.
6. **Sun, J.** Spinning light on the nanoscale / J. Sun, X. Wang, T. Xu, Z.A. Kudyshev, A.N. Cartwright, N.M. Litchinitser // *Nano Letters*. – 2014. – Vol. 14, Issue 5. – P. 2726-2729. – DOI: 10.1021/nl500658n.
7. **Karimi, E.** Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface / E. Karimi, S.A. Schulz, I.D. Leon, H. Qassim, J. Upham, R.W. Boyd // *Light Science & Applications*. – 2014. – Vol. 3. – e167. – DOI: 10.1038/lsa.2014.48.
8. **Wang, W.** Ultra-thin optical vortex phase plate based on the metasurface and the angular momentum transformation / W. Wang, Y. Li, Z. Guo, R. Li, J. Zhang, A. Zhang, S. Qu // *Journal of Optics*. – 2015. – Vol. 17, Issue 4. – P. 045102. – DOI: 10.1088/2040-8978/17/4/045102.
9. **Chong, K.E.** Polarization-independent silicon metadevices for efficient optical wavefront control / K.E. Chong, I. Staube, A. James, J. Dominguez, S. Liu, S. Campione, G.S. Subramania, T.S. Luk, M. Decker, D.N. Neshev, I. Brener, Y.S. Kivshar // *Nano Letters*. – 2015. – Vol. 15, Issue 8. – P. 5369-5374. – DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b01752.
10. **Chen, H.** A review of metasurfaces; physics and applications / H. Chen, A.J. Taylor, N. Yu // *Reports on Progress in Physics*. – 2016. – Vol. 79, Issue 7. – P. 076401. – DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401.
11. **Decker, M.** High-efficiency dielectric Huygens' surfaces / M. Decker, I. Staube, M. Falkner, J. Dominguez, D.N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, Y.S. Kivshar // *Advanced Optical Materials*. – 2015. – Vol. 3, Issue 6. – P. 813-820. – DOI: 10.1002/adom.201400584.
12. **Jin, J.** Generating and detection of orbital angular momentum via metasurface / J. Jin, J. Luo, X. Zhang, H. Gao, X. Li, M. Pu, P. Gao, Z. Zhao, X. Luo // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – P. 24286. – DOI: 10.1038/srep24286.
13. **Yue, F.** Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface / F. Yue, D. Wen, J. Xin, B.D. Gerardot,

- J. Li, X. Chen // ACS Photonics. – 2016. – Vol. 3, Issue 9. – P. 1558-1563. – DOI: 10.1021/acsp Photonics.6b00392.
14. **Mei, S.** Flat helical nanosieves / S. Mei, M.Q. Mehmood, S. Hussain, K. Huang, X. Ling, S.Y. Siew, H. Liu, J. Teng, A. Danner, C. Qiu // Advanced Functional Materials. – 2016. – Vol. 26, Issue 29. – P. 5225-5262. – DOI: 10.1002/adfm.201601345.
 15. **Kruk, S.** Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control / S. Kruk, B. Hopkins, I.I. Kravchenko, A. Miroschnichenko, D.N. Neshev, Y.S. Kivshar // APL Photonics. – 2016. – Vol. 1. – 030801. – DOI: 10.1063/1.4949007.
 16. **Wang, L.** Grayscale transparent metasurface holograms / L. Wang, S. Kruk, H. Tank, T. Li, I. Kravchenko, D.N. Neshev, Y.S. Kivshar // Optica. – 2016. – Vol. 3, Issue 12. – P. 1504-1505. – DOI: 10.1364/OPTICA.3.001504.
 17. **Genevet, P.** Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces / P. Genevet, F. Capasso, F. Avietta, M. Khorasaninejad, R. Devlin // Optica. – 2017. – Vol. 4, Issue 1. – P. 139-152. – DOI: 10.1364/OPTICA.4.000139.
 18. **Huang, L.** Volumetric generation of optical vortices with metasurfaces / L. Huang, X. Song, B. Reineke, T. Li, X. Li, J. Liu, S. Zhang, Y. Wang, T. Zentgraf // ACS Photonics. – 2017. – Vol. 4, Issue 2. – P. 338-346. – DOI: 10.1021/acsp Photonics.6b00808.
 19. **Liu, Y.** Generation of perfect vortex and vector beams based on Pancharatnam-Berry phase elements / Y. Liu, Y. Ke, J. Zhou, Y. Liu, H. Luo, S. Wen, D. Fan // Scientific Reports. – 2017. – Vol. 7. – 44096. – DOI: 10.1038/srep44096.
 20. **Ting, W.** Immersion meta-lenses at visible wavelengths for nanoscale imaging / W. Ting, A.Y. Zhu, M. Khorasaninejad, Z. Shi, V. Sanjeev, F. Capasso // Nano Letters. – 2017. – Vol. 17, Issue 5. – P. 3188-3194. – DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00717.
 21. **Kotlyar, V.V.** Thin high numerical aperture metalens / V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev, Ch. Hu, L. O'Faolain, M.V. Kotlyar, D. Gibson, S. Song // Optics Express. – 2017. – Vol. 25, Issue 7. – P. 8158-8167. – DOI: 10.1364/OE.25.008158.
 22. **Heckenberg, N.R.** Generation of optical singularities by computer-generated holograms / N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, A.G. White // Optics Letters. – 1992. – Vol. 17, Issue 3. – P. 221-223. – DOI: 10.1364/OL.17.000221.
 23. **Lalanne, P.** On the effective medium theory of subwavelength periodic structures / P. Lalanne, D. Lemerrier-Lalanne // Journal of Modern Optics. – 1996. – Vol. 43, Issue 10. – P. 2063-2085. – DOI: 10.1080/09500349608232871.
 24. **Novitsky, A.V.** Negative propagation of vector Bessel beams / A.V. Novitsky, D.V. Novitsky // Journal of the Optical Society of America A. – 2007. – Vol. 24, Issue 9. – P. 2844-2849. – DOI: 10.1364/JOSAA.24.002844.
 25. **Sukhov, S.** On the concept of "tractor beams" / S. Sukhov, A. Dogariu // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35, Issue 22. – P. 3847-3849. – DOI: 10.1364/OL.35.003847.
 26. **Kotlyar, V.V.** Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linear polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu, L. O'Faolain, A.A. Kovalev // Applied Optics. – 2013. – Vol. 52, No. 3. – P. 330-339. – DOI: 10.1364/AO.52.000330.
 27. **Monteiro, P.B.** Angular momentum of focused beams: Beyond the paraxial approximation / P.B. Monteiro, P.A.M. Neto, H.M. Nussenzveig // Physical Review A. – 2009. – Vol. 79. – 0330830. – DOI: 10.1103/PhysRevA.79.033830.

Сведения об авторах

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** см. стр. 615 этого номера.

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 100 работ и 3 патента. E-mail: anton@smr.ru.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 15 августа 2017 г. Окончательный вариант – 20 сентября 2017 г.

A VECTOR OPTICAL VORTEX GENERATED AND FOCUSED USING A METALENS

V.V. Kotlyar^{1,2}, A.G. Nalimov^{1,2}

¹ Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Samara, Russia,

² Samara National Research University, Samara, Russia

Abstract

Using a FDTD-aided numerical simulation we show that a sharp focal spot can be generated by a spiral metalens made of amorphous silicon, with unit topological charge and unit numerical aperture (NA = 1). The focal spot intensity is nearly round-shaped when using an incident TE-wave, and in the form of a doughnut for an incident TM-wave. We are the first to show theoretically and experimentally that the focal intensity pattern has local regions - located symmetrically or asymmetrically both at the center and on the periphery - where the energy flux is inversely directed. The discovered effect can be used for moving a microparticle in the opposite direction to the light propagation.

Keywords: zone plate, diffraction grating, optical vortex, metalens.

Citation: Kotlyar VV, Nalimov AG. A vector optical vortex generated and focused using a metalens. Computer Optics 2017; 41(5): 645-654. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.

Acknowledgements: The work was funded by the Russian Scientific Foundation (grant No. 17-19-01186).

References

- [1] Litchinitser NM. Structured light meets structured matter. Science 2012; 337(6098): 1054-1055. DOI: 10.1126/science.1226204.
- [2] Kildishev AV, Boltasseva A, Shalaev VM. Planar photonics with metasurfaces. Science 2013; 339(6125): 1232009. DOI: 10.1126/science.1232009.
- [3] Zhao Z, Wang J, Li S, Willner AE. Metamaterials-based broadband generation of orbital angular momentum carry-

- ing vector beams. *Opt Lett* 2013; 38(6): 932-934. DOI: 10.1364/OL.38.000932.
- [4] Yi X, Lin X, Zhang Z, Li Y, Zhou X, Liu Y, Chen S, Luo H, Wen S. Generation of cylindrical vector vortex beams by two cascaded metasurfaces. *Opt Express* 2014; 22(14): 17207-17215. DOI: 10.1364/OE.22.017207.
- [5] Zhao Z, Pu M, Gao H, Jin J, Li X, Ma X, Wang Y, Gao P, Luo X. Multispectral optical metasurfaces enabled by achromatic phase transition. *Sci Rep* 2015; 5: 15781. DOI: 10.1038/srep15781.
- [6] Sun J, Wang X, Xu T, Kudyshev ZA, Cartwright AN, Litchinitser NM. Spinning light on the nanoscale. *Nano Lett* 2014; 14(5): 2726-2729. DOI: 10.1021/nl500658n.
- [7] Karimi E, Schulz SA, Leon ID, Qassim H, Upham J, Boyd RW. Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface. *Light Sci Appl* 2014; 3: e167. DOI: 10.1038/lsa.2014.48.
- [8] Wang W, Li Y, Guo Z, Li R, Zhang J, Zhang A, Qu S. Ultra-thin optical vortex phase plate based on the metasurface and the angular momentum transformation. *J Opt* 2015; 17(4): 045102. DOI: 10.1088/2040-8978/17/4/045102.
- [9] Chong KE, Staube I, James A, Dominguez J, Liu S, Campione S, Subramania GS, Luk TS, Decker M, Neshev DN, Brener I, Kivshar YS. Polarization-independent silicon metadevices for efficient optical wavefront control. *Nano Lett* 2015; 15(8): 5369-5374. DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b01752.
- [10] Chen H, Taylor AJ, Yu N. A review of metasurfaces: physics and applications. *Rep Prog Phys* 2016; 79(7): 076401. DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401.
- [11] Decker M, Staube I, Falkner M, Dominguez J, Neshev DN, Brener I, Pertsch T, Kivshar YS. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. *Adv Opt Mater* 2015; 3(6): 813-820. DOI: 10.1002/adom.201400584.
- [12] Jin J, Luo J, Zhang X, Gao H, Li X, Pu M, Gao P, Zhao Z, Luo X. Generating and detection of orbital angular momentum via metasurface. *Sci Rep* 2016; 6: 24286. DOI: 10.1038/srep24286.
- [13] Yue F, Wen D, Xin J, Gerardot BD, Li J, Chen X. Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface. *ACS Photonics* 2016; 3(9): 1558-1563. DOI: 10.1021/acsphotonics.6b00392.
- [14] Mei S, Mehmood MQ, Hussain S, Huang K, Ling X, Siew SY, Liu H, Teng J, Danner A, Qiu C. Flat helical nanosieves. *Adv Funct Mater* 2016; 26(29): 5225-5262. DOI: 10.1002/adfm.201601345.
- [15] Kruk S, Hopkins B, Kravchenko II, Miroshnichenko A, Neshev DN, Kivshar YS. Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control. *APL Photonics* 2016; 1: 030801. DOI: 10.1063/1.4949007.
- [16] Wang L, Kruk S, Tank H, Li T, Kravchenko I, Neshev DN, Kivshar YS. Grayscale transparent metasurface holograms. *Optica* 2016; 3(12): 1504-1505. DOI: 10.1364/OPTICA.3.001504.
- [17] Genevet P, Capasso F, Avieta F, Khorasaninejad M, Devlin R. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces. *Optica* 2017; 4(1): 139-152. DOI: 10.1364/OPTICA.4.000139.
- [18] Huang L, Song X, Reineke B, Li T, Li X, Liu J, Zhang S, Wang Y, Zentgraf T. Volumetric generation of optical vortices with metasurfaces. *ACS Photonics* 2017; 4(2): 338-346. DOI: 10.1021/acsphotonics.6b00808.
- [19] Liu Y, Ke Y, Zhou J, Liu Y, Luo H, Wen S, Fan D. Generation of perfect vortex and vector beams based on Pancharatnam-Berry phase elements. *Sci Rep* 2017; 7: 44096. DOI: 10.1038/srep44096.
- [20] Ting W, Zhu AY, Khorasaninejad M, Shi Z, Sanjeev V, Capasso F. Immersion meta-lenses at visible wavelengths for nanoscale imaging. *Nano Lett* 2017; 17(5): 3188-3194. DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00717.
- [21] Kotlyar VV, Nalimov AG, Stafeev SS, Hu C, O'Faolain L, Kotlyar MV, Gibson D, Song S. Thin high numerical aperture metalens. *Opt Express* 2017; 25(7): 8158-8167. DOI: 10.1364/OE.25.008158.
- [22] Heckenberg NR, McDuff R, Smith CP, White AG. Generation of optical singularities by computer-generated holograms. *Opt Lett* 1992; 17(3): 221-223. DOI: 10.1364/OL.17.000221.
- [23] Lalanne P, Lemerrier-Lalanne D. On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. *Journal of Modern Optics* 1996; 43(10): 2063-2085. DOI: 10.1080/09500349608232871.
- [24] Novitsky AV, Novitsky DV. Negative propagation of vector Bessel beams. *J Opt Soc Am A* 2007; 24(9): 2844-2849. DOI: 10.1364/JOSAA.24.002844.
- [25] Sukhov S, Dogariu A. On the concept of "tractor beams". *Optics Letters* 2010; 35(22): 3847-3849. DOI: 10.1364/OL.35.003847.
- [26] Kotlyar VV, Stafeev SS, Liu Y, O'Faolain L, Kovalev AA. Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linear polarized light. *Appl Opt* 2013; 52(3): 330-339. DOI: 10.1364/AO.52.000330.
- [27] Monteiro PB, Neto PAM, Nussenzweig HM. Angular momentum of focused beams: Beyond the paraxial approximation. *Phys Rev A* 2009; 79: 0330830. DOI: 10.1103/PhysRevA.79.033830.

Authors' information

The information about author **Victor Victorovich Kotlyar** you can find on page 616 of this issue.

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 Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Samara, Russia. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 100 papers and 3 inventions. E-mail: anton@smr.ru.

Received August 15, 2017. The final version – September 20, 2017.