

Сравнение формы фокусных пятен по интенсивности и потоку энергии для высокоапертурных зонной пластинки и спиральной зонной пластинки

А.А. Савельева^{1,2}, Е.С. Козлова^{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

С помощью моделирования методом конечных разностей во временной области показано, что при острой фокусировке Гауссова пучка с линейной поляризацией и с внедренным оптическим вихрем зонной пластинкой Френеля и при фокусировке Гауссова пучка спиральной зонной пластинкой формируются фокусные пятна разной формы и по интенсивности, и по потоку энергии. Наиболее существенные различия наблюдаются при значении топологического заряда, равного трем. При фокусировке зонной пластинкой Френеля Гауссова пучка поток энергии имеет кольцевое распределение, в то время как при фокусировке спиральной зонной пластинкой форма интенсивности и потока энергии имеет три локальных максимума, что соответствует порядку спиральной зонной пластинки. На расстоянии 14,5 мкм от фокуса лепестковая структура интенсивности (и потока энергии) сменяется на кольцевое распределение.

Ключевые слова: зонная пластинка, спиральная зонная пластинка, FDTD-метод.

Цитирование: Савельева, А.А. Сравнение формы фокусных пятен по интенсивности и потоку энергии для высокоапертурных зонной пластинки и спиральной зонной пластинки / А.А. Савельева, Е.С. Козлова // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46, № 4. – С. 531-536. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-934.

Citation: Savelyeva AA, Kozlova ES. Comparison of the shape of focal spots in terms of intensity and energy flux for a high-aperture zone plate and a spiral zone plate. Computer Optics 2022; 46(4): 531-536. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-934.

Введение

Световые пучки с фазовыми и поляризационными сингулярностями активно исследуются в современной науке [1, 2]. Для их изучения был создан специальный раздел оптики – сингулярная оптика [3]. Одной из разновидностей таких пучков являются классические оптические вихри, содержащие сингулярность только в фазе [4–10]. Проблемам их генерации [11–14], распространения [15–18], фокусировки [19–22], регистрации [23–25] посвящены работы ученых всего мира.

Для генерации оптических вихрей используются специальные элементы, такие как аксиконы [25], спиральные зонные пластинки (СЗП) [26–27] или метаповерхности [28–29], *q*- и *s*-пластинки [30–32]. Так, например, в [25] была предложена новая оптическая система на базе фазового аксикона для формирования азимутально и радиально поляризованных Бесселевых вихрей. В [26] рассматривается внедренная в кристалл сапфира СЗП, изготовленная с помощью острогофокусированного фемтосекундного импульса. Исследование оптических вихрей, сформированных серебряной СЗП, с помощью метода конечных разностей во временной области с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты ((FD)2TD)-метод) представлено в [27]. Было показано, что амплитудная СЗП может сформировать оптический

вихрь с характеристиками, которые совпадают с характеристиками вихревого поля, формируемого фазовой СЗП. Лучшие результаты были показаны СЗП с рельефом из серебра, алюминия и хрома. Работа [29] посвящена исследованию острой фокусировки лазерного излучения спиральной металлинзой из аморфного кремния. Численное моделирование также проводилось FDTD-методом. Топологический заряд и числовая апертура (NA) металлинзы были равны 1. Формируемое в фокусе металлинзой распределение интенсивности было практически круглым для ТЕ-волны и в форме «пончика» для ТМ-волны. Теоретически было показано наличие областей обратного потока энергии в фокусе рассматриваемой металлинзы, а эксперимент косвенно подтвердил теоретические выводы.

Область применения оптических вихрей включает оптические коммуникации [33–34], обработку материалов [35], ориентацию молекул [36], оптический захват и микроманипулирование [37–38], сенсорику магнитных полей [39] и т.д. В связи с этим исследования процессов их формирования и распространения являются очень актуальными. В частности, другими авторами не проводился подробный анализ эволюции оптического вихря, сформированного бинарной СЗП с фокусным расстоянием порядка длины волны, в ходе его распространения в свободном пространстве на расстоянии порядка нескольких десятков микрон.

В этой статье мы приводим сравнительный анализ дифракции лазерного излучения на фазовых бинарных зонных пластинках (ЗП) и СЗП. Исследования проводятся с помощью моделирования в коммерческом пакете FullWAVE, реализующем FDTD-метод. В ходе исследования сравнивались поля, формируемые ЗП, освещаемой оптическим вихрем, и СЗП, освещаемой обычным Гауссовым пучком без фазовых сингулярностей. В первой части работы мы описываем ЗП и СЗП, падающее излучение и параметры моделирования. Далее в статье приведен подробный анализ сформированных дифракционных картин в фокальной плоскости элементов. Показано, что бинарная ЗП при фокусировке «ведет себя» почти как идеальная сферическая линза, в то время как из-за многолучевой структуры СЗП вблизи центра поток энергии в остром фокусе имеет несколько «лепестков», количество которых совпадает с топологическим зарядом СЗП, а на определенном расстоянии от фокуса лепестковая структура интенсивности (и потока энергии) заменяется на кольцевое распределение.

Постановка задачи

Рассмотрим бинарную ЗП с 13 кольцами. Радиус зон рассчитывается по формуле:

$$r_p = \sqrt{p\lambda f + p^2\lambda^2/4}, \quad p = 1, 2, 3, \dots, P, \quad (1)$$

где r_p – радиус зоны с номером p , λ – длина волны падающего излучения, f – фокусное расстояние. Для расчета шаблона ЗП были выбраны следующие параметры: $\lambda = 0,532$ мкм, $f = \lambda = 0,532$ мкм (числовая апертура $NA \approx 1$), $P = 27$ (общее количество зон, эквивалентное 13 кольцам). Шаблон ЗП представлен на рис. 1. Общий диаметр ЗП составляет порядка 16 мкм.

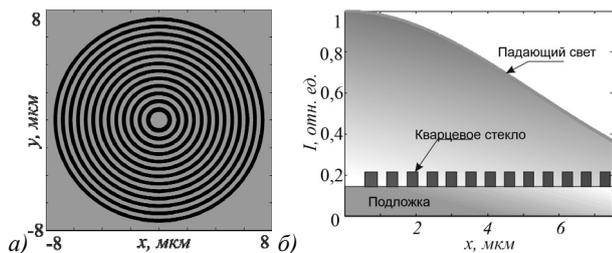


Рис. 1. Шаблон ЗП в поперечной (а) и продольной (б) плоскости и распределение интенсивности падающего излучения (б)

В качестве материала рельефа ЗП выбрано кварцевое стекло (показатель преломления $n = 1,5$), тогда высота рельефа, согласованная с длиной волны $h = \lambda/2/(n-1) \approx \lambda$. Линейно поляризованный Гауссов пучок с длиной волны $\lambda = 532$ нм, радиусом перетяжки $\omega = 8$ мкм и внедренным в него оптическим вихрем с топологическим зарядом m выбран в качестве падающего излучения. Пространственное распределение амплитуды падающего на ЗП излучения с линейной поляризацией рассчитывалось с помощью автор-

ского скрипта в MATLAB, задающего следующее распределение компонент падающего поля:

$$\begin{cases} E_x(r, \vartheta) = \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(im\vartheta); \\ E_y(r, \vartheta) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где (r, θ) – полярные координаты. Радиальное сечение интенсивности падающего поля на фоне сечения бинарного профиля рельефа ЗП представлено на рис. 1б.

При расчетах FDTD-методом использовались следующие параметры сетки: шаги по поперечным и продольной координатам составили 15 нм. Шаг по псевдовремени ct был выбран равным 7 нм в соответствии с условием Куранта. В ходе анализа результатов моделирования производилось усреднение поля по 10 периодам.

Также рассмотрим бинарную СЗП. Для расчета шаблона СЗП функция пропускания выбиралась в виде:

$$T(r, \vartheta) = \text{sign}\left\{\exp\left[im\vartheta + ik\left(\sqrt{f^2 + r^2} - f\right)\right]\right\}, \quad (3)$$

k – волновое число. Бинарный шаблон рассматриваемой СЗП, рассчитанный по формуле (3) для топологического заряда $m = 2$, радиуса СЗП $r = 4$ мкм и фокусного расстояния $f = 0,532$ мкм, представлен на рис. 2. Бинарный шаблон получается путем явного задания функции пропускания (3) в MATLAB: черные области на рис. 2а соответствуют рельефу из кварцевого стекла высотой 532 нм, в серых областях рельеф отсутствует.

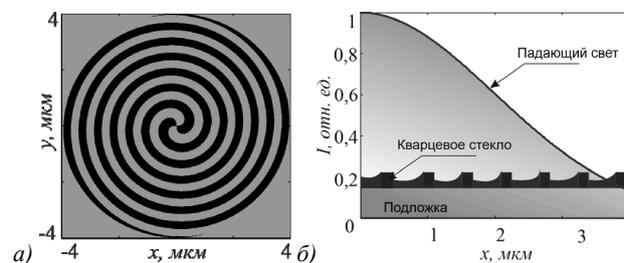


Рис. 2. Шаблон СЗП ($m = 2$) в поперечной (а) и продольной (б) плоскостях

Рассматриваемые СЗП предполагаются быть изготовленными в кварцевом стекле. Гауссов пучок с длиной волны $\lambda = 0,532$ мкм, радиусом перетяжки $\omega = 4$ мкм и линейной поляризацией рассматривался как падающее излучение. Пространственное распределение амплитуды падающего излучения с линейной поляризацией рассчитывалось с помощью авторского скрипта в MATLAB, задающего следующее распределение компонент падающего поля:

$$\begin{cases} E_x(r, \vartheta) = \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right); \\ E_y(r, \vartheta) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Проекция интенсивности падающего поля на фоне сечения бинарного рельефа СЗП представлена на рис. 2б. Параметры сетки были аналогичными, как и для ЗП.

Моделирование

Далее приведены результаты моделирования распределений интенсивности и потока энергии в фокусе для разных топологических зарядов.

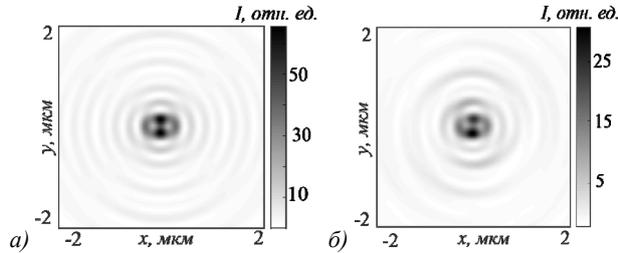


Рис. 3. Распределение интенсивности в плоскости XY на расстоянии теоретического фокуса $f = \lambda$ от рельефа ЗП, освещенной оптическим вихрем (2) (а), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $t = 1$

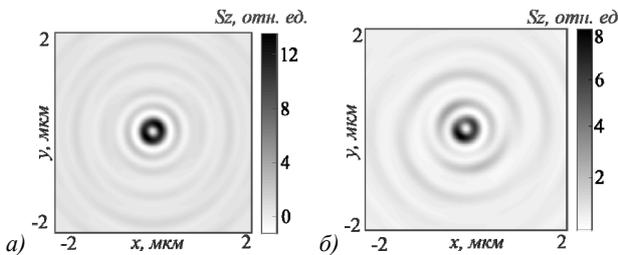


Рис. 4. Распределение продольной компоненты вектора Умова–Поинтинга (потока энергии) в фокусе для ЗП (а), освещенной оптическим вихрем (2), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $t = 1$

На рис. 3 и 4 показаны распределения интенсивности и потока энергии в фокусе ЗП при освещении ее оптическим вихрем (2) с $t = 1$ (рис. 3а, 4а) и СПЗ, освещенной Гауссовым пучком (4) (рис. 3б, 4б). На рис. 3 видно, что по распределению интенсивности оба фокуса практически идентичны, а вот на рис. 4 уже начинают появляться различия. Если осевой поток энергии в фокусе у ЗП (рис. 4а) имеет вид почти симметричного светового кольца, то в фокусе СЗП (рис. 4б) поток энергии имеет вид неоднородного кольца с разрывом. Заметим также, что в центре распределения интенсивности (на оптической оси) в обоих случаях нет нуля интенсивности, а есть локальный минимум. Это происходит из-за ненулевого вклада продольной компоненты электрического поля. Но поток энергии вдоль оптической оси распространяться не будет.

Действительно, интенсивность поля может быть рассчитана по следующей формуле:

$$I = I_x + I_y + I_z, \quad (5)$$

где $I_x = |E_x|^2$, $I_y = |E_y|^2$, $I_z = |E_z|^2$. При этом на оптической оси ненулевой будет только I_z . Продольная ком-

понента вектора Умова–Поинтинга, отвечающая за поток энергии в направлении распространения света, определяется как:

$$S_z = \text{Re}[E_x^* H_y - E_y^* H_x], \quad (6)$$

где H_x и H_y – компоненты вектора напряженности магнитного поля. Из формулы (6) видно, что продольная компонента вектора Умова–Поинтинга определяется поперечными компонентами электромагнитного поля, а соответственно, на оптической оси она будет равна нулю, что согласуется с подробным исследованием поведения потока энергии в остром фокусе [40].

На рис. 5 и 6 показано то же самое, что и на рис. 3 и 4, но только при $t = 2$. Интересно, что отличия на рис. 5 противоположны различиям на рис. 6. Действительно, на рис. 5а в фокусе у ЗП возникают два локальных максимума интенсивности на вертикальной оси, а на рис. 5б в фокусе СЗП кольцо интенсивности, хотя и искажается, но не «разрывается» на два максимума. Для потока энергии, наоборот, осевой поток энергии в фокусе ЗП (рис. 6а) имеет вид кольца, а поток энергии в фокусе для СЗП (рис. 6б) имеет два локальных максимума, лежащих на горизонтальной оси. Вдоль оптической оси световая энергия не распространяется.

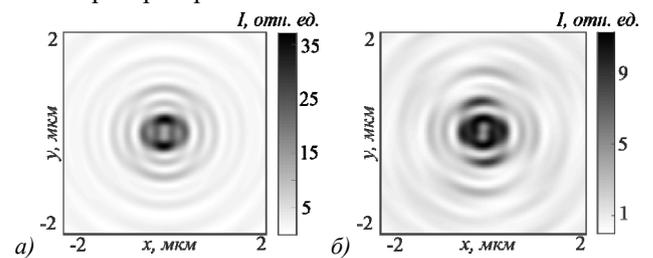


Рис. 5. Распределение интенсивности в плоскости XY на расстоянии теоретического фокуса $f = \lambda$ от рельефа ЗП, освещенной оптическим вихрем (2) (а), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $t = 2$

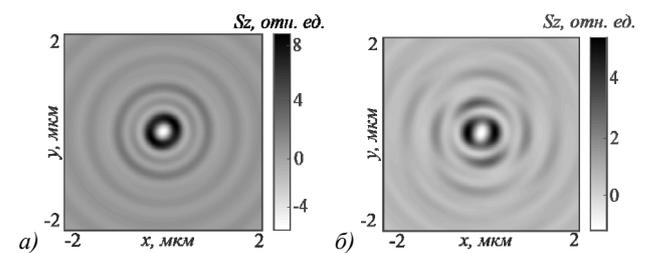


Рис. 6. Распределение продольной компоненты вектора Умова–Поинтинга (потока энергии) в фокусе для ЗП (а), освещенной оптическим вихрем (2), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $t = 2$

На рис. 7 и 8 показано то же самое, что и на рис. 5 и 6, но при $t = 3$. Интересно, что в фокусе СЗП и распределение интенсивности (рис. 7б), и осевой поток энергии (рис. 8б) имеют по три локальных максимума, расположенных в углах правильного треугольника. Хотя интенсивность в фокусе ЗП (рис. 7а) имеет только два локальных максимума, а поток энергии в фокусе ЗП (рис. 8а) имеет вид кольца.

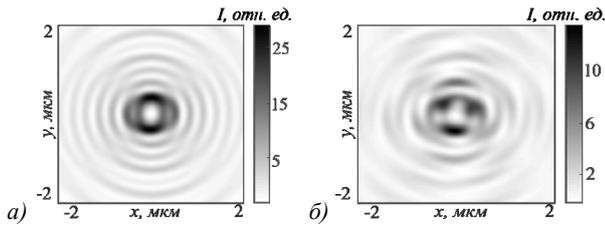


Рис. 7. Распределение интенсивности в плоскости XY на расстоянии теоретического фокуса $f = \lambda$ от рельефа ЗП, освещенной оптическим вихрем (2) (а), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $m = 3$

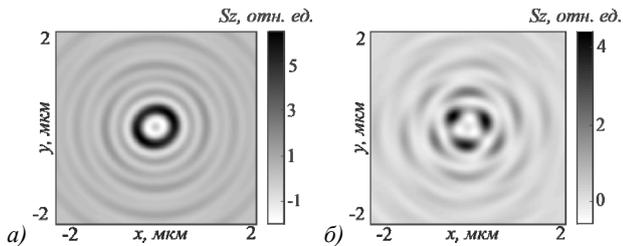


Рис. 8. Распределение продольной компоненты вектора Умова–Пойнтинга (потока энергии) в фокусе для ЗП (а), освещенной оптическим вихрем (2), и СЗП (б), освещенной Гауссовым пучком (4), при $m = 3$

Обсуждение результатов

Из рассмотренных рис. 3–8 можно сделать некоторые выводы. Поток энергии в фокусе для высокоапертурной ЗП, освещенной оптическим вихрем с линейной поляризацией и топологическим зарядом $m = 1, 2, 3$, имеет вид кольца (рис. 4а, 6а, 8а). Так и должно быть в идеале, то есть при острой фокусировке идеальной сферической линзой оптического вихря с линейной поляризацией [41]. Распределение интенсивности в фокусе высокоапертурной ЗП, освещен-

ной оптическим вихрем с линейной поляризацией и топологическим зарядом $m = 1, 2, 3$, имеет вид двух локальных максимумов, лежащих на вертикальной оси (направление начальной поляризации вдоль горизонтальной оси). Это видно из рис. 3а, 5а и 7а. Так и должно быть при идеальной острой фокусировке Гауссова пучка с любым оптическим вихрем [42]. Увеличение топологического заряда только приводит к увеличению расстояния между двумя вертикальными максимумами интенсивности. Таким образом, бинарная ЗП при фокусировке «ведет себя» почти как идеальная сферическая линза.

По-другому «ведет себя» СЗП разных порядков $m = 1, 2$ и 3 при фокусировке Гауссова пучка с линейной поляризацией. Из-за многолучевой структуры СЗП вблизи центра (при $m = 2$ из центра СЗП выходят два «рукава» (рис. 2а), при $m = 3$ из центра СЗП выходят три «рукава») поток энергии в остром фокусе (вблизи поверхности СЗП) также имеет несколько «лепестков»: при $m = 1$ световое кольцо имеет один разрыв (рис. 4б), при $m = 2$ кольцо потока энергии имеет два разрыва или два максимума (рис. 6б), при $m = 3$ кольцо потока энергии имеет три разрыва или три лепестка (рис. 8б). Под разрывом понимается отсутствие однородного (равномерного) распределения интенсивности в кольце, т.е. наличие явно выраженных пиков. В фокусе СЗП распределение интенсивности начиная с $m = 3$ (рис. 7б) также приобретает многолепестковую структуру.

Но многолепестковая структура интенсивности и потока энергии, например, при $m = 3$, показанная на рис. 7б и 8б, не сохраняется и при определенном расстоянии от СЗП пропадает.

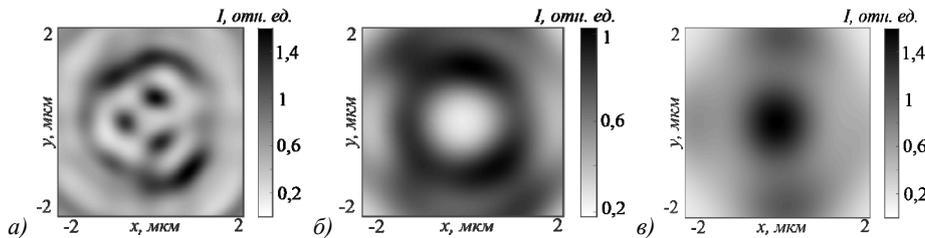


Рис. 9. Распределение интенсивности в плоскости XY на расстоянии 5 мкм (а), 15 мкм (б) и 23 мкм (в) от СЗП при $m = 3$. Распределения продольной компоненты вектора потока энергии почти совпадают с распределениями интенсивности на этих расстояниях

На рис. 9 показаны распределения интенсивности в поперечной плоскости и вблизи оптической оси на разных расстояниях от СЗП ($m = 3$) при освещении ее Гауссовым пучком с линейной поляризацией. Видно, что на расстоянии от фокуса ($z = 0,5$ мкм) до расстояния $z = 5$ мкм трехлепестковая картина интенсивности сохраняется (рис. 9а). Причем из сравнения интенсивности в фокусе на рис. 7б (или потока на рис. 8б) и интенсивности на расстоянии $z = 5$ мкм (рис. 9а) видно, что картина интенсивности вращается. При дальнейшем распространении света от СЗП вклад в световое поле будут давать уже не центральные «рукава», а периодические кольца СЗП

(рис. 2а), которые, как и спиральный аксикон [43–45], должны формировать кольцо при любом номере m . На рис. 9б такое кольцо интенсивности формируется на расстоянии $z = 15$ мкм. Поскольку некоторая часть Гауссова пучка прошла за пределами апертуры СЗП, то, преломляясь на краях СЗП, Гауссов пучок сформировал фокус (световое пятно) на расстоянии $z = 23$ мкм (рис. 9в). Заметим, что распределения интенсивности на рис. 9 почти не отличаются от распределения осевого потока энергии на этих расстояниях. Это подтверждает известное тождество между интенсивностью и потоком энергии для параксиальных световых полей [46].

На рис. 10 показаны распределения фазы для компонент электромагнитного поля E_x , E_y и E_z . Из рисун-

ка видно, что, несмотря на пройденное расстояние, пучок все еще содержит вихревую составляющую.

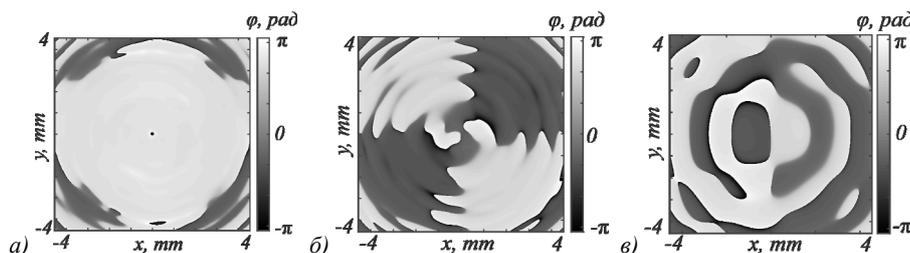


Рис. 10. Распределение фазы в проекциях E_x (а), E_y (б) и E_z (в) в плоскости XY на расстоянии 23 мкм от СЗП при $m = 3$

Заключение

В данной работе с помощью FDTD метода, реализованного в программном пакете FullWAVE, изучен процесс формирования и фокусировки оптических вихрей фазовыми бинарными ЗП и СЗП. В ходе исследования сравнивались поля, формируемые ЗП, освещаемой оптическим вихрем с Гауссовым распределением интенсивности, и СЗП, освещаемой обычным Гауссовым пучком без фазовых сингулярностей. Длина волны падающего излучения соответствовала зеленому лазеру и была равна 0,532 мкм. В работе рассматривались топологические заряды $m = 1, 2$, и 3. Было показано, что при острой фокусировке Гауссова пучка с линейной поляризацией и внедренным оптическим вихрем бинарная ЗП «ведет себя» почти как идеальная сферическая линза, в то время как при фокусировке Гауссова пучка из-за многолучевой структуры СЗП вблизи центра поток энергии в остром фокусе имеет несколько «лепестков», количество которых совпадает с топологическим зарядом СЗП, а на определенном расстоянии от фокуса лепестковая структура интенсивности (и потока энергии) сменяется на кольцевое распределение.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.В. Котляру за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в частях «Моделирование» и «Обсуждение результатов», а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «Постановка задачи».

References

- [1] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photonics* 2009; 1(1): 1-57. DOI: 10.1364/AOP.1.000001.
- [2] Kozlova ES, Stafeev SS, Fomchenkov SA, Podlipnov VV, Kotlyar VV. Transverse intensity at the tight focus of a second-order cylindrical vector beam. *Computer Optics* 2021; 45(2): 165-171. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-835.
- [3] Soskin M, Boriskina S, Chong Y, Dennis M, Desyatnikov A. Singular optics and topological photonics. *J Opt* 2017; 19(1): 010401. DOI: 10.1088/2040-8986/19/1/010401.
- [4] Padgett MJ. Orbital angular momentum 25 years on. *Opt Express* 2017; 25(10): 11265-11274. DOI: 10.1364/OE.25.011265.
- [5] Shen Y, Wang X, Xie Z. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light Sci Appl* 2019; 8: 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [6] Volyar AV, Bretsko MV, Akimova YE, Egorov YA. Shaping and processing the vortex spectra of singular beams with anomalous orbital angular momentum. *Computer Optics* 2019; 43(4): 517-527. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-4-517-527.
- [7] Cheng K, Lu G, Zhong X. The Poynting vector and angular momentum density of Swallowtail-Gauss beams. *Opt Commun* 2017; 396: 517-527.
- [8] Kotlyar VV, Kovalev AA. Orbital angular momentum of an astigmatic Gaussian laser beam. *Computer Optics* 2017; 41(5): 609-616. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-609-616.
- [9] Zhang H, Li X, Ma H, Tang MLH, Cai Y. Centrosymmetric optical vortex. *Appl Sci* 2019; 9: 1429.
- [10] Khonina SN, Savelyev DA, Kazanskiy NL. Vortex phase elements as detectors of polarization state. *Opt Express* 2015; 23(14): 17845-17859. DOI: 10.1364/OE.23.017845.
- [11] Kitamura K, Kitazawa M, Noda S. Generation of optical vortex beam by surface-processed photonic-crystal surface-emitting lasers. *Opt Express* 2019; 27(2): 1045-1050.
- [12] Wang X, Nie Z, Liang Y, Wang J, Li T, Jia B. Recent advances on optical vortex generation. *Nanophotonics* 2018; 7(9): 1533-1556.
- [13] Uren R, Beecher S, Smith CR, Clarkson WA. Method for generating high purity Laguerre-Gaussian vortex modes. *IEEE J Quantum Electron* 2019; 55(5): 1700109.
- [14] Zhou H, Yang J, Gao C, Fu S. High-efficiency, broadband all-dielectric transmission metasurface for optical vortex generation. *Opt Mater Express* 2019; 9: 2699-2707.
- [15] Liu DZ. Propagation of partially coherent vortex beams in atmospheric turbulence by a spatial light modulator. *Laser Phys Lett* 2019; 16: 056003.
- [16] Luo C, Han X. Evolution and Beam spreading of Arbitrary order vortex beam propagating in atmospheric turbulence. *Opt Commun* 2020; 460: 124888.
- [17] Li Y, Yu L, Zhang Y. Influence of anisotropic turbulence on the orbital angular momentum modes of Hermite-Gaussian vortex beam in the ocean. *Opt Express* 2017; 25: 12203-12215.
- [18] Yu J, Huang Y, Greg G, Wang F, Cai Y. Enhanced backscatter of vortex beams in double-pass optical links with atmospheric turbulence. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2019; 228: 1-10.
- [19] Olvera-Santamaria MA, Garcia-Garcia J, Tlapale-Aguilar A, Silva-Barranco J, Rickenstorff-Parrao C, Ostrovsky AS. Cylindrically polarized perfect optical vortex: Generation

- and focusing properties. *Opt Commun* 2020; 467(15): 125693.
- [20] Stafeev SS, Nalimov AG. Longitudinal component of the Poynting vector of a tightly focused optical vortex with circular polarization. *Computer Optics* 2018; 42(2): 190-196. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-190-196.
- [21] Stafeev SS, Kotlyar VV. Tight focusing of a sector-wise azimuthally polarized optical vortex. *Computer Optics* 2017; 41(2): 147-154. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-147-154.
- [22] Khonina SN, Kazanskiy NL, Volotovskiy SG. Influence of vortex transmission phase function on intensity distribution in the focal area of high-aperture focusing system. *Optical Memory and Neural Networks* 2011; 20(1): 23-42. DOI: 10.3103/S1060992X11010024.
- [23] Kanev F, Aksenov V, Veretekhin I. Analyses of optical vortex registration methods. *Proc SPIE* 2020; 11560: 115602B.
- [24] Kotlyar VV, Kovalev AA. Topological charge of optical vortices devoid of radial symmetry. *Computer Optics* 2020; 44(4): 510-518. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-719.
- [25] Karpeev SV, Parandin VD, Khonina SN. Generation of nonuniformly polarised vortex Bessel beams by an interference polarizer. *Quantum Electron* 2018; 48(6): 521-526. DOI: 10.1070/QEL16603.
- [26] Lu YM, Tian ZN, Yang SN, Hua JG, Liu XQ, Zhao Y, Chen QD, Zhang YL, Sun HB. High-efficiency spiral zone plates in sapphire. *IEEE Photon Technol Lett* 2019; 31(12): 979-982.
- [27] Kozlova ES. Modeling of the optical vortex generation using a silver spiral zone plate. *Computer Optics* 2018; 42(6): 977-984. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-977-984.
- [28] Zhang Y, Yang X, Gao J. Orbital angular momentum transformation of optical vortex with aluminum metasurfaces. *Sci Rep* 2019; 9: 9133.
- [29] Rubano A, Cardano F, Piccirillo B, Marrucci L. Q-plate technology: a progress review [Invited]. *J Opt Soc Am B* 2019; 36(5): D70-D87.
- [30] Ji W, Lee C-H, Chen P, Hu W, Ming Y, Zhang L, Lin T-H, Chigrinov V, Lu Y-Q. Meta-q-plate for complex beam shaping. *Sci Rep* 2016; 6(1): 25528.
- [31] Sharma M, Amirkhan F, Mishra SK, Sengupta D, Messaddeq Y, Blanchard F, Ung B. Annular core photonic crystal fiber for transmission of endlessly mono-radial vortex beams. *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF) OSA Technical Digest 2020: SoM3H.7*.
- [32] 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.
- [33] Lavery MPJ, Peuntinger C, Gunthner K, Banzer P, Elser D, Boyd RW, Padgett MJ, Marquardt C, Leuchs G. Free-space propagation of high-dimensional structured optical fields in an urban environment. *Sci Adv* 2017; 3(10): e1700552.
- [34] Zhu Y, Tan H, Zhou N, Chen L, Wang J, Cai X. Compact high-efficiency four-mode vortex beam generator within the telecom C-band. *Opt Lett* 2020; 45(7): 1607-1610.
- [35] Takahaashi F, Miyamoto K, Hidai H, Yamane K, Morita R, Omatsu T. Picosecond optical vortex pulse illumination forms a monocrystalline silicon needle. *Sci Rep* 2016; 6: 21738.
- [36] Backlund MP, Lew MD, Backer AS, Sahl SJ, Grover G, Agrawal A, Piestun R, Moerner WE. The double-helix point spread function enables precise and accurate measurement of 3D single-molecule localization and orientation. *Proc SPIE* 2013; 8590: 85900L.
- [37] Suarez RAB, Ambrosio LA, Neves AAR, Zamboni-Rached M, Gesualdi MRR. Experimental optical trapping with frozen waves. *Optics* 2020; 45(9): 2514-2517.
- [38] Bunea AI, Gluckstad J. Strategies for optical trapping in biological samples: Aiming at microrobotic surgeons. *Laser Photon Rev* 2019; 13(4): 1800227.
- [39] Yu S, Pung F, Liu H, Li X, Yang J, Wang T. Compositing orbital angular momentum beams in Bi4Ge3O12 crystal for magnetic field sensing. *Appl Phys Lett* 2017; 111(9): 091107.
- [40] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Reverse flow of light energy in focus [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2021.
- [41] Kotlyar VV, Kovalev AA, Porfirev AP. Astigmatic transforms of an optical vortex for measurement of its topological charge. *Appl Opt* 2017; 56(14): 4095-4104. DOI: 10.1364/AO.56.004095.
- [42] 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.
- [43] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG, Schulz S, O'Faolain L. Two-petal laser beam near a binary spiral axicon with topological charge 2. *Opt Laser Technol* 2019; 119: 105649. DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.105649.
- [44] Degtyarev SA, Porfirev AP, Khonina SN. Photonic nanohelix generated by a binary spiral axicon. *Appl Opt* 2016; 55(12): B44-B48. DOI: 10.1364/AO.55.000B44.
- [45] Kotlyar VV, Kovalev AA, Skidanov RV, Moiseev OYu, Soifer VA. Diffraction of a finite-radius plane wave and a Gaussian beam by a helical axicon and a spiral phase plate. *J Opt Soc Am A* 2007; 24(7): 1955-1964. DOI: 10.1364/JOSAA.24.001955.
- [46] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Sharp focusing of laser light. CRC Press; 2020. ISBN 9780367364441.

Сведения об авторах

Савельева Александра Александровна, 1996 года рождения, в 2020 году окончила Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и информатика». Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы, FDTD-метод, острая фокусировка света. E-mail: lexis2450@gmail.com.

Козлова Елена Сергеевна, 1989 года рождения. В 2011 году окончила Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и информатика». Кандидат физико-математических наук с 2014 года. Научный сотрудник лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и по совместительству доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы. E-mail: kozlova.elena.s@gmail.com.

ГРНТИ: 29.31.01

Поступила в редакцию 4 июня 2021 г. Окончательный вариант – 5 апреля 2022 г.

Comparison of the shape of focal spots in terms of intensity and energy flux for a high-aperture zone plate and a spiral zone plate

A.A. Savelyeva^{1,2}, E.S. Kozlova^{1,2}

¹ IPSI 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

Using a finite-difference time-domain method, it has been shown that focal spots generated when tightly focusing a linearly polarized Gaussian beam by a Fresnel zone plate (FZP) and when focusing a Gaussian beam with an embedded optical vortex by a spiral zone plate (SZP) have different patterns of the intensity and energy flux. The most significant differences are observed when the value of the topological charge (TC) is equal to three. The energy flux has an annular distribution when the Gaussian beam is focused by the FZP, while the SZP produces a field whose patterns of intensity and energy flux have three local maxima. The number of local maxima corresponds to the order of the SZP. At a certain distance from the focus, the petal structure of the intensity (and energy flux) changes to a ring distribution.

Keywords: two-layered dielectric microcylinder, photonic nanojet, tight focusing, FDTD-method.

Citation: Savelyeva AA, Kozlova ES. Comparison of the shape of focal spots in terms of intensity and energy flux for a high-aperture zone plate and a spiral zone plate. *Computer Optics* 2022; 46(4): 531-536. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-934.

Acknowledgements: The authors are grateful to V.V. Kotlyar for discussing the results of this study. The work was partly funded the Russian Science Foundation grant #18-19-00595 (Sections “Simulation” and “Discussion”), and the RF Ministry of Science and Higher Education within a state contract with the “Crystallography and Photonics” Research Center of the RAS (Section “Formulation of the problem”).

Authors’ information

Alexandra Alexandrovna Savelyeva, (b. 1996) in 2020 graduated from the Samara National Research University named after academician S.P. Korolyov (SSAU) with a degree in Applied Mathematics and Informatics. Research interests: diffractive optics, numerical methods, FDTD method, sharp focusing of light. E-mail: lexis2450@gmail.com.

Elena Sergeevna Kozlova, (b. 1989) received Master’s degree in Applied Mathematics and Informatics in Samara State Aerospace University (2011). She received her PhD in 2014. She is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute – Branch of the Federal Scientific Research Centre “Crystallography and Photonics” of Russian Academy of Sciences and Associate Professor of Computer Science department at Samara National Research University. Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: kozlova.elena.s@gmail.com.

Received June 4, 2021. The final version – April 5, 2022.
