Металинза для детектирования оптических вихрей с дробным топологическим зарядом

А.Г. Налимов^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}, Ю.В. Ханенко^{1,2}, С.Д. Полетаев^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт»,

443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

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

443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В работе рассмотрена металинза для детектирования падающего поля, имеющего изначально дробный топологический заряд в диапазоне от -2 до 0. Металинза построена на базе спиральной зонной пластинки с топологическим зарядом -1,5. Моделирование показало, что изменение топологического заряда у фокусируемого падающего пучка приводит к смещению его фокусного пятна из центра на оптической оси и изменению величины его максимума, что влечет изменение интенсивности на оптической оси в 6,9 раз при изменении топологического заряда падающего пучка в диапазоне от -0,6 до -1,5. На интенсивность в фокусе на оптической оси влияет также поворот пучка с дробным топологическим зарядом. Это дает возможность с помощью рассматриваемой металинзы измерять угол поворота падающего пучка в диапазоне от 0 до 110° .

Ключевые слова: оптический вихрь, дробный топологический заряд, металинза.

<u>Цитирование</u>: Налимов, А.Г. Металинза для детектирования оптических вихрей с дробным топологическим зарядом / А.Г. Налимов, В.В. Котляр, Ю.В. Ханенко, С.Д. Полетаев // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 3. – С. 342-348. – DOI: 10.18287/2412-6179-СО-1435.

<u>Citation</u>: Nalimov AG, Kotlyar VV, Khanenko YV, Poletaev SD. A metalens for detecting fractional-order optical vortices. Computer Optics 2024; 48(3): 342-348. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1435.

Введение

Световые пучки с оптическим вихрем широко используются в различных сферах. Впервые пучки с орбитальным угловым моментом были рассмотрены Алленом в 1992 [1], и с тех пор они используются в таких областях, как оптические линии связи [2–4], нелинейная оптика [5], квантовая обработка информации [6, 7], сверхразрешение в изображающих системах [8], оптическая манипуляция микрообъектами [9–12]. Оптические вихри можно формировать различными способами, такими как спиральные фазовые пластинки [13], q-пластинки [14], компьютерносинтезированные голограммы [15, 16], оптические модуляторы света [17].

Самым многофункциональным и гибким способом создания оптических вихрей являются металинзы [18]. С помощью металинз можно как формировать пучки с различными топологическими зарядами (ТЗ), так и детектировать их. Например, в [19] авторы рассмотрели создание с помощью металинзы оптических вихрей порядков 3 и 5 и оптическую манипуляцию металлическими наночастицами с помощью этих вихрей. В [20] предложена металинза, которая с помощью метода обходной фазы и пространственного разделения может создавать вихри с разными топологическими зарядами, находящиеся в разных фокусных плоскостях. В [21] рассмотрены металинзы, поверхность которых состоит из плоских кремниевых столбиков, которые имеют определенный угол поворота вокруг своей оси в каждой отдельной точке поверхности. С помощью таких металинз можно преобразовывать падающую круговую или линейную поляризацию в отдельные световые пучки с произвольными топологическими зарядами. Авторы рассматривали целочисленные топологические заряды: -3, -2,2, 3. Аналогичным образом создана металинза в [22], что позволяет проектировать металинзы с разными топологическими зарядами, фокусным расстояниями и расположением фокусных пятен в пространстве. В работе исследовались пучки с топологическим зарядом до 4. А в [23] авторы предложили способ детектирования топологического заряда в падающем пучке за счет комбинированной металинзы. В работе показана возможность детектирования оптических вихрей с топологическими зарядами -1 и -2. Детектированию топологических зарядов также посвящены работы [24-26]. Из упомянутых работ видно, что с помощью металинз обычно формируют целочисленные топологические заряды. Детектирование топологических зарядов также осуществляют при условии, что топологический заряд пучка является целочисленной величиной. Дробный топологический заряд в пучках при распространении быстро превращается в целочисленный, как было показано в [27]. Однако при этом в фокусной плоскости изменяется распределение интенсивности, в месте расположения скачка фазы интенсивность падает до минимальных значений. В данной работе показано, как с помощью металинзы можно детектировать изначально дробный топологический заряд в падающем пучке. Моделирование в работе показало возможность определения дробного топологического заряда в диапазоне от -0,6 до -1,5. Кроме того, показано, что с помощью рассмотренной металинзы можно определять и поворот всего пучка, так как дробный топологический заряд лишает его радиальной симметрии.

Расчёт металинзы

На рис. 1 показан рельеф металинзы. Металинза рассчитана для рельефа в аморфном кремнии (показатель преломления $n_1 = 4,352 + 0,486i$), размер 8×8 мкм, 364×364 отсчётов, ширина канавки и ступенек одинаковые и равны 0,11 мкм, высота рельефа – 140 нм. Металинза выполнена на подложке из стекла (показатель преломления $n_2 = 1,5$) достаточно большой толщины, превышающей область расчетов.



Рис. 1. Рельеф металинзы (а), используемая для построения металинзы спираль (б) порядка – 1,5

Металинза построена из участков субволновых дифракционных решеток, чередующихся в направлении по радиусу и к центру (это создает цилиндрический векторный пучок второго порядка из падающей линейной поляризации), для фокусировки света используется спиральная зонная пластинка с ТЗ n = -1,5 и фокусным расстоянием $f = \lambda = 0,633$ мкм. С учетом того, что падающий пучок будет иметь круговую поляризацию, это позволит фокусировать в круглое фо

кусное пятно падающее поле с ТЗ n=-0,5. Из рис. 1 видно, что разрыв фазы из-за дробного ТЗ у ЗП находится на линии Y=0, X>0, что означает, что у падающего пучка для фокусировки в круглое фокусное пятно разрыв дробной фазы должен находиться в том же месте. Ниже представлено моделирование с помощью FDTD метода с параметрами: длина волны падающего света $\lambda=0,633$ мкм, область моделирования $10 \times 10 \times 2$ мкм, разбиение $\lambda/30$ по всем трем координатам. Источник излучения находился в подложке, то есть толщина подложки не учитывалась в расчетах. Расстояние между источником излучения и плоскостью подложки, на которую нанесен микрорельеф, равно D=0,1 мкм.

На рис. 2 показан падающий плоский пучок и полученная с помощью FDTD метода интенсивность света в фокусе металинзы. Падающий пучок имеет левую круговую поляризацию и описывается формулой:

$$E(\theta, \varphi) = A(\theta) \exp(in\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix},$$
(1)

где n = -0,5 - T3, амплитуда равна $A(\theta) = 1$ в области, ограниченной апертурой радиусом 4 мкм.

Металинза представляет собой матрицу

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

преобразования вектора поляризации на угол φ , умноженной на пропускание спиральной пластинки $e^{in\varphi}$ с порядком n=-1,5 и функцию пропускания сферической линзы $\exp(-ikr^2/(2f))$. Тогда при освещении её светом с левой круговой поляризацией и вихрем с ТЗ n=-0,5 на выходе получим сходящееся в световое пятно вихревое поле с правой круговой поляризацией и топологическим зарядом n=-1 [22]:

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

Из рис. 2 видно, что при фокусировке поля с расчётным дробным ТЗ получается почти круглое фокусное пятно, причем основной вклад в него происходит за счет E_z компоненты поля. Его ширина по полуспаду интенсивности вдоль осей X и Y равна FWHM_x = 0,404 λ , FWHM_y = 0,438 λ .

Компоненты электрического поля согласно [28] для правой круговой поляризации могут быть записаны в виде:

$$E_{x} = i^{n-1}e^{in\varphi} \left(I_{0,n} + e^{2i\varphi} I_{2,n+2} \right),$$

$$E_{y} = i^{n}e^{in\varphi} \left(I_{0,n} - e^{2i\varphi} I_{2,n+2} \right),$$

$$E_{z} = -\sqrt{2}i^{n}e^{i(n+1)\varphi} I_{1,n+1}.$$
(3)





Рис. 2. (а) Фаза падающего поля, имеющего правую круговую поляризацию и фазовый вихрь с T3, равным $\varphi = -0.5$; (б) распределение интенсивности в фокусе металинзы (негатив) на фокусном расстоянии f = 633 нм от верхнего края рельефа и интенсивность отдельных компонент $|E_x|^2$ (6), $|E_y|^2$ (2), $|E_z|^2$ (d)

В уравнениях (3) *I*_{v,µ} выражается через следующий интеграл, где *J*_μ(ξ) – функция Бесселя μ-го порядка:

$$I_{\nu,\mu} = \frac{4\pi f}{\lambda} \int_{0}^{\theta_{0}} \sin^{\nu+1} \left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^{3-\nu} \left(\frac{\theta}{2}\right) \times \\ \times \cos^{1/2} \left(\theta\right) A(\theta) e^{ikz \cos\theta} J_{\mu}(\xi) d\theta,$$
(4)

аргумент функции Бесселя $\xi = kr \sin(\theta)$, максимальный угол интегрирования θ_0 определяется числовой апертурой апланатической системы: $NA = \sin(\theta_0)$. Из (4) следует: для того, чтобы на оптической оси был максимум интенсивности, основной вклад в фокусное пятно должна вносить функция Бесселя нулевого порядка, что в компоненте E_z возможно при T3 вихря *n*=-1. Рис. 2 это подтверждает.

Моделирование

Известно, что дробный ТЗ не может долго существовать в пространстве [28]. Скачок фазы «сглаживается», с расстоянием он становится плавный, и итоговый ТЗ перестает быть дробным. При этом дробная часть ТЗ или отбрасывается, или к ней прибавляется недостающая часть до большего целого ТЗ. В данном случае ТЗ падающего поля во время распространения до металинзы составляет от 0 до 1 в зависимости от радиуса от оптической оси, на котором осуществляется его оценка, то есть он представляет собой целое число. Однако при этом в поле сохраняется неравномерность интенсивности и фазы по кругу. На рис. 3 показана интенсивность $|\mathbf{E}|^2$ и фаза компоненты E_x в подложке до металинзы: на расстоянии Z=0,1 мкм от начального поля, на расстоянии Z=1 мкм и Z=2 мкм.



Рис. 3. Интенсивность $|E|^2$ (левый столбец) и фаза E_x (правый столбец) на расстоянии Z = 0,1 мкм (а), 1 мкм (б) и 2 мкм (в)

Скачок фазы при Z=2 мкм в теневой области *Y*=0, *X*>0 составляет от 0,98π до 1,05π. На рис. 4 показана интенсивность в относительных единицах в центре фокусного пятна при разных расстояниях между источником излучения и металинзой: для D = 0,3 мкм и D = 1,9 мкм. В плоскости источника начального поля фаза имеет скачок из-за наличия дробной части в ТЗ, но с удалением от источника на металинзу приходит свет со все более неравномерным распределением интенсивности.

Из рис. 4 видно, что, несмотря на искажение интенсивности падающего пучка, фокусное пятно почти не изменяется – максимальная разность между значениями интенсивности по полю не превышает 0,15 отн.ед.

Выше было написано, что расположение скачка фазы дробного ТЗ должно совпадать с аналогичным расположением на фокусирующей спирали в металинзе. На рис. 4 скачок находился в области Y=0, X>0. На рис. 5 показана зависимость интенсивности в фокусной плоскости на оптической оси от поворота начального поля. При этом расстояние между источником и рельефом металинзы равно D=0,1 мкм.



Рис. 4. Интенсивность в фокусной плоскости (негатив) при расстоянии между источником и металинзой D = 0,3 мкм (a), D = 1,9 мкм (б), и разность между этими интенсивностями в тех же относительных величинах (в)



Рис. 5. Схема поворота (а), зависимость интенсивности (негатив) в центре фокусной плоскости (в одной точке на оптической оси, непрерывная линия) и глобального максимума интенсивности в фокусной плоскости независимо от его координаты (прерывистая линия) от угла поворота α начального поля с T3 n = -0,5 (б), интенсивность света в фокусной плоскости при угле поворота падающего пучка α = 0° (в) и α = 60° (г)

При изменении угла α скачки фазы в падающем пучке и металинзе перестают совпадать, из-за чего изменяется фокусировка света. Это приводит к тому, что с увеличением α максимум интенсивности вначале становится меньше, а затем сдвигается относительно оптической оси. Это приводит к падению интенсивности света в центре фокальной плоскости. При этом после $\alpha > 110^{\circ}$ максимум снова начинает расти, однако это происходит уже не на оптической оси. То есть, наблюдая за интенсивностью на оптиче ской оси, можно оценить поворот падающего пучка с дробным ТЗ.

На рис. 6 показана зависимость интенсивности в фокальной плоскости на оптической оси от дробного топологического заряда падающего излучения (D=0,1 мкм).

Из рис. 6 видно, что интенсивность сфокусированного света падает при изменении ТЗ пучка от расчетного. Если принять ТЗ n=-1, интенсивность на оптической оси падает в 1,58 раза, а при изменении ТЗ на единицу (n=-1,5) – в 6,9 раз. При этом видно, что максимальная интенсивность на оптической оси достигается при *n* падающего пучка, равном –0,6, а не –0,5, что говорит о некотором смещении центра фокусного пятна с оптической оси из-за асимметрии металинзы. А максимальная интенсивность в фокусе независимо от координат достигается при n=-0,7. При увеличении ТЗ фокусное пятно смещается немного вверх на изображении, в сторону с координатами Y>0, затем его интенсивность уменьшается, а фокусное пятно распадается на отдельные максимумы меньшей величины. Если же подать на металинзу пучок с различными топологическими зарядами, но повернутый и не совпадающий по углу α с металинзой, то интенсивность на оптической оси также не достигнет максимума (рис. 7).



Рис. 6. Зависимость интенсивности (негатив) в фокусной плоскости (в центре и максимальная интенсивность независимо от координат) от Т3 падающего пучка. Шаг изменения Т3 при моделировании был 0,1



Puc. 7. Зависимость интенсивности на оптической оси при Т3 от 0 до – 2 и углах α = 0° и 180°

То есть видно, что с помощью данной металинзы можно оценивать дробный топологический заряд падающего пучка в диапазоне -0.6 < n < -1.5, погрешность такого метода определения ТЗ составляет 0,1. При этом угол поворота фазовой ступеньки в падающем поле должен быть равен таковому углу у металинзы, поскольку поворот падающего пучка влияет на определение ТЗ.

На рис. 8 представлена зависимость ТЗ пучка на выходе от ТЗ пучка на входе в металинзу. ТЗ измерялся на расстоянии 0,5 мкм от центра пучка.



Рис. 8. Зависимость ТЗ пучка после металинзы от ТЗ падающего поля

Видно, что ТЗ падающего поля влияет на ТЗ выходного пучка, однако в большей части диапазона от 0 до – 2 он равен –1: при начальных значениях от 0,3 до 1,8. При этом поворот падающего поля не влияет на ТЗ. Моделирование показало, что при падающем поле с ТЗ n=-0,5 независимо от поворота угла α (параметры моделирования, как для графика на рис. 5 δ) на выходе топологический заряд был равен –1. Это согласуется с (3) и рис. 2δ - ∂ , откуда видно, что в формировании фокусного пятна основной вклад дает E_z компонента поля. При n=-1 в ней участвует функция Бесселя 0-го порядка.

Заключение

В работе проведено моделирование фокусировки света с помощью металинзы, в основе которой для фокусирования света использовалась спираль с порядком -1,5. Такая металинза на выходе формирует поле с дробным топологическим зарядом, который при распространении в пространстве становится целым и равным 0 или –1. С помощью такой металинзы можно детектировать дробный топологический заряд в падающем пучке. Поле с дробным ТЗ не является стабильной пространственной модой, на месте скачка фазы образуется провал интенсивности, что видно на рис. 2. Однако это не мешает работе металинзы. В работе показано, что с помощью рассматриваемой металинзы можно детектировать дробный ТЗ в падающем поле в диапазоне $-0,6 \le n \le -1,5$. При этом в центре фокусной плоскости на оптической оси в зависимости от ТЗ падающего пучка изменяется интенсивность. Моделирование показало, что изменение ТЗ падающего поля с шагом 0,1 приводит к изменению интенсивности на оптической оси в 6,9 раза – от 1,46 до 0,21 в относительных единицах (рис. 6а). При этом расположение в пространстве скачка фазы (темной полосы на изображениях интенсивности на рис. 3) должно совпадать со скачком фазы, записанным в структуре металинзы, что проиллюстрировано на рис. 1. При повороте падающего пучка с изначально дробным топологическим зарядом, несмотря на то, что при распространении в пространстве до плоскости металинзы он становится целым, по интенсивности в фокусной плоскости на оптической оси можно оценивать этот поворот (рис. 6а). Такое поведение нехарактерно для металинз, рассчитанных для детектирования пучков с целочисленным ТЗ [23]. При повороте пучка с дробным ТЗ максимум интенсивности смещается с оптической оси, что приводит к её изменению, если регистрировать интенсивность в одной точке на оптической оси. Моделирование показало, что поворот пучка от 0 до 110° приводит к падению интенсивности на оптической оси в 3,1 раза – от 1,43 до 0,46 в относительных единицах (рис. 56), что позволяет измерять поворот пучка α с точностью до 10° - при таком повороте пучка интенсивность на оптической оси изменяется приблизительно на 28 %.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-12-00236) в частях «Расчет металинзы», «Моделирование», а также в рамках выполнения работ по Государственному заданию НИЦ «Курчатовский институт» в частях «Введение», «Заключение».

References

[1] Allen L, Beijersbergen MW, Spreeuw RJC, Woerdman JP. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. Phys Rev A 1992; 45(11): 8185-8189. DOI: 10.1103/PhysRevA.45.8185.

- Yao AM, Padgett MJ. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications. Adv Opt Photonics 2011; 3(2): 161. DOI: 10.1364/AOP.3.000161.
- [3] Willner AE, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ahmed N, Xie G, Bao C, Li L, Cao Y, Zhao Z, Wang J, Lavery MPJ, Tur M, Ramachandran S, Molisch AF, Ashrafi N, Ashrafi S. Optical communications using orbital angular momentum beams. Adv Opt Photonicsm 2015; 7(1): 66-106. DOI: 10.1364/AOP.7.000066.
- [4] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y, Tur M, Kristensen P, Huang H, Willner AE, Ramachandran S. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers. Science 2013; 340(6140): 1545-1548. DOI: 10.1126/science.1237861.
- [5] Ding D-S, Zhou Z-Y, Shi B-S, Zou X-B, Guo G-C. Linear up-conversion of orbital angular momentum. Opt Lett 2012; 37(15): 3270-3272. DOI: 10.1364/OL.37.003270.
- [6] Vaziri A, Weihs G, Zeilinger A. Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication. Phys Rev Lett 2002; 89(24): 240401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.240401.
- [7] Zou XB, Mathis W. Scheme for optical implementation of orbital angular momentum beam splitter of a light beam and its application in quantum information processing. Phys Rev A 2005; 71(4): 042324. DOI: 10.1103/PhysRevA.71.042324.
- [8] Tamburini F, Anzolin G, Umbriaco G, Bianchini A, Barbieri C. Overcoming the Rayleigh criterion limit with optical vortices. Phys Rev Lett 2006; 97(16): 163903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.163903.
- [9] MacDonald MP, Paterson L, Volke-Sepulveda K, Arlt J, Sibbett W, Dholakia K. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures. Science 2002; 296(5570): 1101-1103. DOI: 10.1126/science.1069571.
- [10] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist. Nat Photonics 2011; 5(6): 343-348. DOI: 10.1038/nphoton.2011.81.
- [11] Molina-Terriza G, Torres JP, Torner L. Twisted photons. Nat Phys 2007; 3(5): 305-310. DOI: 10.1038/nphys607.
- [12] Molloy JE, Padgett MJ. Lights, action: optical tweezers. Contemp Phys 2002; 43(4): 241-258. DOI: 10.1080/0010751011011605.
- [13] Beijersbergen MW, Coerwinkel RPC, Kristensen M, Woerdman JP. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate. Opt Commun 1994; 112(5-6): 321. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90638-6.
- [14] Karimi E, Piccirillo B, Nagali E, Marrucci L, Santamato E. Efficient generation and sorting of orbital angular momentum eigenmodes of light by thermally tuned q-plates. Appl Phys Lett 2009; 94(23): 231124. DOI: 10.1063/1.3154549.
- [15] Heckenberg NR, McDuff R, Smith CP, White AG. Generation of optical phase singularities by computergenerated holograms. Opt Lett 1992; 17(3): 221-223. DOI: 10.1364/OL.17.000221.
- [16] Liu X, Huang S, Xie W, Pei Z. Topological charge parallel measurement method for optical vortices based on computer-generated holography. J Opt Technol 2022; 89(2): 94-100. DOI: 10.1364/JOT.89.000094.
- [17] Li R, Ren Y, Liu T, Wang C, Liu Z, Zhao J, Sun R, Wang Z. Generating large topological charge Laguerre–Gaussian beam based on 4K phase-only spatial light modulator. Chin Opt Lett 2022; 20: 120501. DOI: 10.3788/COL202220.120501.

- [18] Lv S, Bai Y, Luo W, Meng F, Wang R. Design of a vortex metalens with high focusing efficiency using propagation phase. Appl Opt 2022; 61(21): 6311-6315. DOI: 10.1364/AO.464090.
- [19] Shen Z, Xiang Z, Wang Z, Shen Y, Zhang B. Optical spanner for nanoparticle rotation with focused optical vortex generated through a Pancharatnam–Berry phase metalens. Appl Opt 2021; 60(16): 4820-4826. DOI: 10.1364/AO.425892.
- [20] Cao G, Lin H, Jia B, Yuan X, Somekh M, Wei S. Design of a dynamic multi-topological charge graphene orbital angular momentum metalens. Opt Express 2023; 31(2): 2102-2111. DOI: 10.1364/OE.480946.
- [21] Zhu J, Wenjing S, Dong Z. Directionally duplexed alldielectric metalens for multifunctional structured light generation. Opt Lett 2023; 48(15): 4013-4016. DOI: 10.1364/OL.495014.
- [22] Hao Q, Wang W, Hu Y, Zhang S, Zhang S, Zhang Y. Independent and intensity-adjustable dual-focused vortex beams via a helicity-multiplexing metalens. Opt Mater Express 2022; 12(10): 3872-3881. DOI: 10.1364/OME.465726.
- [23] Nalimov AG, Kotlyar VV. Multifocal metalens for detecting several topological charges at different wavelengths. Computer Optics 2023; 47(2): 201-207. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1170.

- [24] Guo Y, Zhang S, Luo X. Spin-decoupled metasurface for simultaneous detection of spin and orbital angular momenta via momentum transformation. Light Sci Appl 2021; 10: 63. DOI: 10.1038/s41377-021-00497-7.
- [25] Jin Z, Janoschka D, Deng J, Ge L, Dreher P, Frank B, Hu G, Ni J, Yang Y, Li J, Yu G, Lei D, Li G, Xiao S, Mei S, Giessen H, zu Heringdorf FM, Qiu C-W. Phyllotaxisinspired nanosieves with multiplexed orbital angular momentum. eLight 2021; 1: 5. DOI: 10.1186/s43593-021-00005-9.
- [26] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG, O'Faolain L, Kotlyar MV. A dual-functionality metalens to shape a circularly polarized optical vortex or a second-order cylindrical vector beam. Photonics Nanostruct 2021; 43: 100898. DOI: 10.1016/j.photonics.2021.100898.
- [27] Nalimov AG, Kotlyar VV. Topological charge of optical vortices in the far field with an initial fractional charge: optical "dipoles". Computer Optics 2022; 46(2): 189-195. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1073.
- [28] Kotlyar VV, Kovalev AA, Telegin AM. Angular and orbital angular momenta in the tight focus of a circularly polarized optical vortex. Photonics 2023; 10(2): 160. DOI: 10.3390/photonics10020160.

Сведения об авторах

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 Институте систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт» – в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 200 работ и 3 патентов. Е-mail: <u>anton@ipsiras.ru</u>

Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений в Институте систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт» и по совместительству профессор кафедры технической кибернетики Самарского университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 560 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств. Е-mail: <u>kotlyar@ipsiras.ru</u>

Ханенко Юрий Владимирович, 1999 года рождения, окончил Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва в 2021 году по специальности «Конструирование и технология электронных средств». Работает в Самарском университете в научно-исследовательской лаборатории автоматизированных систем научных исследований в должности старшего лаборанта, в Институте систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт» – в должности инженера. Е-mail: <u>khanenko.yuv@ssau.ru</u>

Полетаев Сергей Дмитриевич, 1985 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ) по специальности «Проектирование и технология радиоэлектронных средств», работает научным сотрудником в Институте систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт». Область научных интересов: технология создания дифракционных оптических элементов. Е-mail: <u>poletaevda@cfuv.ru</u>

> ГРНТИ: 29.31.15 Поступила в редакцию 6 окября 2023 г. Окончательный вариант – 24 ноября 2023 г.

A metalens for detecting fractional-order optical vortices

A.G. Nalimov^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2} Y.V. Khanenko^{1,2}, S.D. Poletaev^{1,2} ¹Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute", 443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151; ²Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

In this work, a metalens for detecting an incident field with a fractional topological charge ranging from -2 to 0 is proposed. The metalens is based on a spiral zone plate with a topological charge of 1.5. A change in the topological charge of the incident beam is numerically shown to lead to an off-axis shift of the focal spot from the center, with the intensity maximum value also changing. This results in a 6.9-fold change in the on-axis intensity while the topological charge of the incident beam changes from -0.6 to -1.5. The on-axis intensity at the focus is also shown to be affected by the rotation of the fractional vortex beam. This makes it possible to use the proposed metalens for measuring the angle of rotation of the incident beam in the range from 0 to 110° .

Keywords: topological charge, fractional optical vortex, multifocal metalens.

<u>Citation</u>: Nalimov AG, Kotlyar VV, Khanenko YV, Poletaev SD. A metalens for detecting fractional-order optical vortices. Computer Optics 2024; 48(3): 342-348. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1435.

<u>Acknowledgements</u>: The work was partly funded by the Russian Science Foundation under grant #23-12-00236 (Sections "Design of a metalens" and "Numerical simulation") and the RF Ministry of Science and Higher Education within a state contract of the FRC "Crystallography and Photonics" RAS (Sections "Introduction" and "Conclusion").

Authors' information

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 "Mathematical modeling and program complexes", finished it in 2006 with speciality 01.04.05 "Optics". A.G. Nalimov works on Technical Cybernetics department in Samara National Research University as an associate professor, works as a scientist in the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute", Samara, Russia. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 200 papers and 3 inventions. E-mail: <u>anton@ipsiras.ru</u>

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute" 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 560 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: *kotlyar@ipsiras.ru*

Yuriy Vladimirovich Khanenko (b. 1999), graduated from Samara National Research University (short – Samara University) in 2021, majoring in Design and Technology of Radioelectronic Equipment. Currently works in Samara National Research University as a laboratory assistant, works as an engineer in the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute", Samara, Russia. E-mail: <u>khanenko.yuv@ssau.ru</u>

Sergey Dmitriyevich Poletayev, (b.1985) graduated from S. P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University) (SSAU) in the specialty «Design and Technology of Radioelectronic Facilities». He is a researcher at Samara National Research University, a researcher at the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute". Area of research interests: development of technology of diffractive optical elements. E-mail: <u>poletaevda@cfuv.ru</u>

Received October 6, 2023. The final version – November 24, 2023.