

Исследование прохождения вращающихся пучков через периодические структуры

О.Э. Камешков^{а,б}, Б.О. Володкин^в, Б.А. Князев^{а,б}, Н.Д. Осинцева^{а,г}, В.С. Павельев^{в,д},
В.С. Черкасский^б, Ю.Ю. Чопорова^{а,б}

^а Институт ядерной физики СО РАН, 630090, пр. Лаврентьева, 11, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный университет, 630090, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, Россия

^в Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Московское шоссе, 34, Самара, Россия

^г Новосибирский государственный технический университет, 630073, пр. К.Маркса, 20, Новосибирск, Россия

^д Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника", 443001, ул. Молодогвардейская, 151, Самара, Россия

Аннотация

Впервые исследовано прохождение пучков с орбитальным угловым моментом через периодические структуры. Эксперименты выполнены с использованием терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах. Показано экспериментально и с помощью численного моделирования, что в данном случае самоизображений решетки не наблюдается, но на определенных расстояниях от нее, коррелирующих с «талботовскими расстояниями», наблюдаются периодические структуры с необычными амплитудными и фазовыми распределениями, которые могут быть использованы в различных оптических схемах.

Ключевые слова: эффект Тальбота; вращающиеся бесселевы пучки; терагерцовый диапазон; лазер на свободных электронах

1. Введение

Эффект Тальбота, самовоспроизведение изображения периодических решеток, известен 180 лет, но до сих пор является одним из наиболее исследуемых и используемых на практике явлений. Освоение нового спектрального диапазона каждый раз сопровождалось изучением эффекта Тальбота в этом диапазоне и появлением новых эффектных его применений. Достаточно вспомнить, что его использование в рентгеновском диапазоне, коренным образом улучшило получение изображений биологических объектов, позволив, например, реализовать схемы с использованием оптической фильтрации. Несколько лет назад после появления мощного когерентного источника терагерцового излучения, Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ) [1, 2], был продемонстрирован классический эффект Тальбота в терагерцовом диапазоне [3], а недавно с помощью этого лазера были впервые сформированы терагерцовые бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [4]. В данной работе впервые исследовано прохождение пучков с ОУМ через периодические структуры. Показано экспериментально и с помощью численного моделирования, что в данном случае самоизображений решетки не наблюдается, но на определенных расстояниях от нее, коррелирующих с «талботовскими расстояниями», наблюдаются периодические структуры с необычными амплитудными и фазовыми распределениями, которые также могут быть использованы в различных оптических схемах.

2. Классический эффект Тальбота в терагерцовом диапазоне

В терагерцовой области электромагнитного спектра эффект Тальбота до сих пор практически не исследован. Если обратиться к Web of Science, то можно найти только три публикации [3, 5, 6] на запрос по ключевым словам "Talbot effect" и "terahertz radiation", одна из которых наша. Имеется несколько причин, по которым исследование этого эффекта в терагерцовом диапазоне представляет интерес. Во-первых, к теме прохождения видимого и ИК излучения через решетки микроотверстий возник новый всплеск интереса после открытия явления аномально большого пропускания в таких структурах [7]. В терагерцовом диапазоне комплексная диэлектрическая проницаемость металлов в ТГц диапазоне отличается от их свойств в видимом диапазоне, а большая длина волны позволяет использовать структуры макроскопических размеров. Во-вторых, исследования прохождения через периодические структуры пучков с орбитальным угловым моментом находятся на самой начальной стадии, поэтому такие исследования представляют фундаментальный интерес. Нам известно лишь несколько таких работ [8, 9], в которых элемент, закручивающий пучок, находился непосредственно в каждом отверстии, а исследований прохождения закрученных пучков, падающих на обычную решетку, насколько нам известно, до сих пор не выполнялось.

Для исследования прохождения пучков через периодические структуры мы использовали медную решетку толщиной 200 мкм с периодом 4 мм и диаметром отверстий 1 мм (условное название D1P4). Фотография решетки приведена на рис. 1(а). Сначала были проведены исследования распределения интенсивности как функции расстояния прошедшей сквозь решетку плоской линейно поляризованной волны, а затем – волн с различными орбитальными угловыми моментами. В первом случае решетка освещалась непосредственно линейно поляризованным гауссовым пучком НЛСЭ: $I(r) = \exp(-2r^2/w^2)$ с радиусом $w = 15$ мм при длине волны $\lambda = 130$ мкм. Распределения интенсивности регистрировались в режиме реального времени с помощью матричного микроболометрического приемника (ММБП)

[10-12], показанного на той же фотографии позади решетки. Размер рабочей площади приемника равен $16,36 \times 12,24$ мм при размерах чувствительного элемента 51×51 мкм. ММБП был установлен на линейном трансляторе с шаговым двигателем. При перемещении транслятора на 70 мм приемник записывал изображения в виде видеофильма длиной 749 кадров, то есть с пространственным разрешением около 0,1 мм. Поскольку тальботовская длина

$$L_T = 2p^2 / \lambda \tag{1}$$

для упомянутых длин волн составляла 227 и 246 мм, соответственно, полный набор изображений получался «склеиванием» четырех видеофильмов.

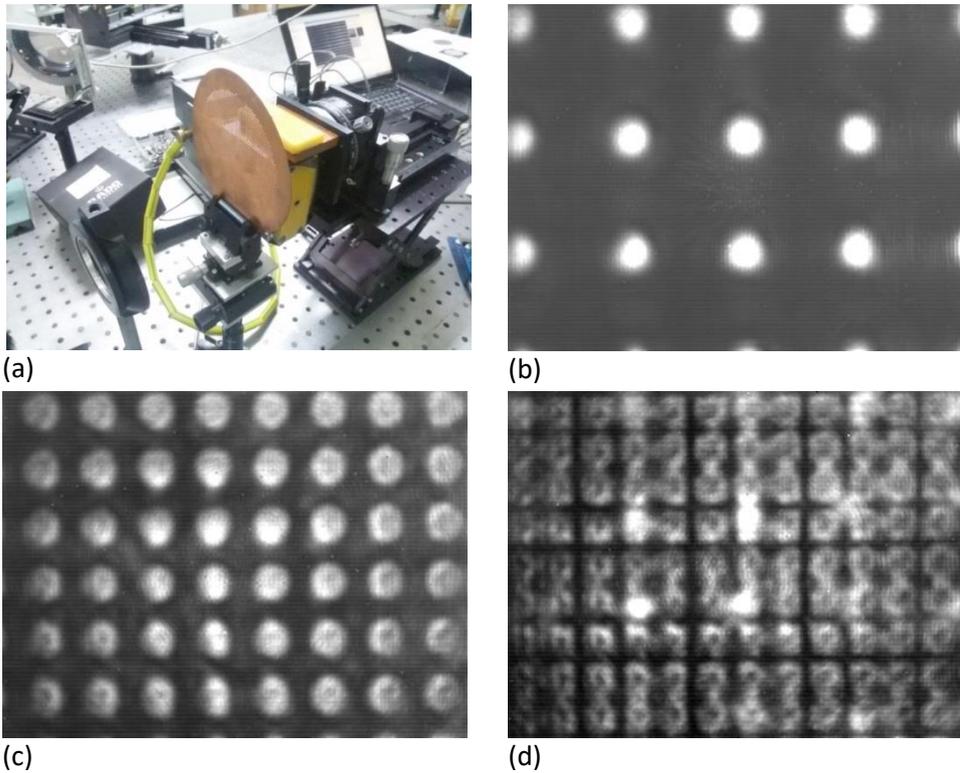


Рис. 1. (а) Фотография медной решетки D1P4 толщиной 200 мкм перед матричным микролометрическим приемником. (b-d) Изображения в плоскостях $(1/2)L_T$, $(1/4)L_T$ и $(1/6)L_T$, соответственно.

При освещении решетки плоской волной, как и ожидалось, были получены классические тальботовские изображения, показанные на рис. 1, соответствующие (b) самовоспроизведению изображения решетки, сдвинутого на половину пространственного периода, (c) воспроизведению решетки с двойной частотой и (d) воспроизведению решетки с тройной частотой. Положения плоскостей хорошо соответствовали расчетным. Изображения в тех же плоскостях, полученные численным моделированием, выполненным в среде Matlab, используя интеграл Рэлея-Зоммерфельда

$$E(z, \rho, \theta) = \frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \int_0^a \int_0^{2\pi} E(0, r) h(r, \varphi) \exp\left[\frac{ik}{2z}(r^2 + \rho^2)\right] \exp\left[-\frac{ik}{z} r \rho \cos(\theta - \varphi)\right] r dr d\varphi, \tag{2}$$

где $E(0, r)$ - распределение амплитуды освещающей прозрачной волны, a - радиус прозрачного элемента, а $h(r, \varphi)$ - функция прозрачного элемента, хорошо соответствовали экспериментально полученным картинкам. При освещении тальботовской решетки функция $h(r, \varphi)$ - чисто амплитудная. Далее, когда этот же интеграл использовался для расчетов пучков, формируемых фазовыми аксиконами, она была чисто фазовой. Заметим, что диаметр отверстий решетки (рис. 1(a)), равный 1 мм, соответствует всего лишь $7,7 \lambda$. Тем не менее, экспериментальные результаты прекрасно соответствуют расчетам в рамках скалярной теории дифракции, справедливость которой при данных длине волны, размерах отверстий и толщине решетки не столь очевидна [13].

3. Формирование вращающихся пучков большого диаметра

В работах [4, 14] описан способ формирования бesselевых пучков путем трансформации пучка лазера на свободных электронах бинарными фазовыми аксиконами со спиральной структурой зон. Фазовый скачок между зонами аксиконов на величину π был рассчитан на длину волны 141 мкм. В дальнейшем мы проводили эксперименты как на $\lambda = 141$ мкм, так и на $\lambda = 130$ мкм. В последнем случае также формировались достаточно качественные пучки, поскольку разность длин волн составляла всего 8%. При освещении таких прозрачных элементов плоской волной, используя выражение (2), мы получим распределение электрического поля на расстоянии z от аксикона

$$E(z, \rho, \theta) = (-i)^{l-1} \sqrt{\frac{2\pi z \kappa^2}{k}} \exp\left(ik\left(z + \frac{\rho^2}{2z}\right)\right) \exp\left(-i\left(\frac{\kappa^2 z}{2k} + \frac{\pi}{4}\right)\right) J_l(\kappa \rho) e^{il\theta}, \quad k\rho^2 \ll z < ka/\kappa, \quad (3)$$

где l - топологический заряд пучка, для наших аксиконов равный ± 1 и ± 2 , а κ - поперечное волновое число аксиконов. Это решение относится к области, в которой сходящиеся плоские волны формируют квазибесселев пучок. Для параметров использованных нами аксиконов [14] выражение (2) справедливо до расстояния 360 мм. Распределение интенсивности пучка по радиусу тогда имеет вид квадрата бesselевой функции соответствующего порядка.

$$I(\rho, z) \approx \frac{2\pi z \kappa^2}{k} J_l^2(\kappa \rho). \quad (4)$$

Полученные таким образом бesselевы пучки имеют для нашей задачи слишком малые радиусы колец (см. табл. 1), меньшие, чем период использованной тальботовской решетки.

Табл. 1. Радиусы ρ максимумов и минимумов первых колец бesselевых пучков, сформированных спиральными бинарными аксиконами; четвертая строка – экспериментальные данные [4], $\kappa \rho$ - параметр бesselевых пучков, κ - поперечное волновое число аксиконов.

	I_1^{\max}	I_1^{\min}	I_2^{\max}	I_2^{\min}
$\kappa \rho$	1.84	3.83	3.05	5.14
ρ , мм	0.9	1.9	1.5	2.6
ρ , мм (эксп)	0.9	1.9	1.5	2.7

По этой причине мы перед освещением решетки, расширяли пучок показанной на рис. 2 телескопической системой, состоявшей из ТРХ линзы ($f = 75$ мм) и 45-градусного параболического зеркала ($f = 250$ мм). Расстояние между линзами равнялось сумме фокусных расстояний линз f_1 и f_2 . Для большей ясности бинарный фазовый аксикон изображен в виде обычной аксиконной линзы. Ход лучей в оптической системе показан на рисунке. Первая линза создает в фокальной плоскости фурье-образ бesselева пучка (кольцо), а вторая линза преобразует его вновь в бesselев пучок большего диаметра. При этом, очевидно, увеличивается как его диаметр, так и длина "бездифракционного" распространения.

Используя метод матричного формализма, можно получить два параметра, которые определяют длину распространения пучка: угол дифракции и радиус аксикона. Матрица преобразования имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & f_1 + f_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & f_1 + f_2 \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Соответствующее преобразование координат

$$\begin{pmatrix} r' \\ g' \end{pmatrix} = M \times \begin{pmatrix} r \\ g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} r + (f_1 + f_2) g \\ -\frac{f_1}{f_2} g \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} r \\ -\frac{f_1}{f_2} g \end{pmatrix}. \quad (6)$$

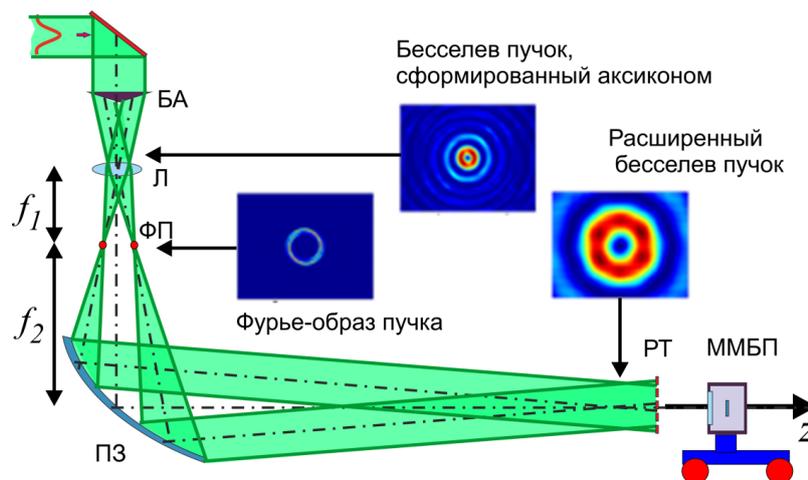


Рис. 2. Преобразование вращающегося пучка телескопической системой и схема эксперимента: БА – бинарный аксикон со спиральным фазовым профилем (для наглядности на рисунке изображена аксиконная линза), Л – двояковыпуклая ТРХ линза с фокусным расстоянием $f_1 = 75$ мм, ФП – положение фурье-плоскости, ПЗ – внеосевое параболическое зеркало с $f_2 = 250$ мм, РТ – двумерная медная решетка с отверстиями диаметром 1 мм и шагом 4 мм, ММБП – матричный микроболлометрический приемник на линейном трансляторе. Врезки – сечения пучка в разных плоскостях, полученные численным моделированием, которые очень хорошо совпадают с экспериментальными данными.

После прохождения телескопической системы, радиус бесселева пучка увеличивается в $f_2 / f_1 = 3.5$ раз, а длина распространения увеличивается в $(f_2 / f_1)^2 \approx 12$ раз, что соответствует длине "бездифракционного" распространения порядка 1.5 метров.

4. Прохождение вращающихся пучков большого диаметра через решетки

Схема эксперимента показана на рис. 2. Уже первые эксперименты с вращающимся пучком, выполненные при длине волны 141 мкм, показали что, как можно было ожидать, в случае закрученного пучка точного изображения решетки не появляется, однако некоторые периодические структуры, тем не менее, наблюдаются. Это хорошо видно на рис. 3, где изображены плоскости, соответствующие рис. 1. Наиболее четкий рисунок наблюдается в фундаментальной Тальботовской плоскости. В остальных плоскостях наблюдается тенденция к образованию рисунков с частотами 1/2 и 1/3, однако с уверенностью это утверждать нельзя.

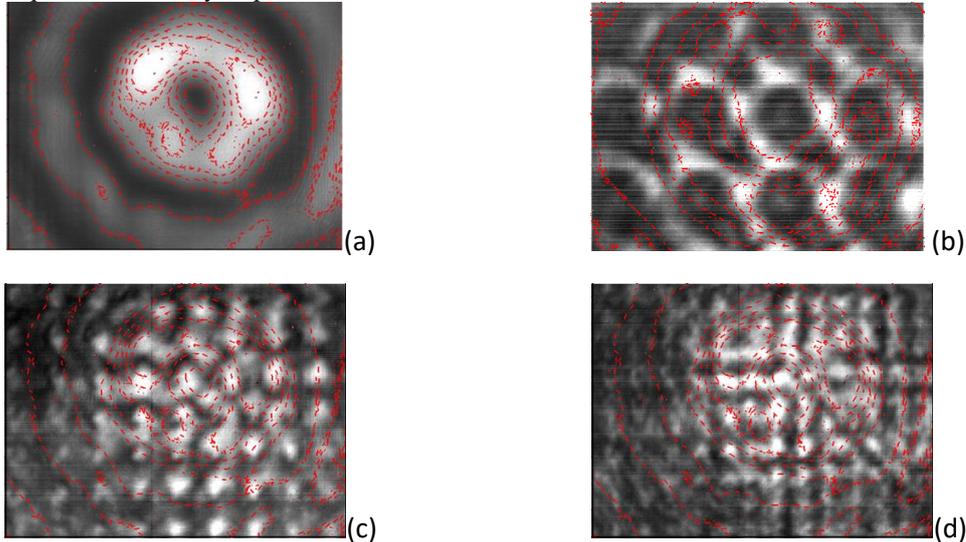


Рис. 3. (a) Изображение закрученного пучка с топологическим зарядом 1, освещающего решетку D1P4. (b-d) Изображения, записанные в фундаментальной и парциальных плоскостях Тальбота, соответствующие по положению изображениям на рис.1.

Оговоримся сразу, что понятие плоскостей Тальбота и формула (1), описывающая их положения, были введены для пучков света, не несущих орбитального углового момента, поэтому, когда мы говорим, что дифракционная картина для закрученного пучка получена в плоскости Тальбота, то здесь и далее мы имеем в виду "дифракционная картина была получена на расстоянии, которая соответствует плоскости Тальбота для обычного невращающегося пучка".

Мы выполнили несколько экспериментов с использованием решеток с разными параметрами при длинах волн ЛСЭ 141 и 130 мкм. В экспериментах матричным приемником, перемещаемым вдоль оси z линейным актуатором с шаговым двигателем, записывались терагерцовые видеофильмы. Полученные кадры сравнивались с результатами численного моделирования с помощью программы, написанной в среде Matlab. Достоинством численного моделирования является то, что с его помощью можно исследовать распределение фазы, тогда как в выполненных экспериментах мы могли изучить только распределение интенсивности. Обнаружено, что при некоторых расстояниях мы получаем фазовые изображения, в элементарных ячейках которых проявляется закрученность пучка. В совокупности объем экспериментальных данных и вычислений настолько велик, а наблюдаемые картины весьма сложны, что они требуют дополнительного анализа и дополнительных экспериментов. Этот массив данных, после его дополнения экспериментами и расчетами, будет представлен в докладе на конференции. Здесь же, в качестве иллюстрации, мы приведем серию кадров, извлеченных из видеофильмов (рис. 4).

Видно, что изображения, полученные экспериментально, хорошо коррелируют с вычисленными картинками. Некоторое «отставание» по координате экспериментальных картинок можно объяснить тем, что телескоп в данной серии экспериментов был, вероятно, съюстирован недостаточно точно и приходивший на решетку пучок обладал небольшой сферичностью, что, как известно, смещает положение тальботовских плоскостей. Наиболее характерным является изображение, полученное при $z / L_T = 0,5$. Если в классическом случае здесь наблюдается сдвинутое на половину периода изображение решетки, то для вращающегося пучка для данной решетки наблюдаются кольца. В других плоскостях изображения менее симметричны, но, как показал анализ этих и других изображений, несущие в себе зависимость от величины и знака топологического заряда. Эти распределения могут быть использованы в тех или иных оптических системах, подобно тому, как классический тальбот-эффект используется в разных спектральных диапазонах.

5. Заключение

С помощью кремниевых бинарных фазовых аксионов со спиральной структурой зон и телескопической системы сформированы бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом большого диаметра, распространяющиеся на

расстояние до 1500 мм без изменения поперечного сечения («бездифракционные» пучки). Эти пучки были использованы в экспериментах по исследованию прохождения вращающихся пучков через периодические структуры (аналог эффекта Тальбота). Показано, что классический эффект Тальбота (при освещении решеток плоской волной) в терагерцовом диапазоне существует даже при размерах отверстий в периодических металлических и диэлектрических решетках, близких к длине волны излучения, и при их глубине значительно большей длины волны, то есть в условиях, когда скалярная теория дифракции формально несправедлива. Впервые исследованы экспериментально и с помощью численного моделирования дифракционные картины при освещении периодических структур пучками с орбитальным угловым моментом (аналог эффекта Тальбота). Обнаружено, что в плоскостях, соответствующих длинам Тальбота для незакрученных пучков, наблюдаются сложные периодические амплитудно-фазовые распределения, которые, подобно эффекту Тальбота, могут быть использованы в разных приложениях.

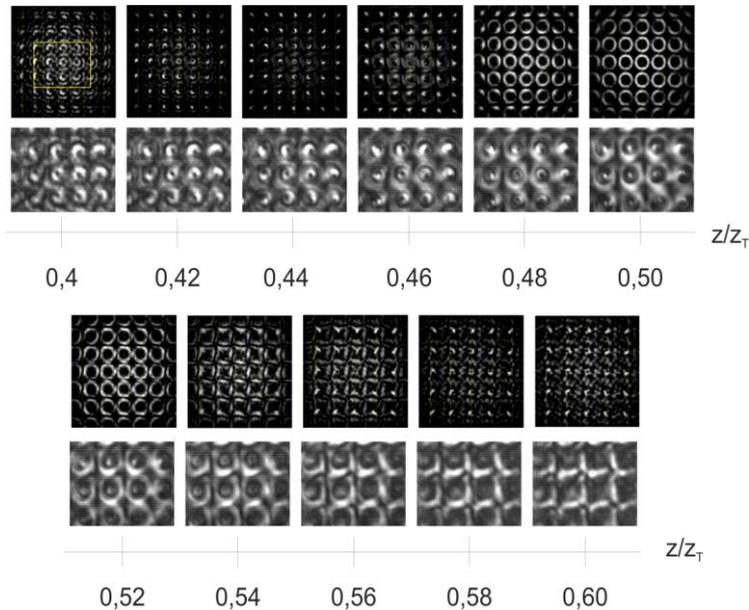


Рис. 4. Сравнение кадров из видеофильмов, записанных в экспериментах (размер 16,36x12,24 мм, нижняя выборка), и кадров, полученных численным моделированием (30x30 мм, верхняя). Все кадры соответствуют шкале, выраженной в относительных единицах, нормированных на длину Тальбота для длины волны $\lambda = 130$ мкм. Решетка – D1P4, на решетку падает волна с топологическим зарядом $|l| = 1$. Соотношение размеров экспериментальных и расчетных кадров показано на левом верхнем рисунке.

Благодарности

Эксперименты были выполнены на Новосибирском лазере на свободных электронах, модернизация которого поддержана грантом РФФ №14-50-00080, получение вращающихся пучков и эксперименты по прохождению через периодические структуры поддержаны грантом РФФИ № 15-02-06444. В работе использовано оборудование, принадлежащее Сибирскому центру синхротронного и терагерцового излучения.

Литература

- [1] Knyazev, B.A., Kulipanov, G.N., Vinokurov N.A. Measurement Sci. Technol. 21, 054017, 13p. (2010).
- [2] Kulipanov, G.N. и др. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 5, 798-809 (2015).
- [3] Knyazev, B.A., Cherkassky, V.S., Choporova, Yu.Yu., Gerasimov, V.V., Vlasenko, M.G. 35th Internat. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. Rome, 2010, Paper Tu.-B1.5.
- [4] Knyazev, B.A., Choporova, Yu.Yu., Mitkov, M.S., Pavelyev, V.S., Volodkin, B.O. Phys. Rev. Lett. 115, 163901 (2015).
- [5] Peier, P., Pilz, S., Mueller, F. et al. J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys., 25, B70-B75 (2008).
- [6] Lerner, P.B., Cutler, P.H., Miskovsky, N.M., Nanophotonics, J. 9, 093044 (2015).
- [7] Ebbesen, T.W., Lezec, H.J., Ghaemi, H.F., Thio, T., Wolff, P.A. Nature 391, 667 (1998).
- [8] Arash, S., Seyyed, M.T.B., Seyyed, M.T.B. Square JOSA A, 33 (2016).
- [9] Fu, S., Wang, T., Gao, C. Perfect optical vortex array with controllable diffraction order and topological charge. JOSA A, 33, 1836 (2016).
- [10] Dem'yanenko, M.A., Esaev, D.G., Knyazev, B.A., Kulipanov, G.N., Vinokurov, N.A. Appl. Phys.Lett., V. 92, 131116, 2008.
- [11] Демьяненко, М.А., Есаев, Д.Г., Овсяк, В.Н., Фомин, Б.И., Марчишин, И.В., Алиев, В.Ш., Князев, Б.А., Герасимов, В.В., Кулипанов, Г.Н., Винокуров, Н.А., Литвинцев, В.И. Вестник НГУ, сер. Физика, Т.5, №4, С. 73-78, 2010.
- [12] Демьяненко, М.А. и др. Автометрия. – 2011. – Т. 47. – №. 5. – С. С. 109-113, 2011.
- [13] Борн, М., Вольф, Э. Оптика. М.: Наука, Физматлит, 1973.
- [14] Volodkin, B., Choporova, Y., Knyazev, B., Kulipanov, G., Pavelyev V., Soifer, V., Vinokurov, N. Optical and Quantum Electronics (2016) V. 48, art. 223, 9 p., DOI 10.1007/s11082-016-0496-z.