

09

Формирование специального типа распределения интенсивности от уголкового световозвращателя со спиральной фазовой пластинкой

© Г.В. Башкатов, И.В. Животовский

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
E-mail: bashkatov@bmmstu.ru

Поступило в Редакцию 14 января 2025 г.

В окончательной редакции 30 марта 2025 г.

Принято к публикации 30 марта 2025 г.

Рассматриваются уголковые световозвращатели с металлизированным покрытием и установленной спиральной фазовой пластинкой на передней грани для формирования кольцевого распределения интенсивности в плоскости анализа. Получены дифракционные картины для систем световозвращатель—пластинка с разным топологическим зарядом пластин. Проведено сравнение дифракционных картин в плоскости анализа для световозвращателей с установленной пластинкой и без нее.

Ключевые слова: уголковый световозвращатель, спиральная фазовая пластинка, вихревой пучок, индикатриса световозвращения.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.12.60617.20255

Системы уголковых световозвращателей (УСВ) применяются, например, для измерения дальности до малых космических аппаратов, запускаемых университетами по всему миру в целях проведения метеорологических исследований. На энергетическую эффективность измерения дальности в значительной степени влияет эффект скоростной абберации [1–3]. Являясь проявлением эффекта Доплера, он приводит к смещению световозвращенного пучка, что ведет к большим энергетическим потерям. Стандартным подходом компенсации данного эффекта является расширение индикатрисы световозвращения для достижения приемлемых значений энергии световозвращенного излучения [3]. Однако данный метод все равно приводит к значительным энергетическим потерям, так как максимум индикатрисы не направлен на приемную оптическую систему. Более энергоэффективным можно считать метод формирования индикатрисы с кольцевым распределением. Максимум такой индикатрисы расположен примерно в центре кольца, а радиус, соответствующий максимуму индикатрисы, подбирается так, чтобы быть равным величине смещения, вызванного эффектом скоростной абберации, т.е. так, чтобы максимум индикатрисы попал на приемную оптическую систему. Самым простым методом формирования такой индикатрисы является метод, в котором используют два световозвращателя, развернутых друг относительно друга на 30° , с внесенными одинаковыми погрешностями (развал граней) во все три двугранных угла [3]. Более совершенным методом является использование световозвращателей с внесенной погрешностью только в один двугранный угол, что позволяет сформировать картину из двух пятен, причем угловое расстояние от центра пятна до центра дифракционной картины равно величине смещения из-за эффекта скоростной абберации. Набор таких световозвращателей, развернутых друг относительно друга на угол 15° , позволяет

сформировать кольцевое распределение [1,2]. Также существуют подходы, модифицирующие переднюю грань УСВ с помощью нанесения покрытий [4] или установки дополнительных оптических элементов, например спиральных фазовых пластинок. Впервые получение кольцевого распределения с помощью спиральной фазовой пластинки вместе со световозвращателем описано и экспериментально подтверждено в работе [5]. Вихревой пучок, получающийся при дифракции плоской волны на спиральной фазовой пластинке, по своей природе обладает кольцевым распределением.

Целью настоящей работы является определение эквивалентной поверхности рассеяния в центре первого кольца индикатрисы световозвращения для уголковых световозвращателей со спиральными пластинками с металлизированным покрытием граней и различными целыми топологическими зарядами, а также анализ параметров получаемых индикатрис.

Спиральная фазовая пластинка представляет собой пластинку, толщина которой возрастает по углу азимута, тем самым создавая спиральный профиль и обеспечивая соответствующий набег фаз. Распределение поля в дальней зоне при дифракции плоской волны на спиральной фазовой пластинке описывается аналитическим выражением, приведенным здесь в угловой мере [6,7]:

$$E_{pl}(\rho, \gamma, n) = \frac{(-i)^{n+1} \exp(in\gamma)}{(n+2)n!} (k\rho_{pl})^n \left(\frac{k\rho_{pl}\rho}{2} \right) \times {}_1F_2 \left(\frac{n+2}{2}, \frac{n+4}{2}, n+1, -\left(\frac{k\rho_{pl}\rho}{2} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где ρ, γ — полярные координаты в плоскости анализа, ${}_1F_2$ — гипергеометрическая функция, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, n — топологический заряд спиральной пластинки, ρ_{pl} — радиус пластинки.

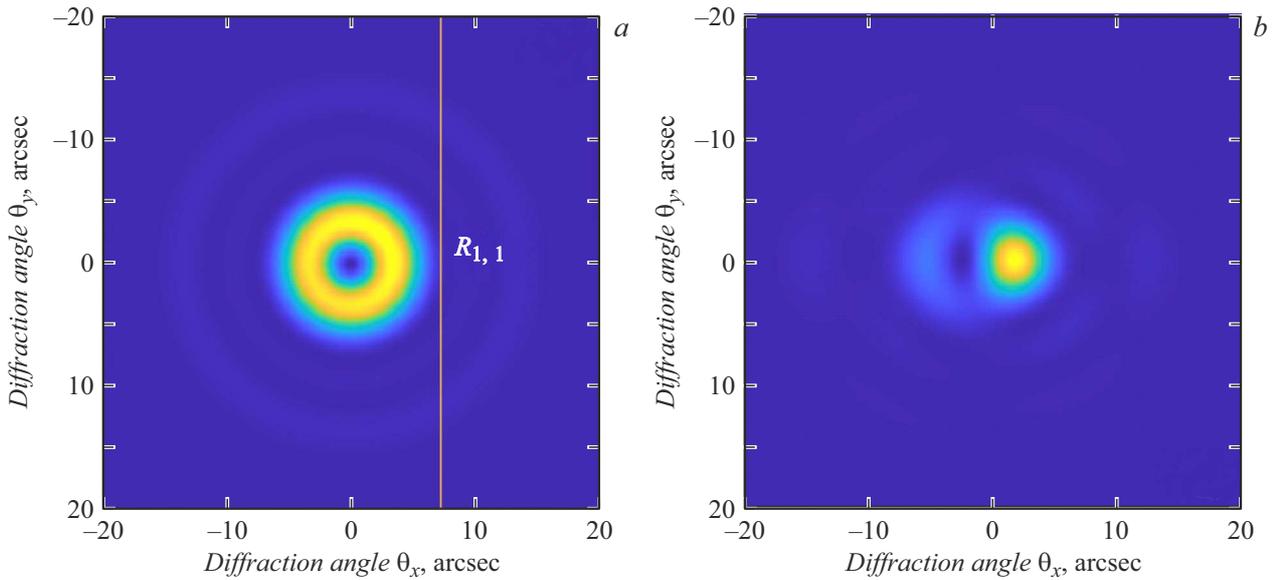


Рис. 1. Дифракционная картина от пластинки с $n = 1$ (a) и 0.5 (b) для $\lambda = 532$ nm, $\rho_{pl} = 12.7$ mm.

Данное выражение описывает только дифракцию на пластинке с целым топологическим зарядом, для пластинок с дробным топологическим зарядом дифракционное распределение можно получить численно [8]. Смоделированные дифракционные пятна для $n = 1$ (a) и 0.5 (b) представлены на рис. 1.

Приближенное выражение для оценки внешнего радиуса интересующего нас первого кольца имеет вид

$$R_{1,n} = \frac{\gamma_{1,2n}\lambda}{2\pi\rho_{pl}}, \quad (2)$$

где $\gamma_{1,2n}$ — первый нуль функции Бесселя J_{2n} .

Оценка радиуса по формуле (2) вместо определения по аналитическому выражению (1) приводит к погрешности вычислений 1–12% для $n = 1–4$. Для полувцелых топологических зарядов вихрь не образуется при данной постановке задачи.

В рамках геометрической оптики световой пучок можно представить в виде набора лучей. При распространении такого пучка внутри световозвращателя за счет геометрии хода лучей в нем происходит отражение лучей симметрично относительно главного луча пучка. Здесь мы рассматриваем только УСВ с металлизированными гранями и пренебрегаем влиянием фазового набега при отражении [1]. Если фазовая пластинка установлена на передней грани УСВ, то каждый луч пучка (помимо главного), пройдя через одну часть пластинки, во время обратного прохода будет взаимодействовать с другой частью пластинки, т. е. получать другой фазовый набег.

Упростим шестиугольную форму апертуры световозвращателя до окружности и возьмем фазовую пластинку с диаметром, равным диаметру этой окружности. Тогда фазовый коэффициент пропускания всей системы пластинка–световозвращатель:

$$\tau_\varphi(r, \varphi, n) = \exp(2i\varphi n)F(\varphi, n), \quad (3)$$

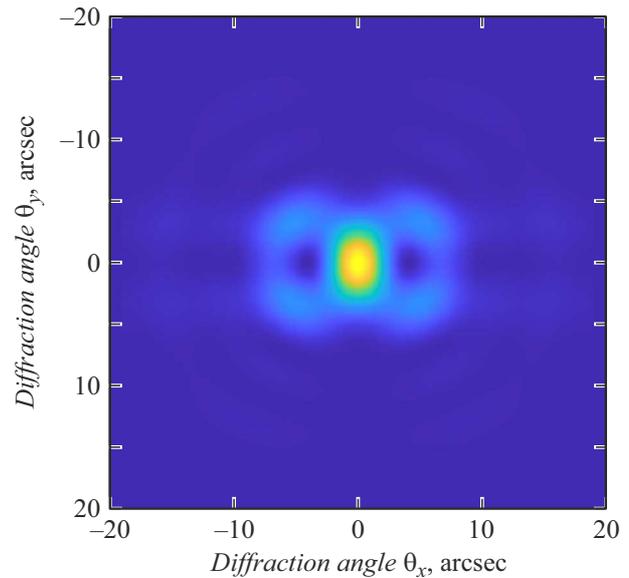


Рис. 2. Дифракционная картина от УСВ с пластинкой с $n = 0.5$ для $\lambda = 532$ nm, $\rho_{pl} = 12.7$ mm.

где

$$F(\varphi, n) = \begin{cases} \exp(i\varphi n), & \varphi \in [0, \pi); \\ \exp(-i\varphi n), & \varphi \in [\pi, 2\pi) \end{cases}$$

— функция влияния УСВ, r, φ — полярные координаты в плоскости спиральной фазовой пластинки.

При этом, несмотря на то что двукратный проход через пластинку с полувцелым топологическим зарядом „превращает“ ее в пластинку с целым зарядом, фазовый набег вследствие смены положения лучей не позволяет получить кольцевое распределение интенсивности в дальней зоне (рис. 2).

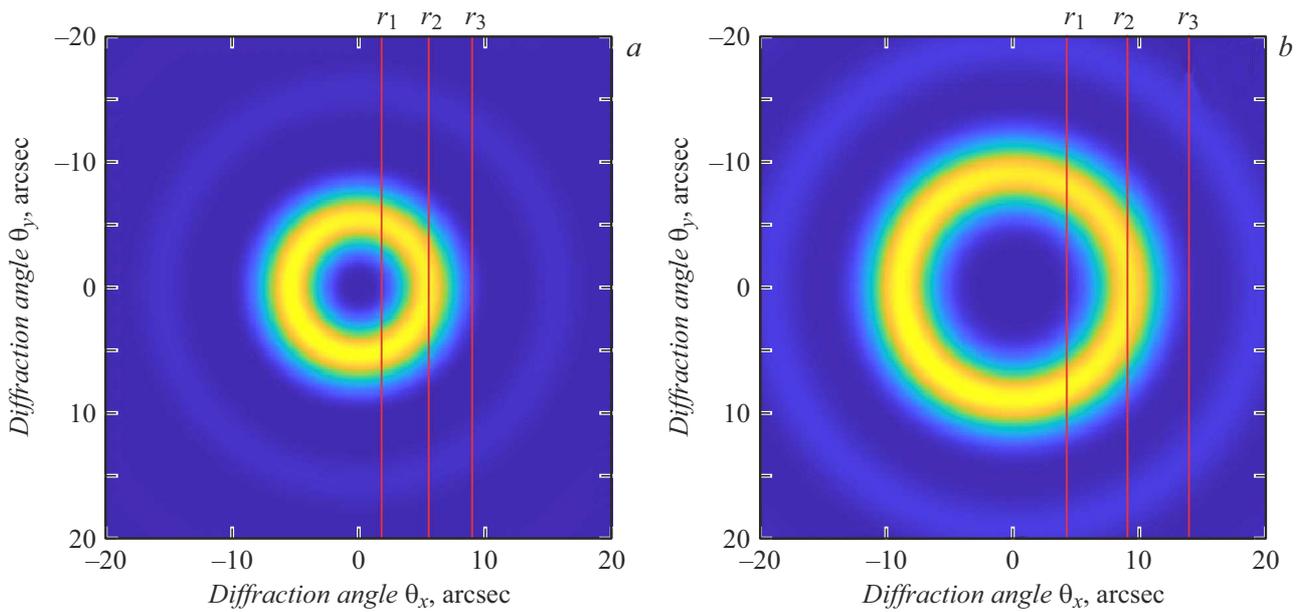


Рис. 3. Дифракционная картина от УСВ с пластинкой с $n = 1$ (a) и 2 (b).

Параметры первого кольца дифракционной картины

n	Внутренняя граница r_1	Центр кольца r_2	Внешняя граница r_3	Площадь кольца S_{Ring}
1	0	Θ	2Θ	$4S_{Airy}$
2	0.5Θ	1.7Θ	2.8Θ	$5.3S_{Airy}$
3	0.8Θ	2.3Θ	3.5Θ	$7.29S_{Airy}$

Примечание. $\Theta = \frac{3.83\lambda}{2\pi 2\rho_{pl}}$ — размер кружка Эйри при дифракции на отверстии с радиусом, равным радиусу фазовой пластинки, S_{Airy} — площадь кружка Эйри в плоскости анализа.

При использовании пластинки с целым топологическим зарядом n оказывается, что смена положения лучей вносит набег фаз, кратный πn , который повлияет только на состояние поляризации пучка в целом, но не на распределение интенсивности в дальней зоне. Тогда влияние УСВ и двукратного прохождения через пластинку с целым зарядом n можно заменить на однократное прохождение через пластинку с зарядом $l = 2n$.

Параметры первого кольца дифракционных распределений в дальней зоне представлены в таблице и отображены на рис. 3.

Одним из основных параметров, характеризующих энергетическую эффективность системы световозвращателей, является эквивалентная поверхность рассеяния (ЭПР). ЭПР на оси уголкового световозвращателя без пластинки описывается выражением [9]:

$$\sigma_0^{Airy} = 4\pi \frac{J_r^{Airy}}{J_0} = 4\pi \frac{S^2}{\lambda^2}, \quad (4)$$

где J_r^{Airy} — сила световозвращенного излучения в телесном угле, соответствующем угловому размеру кружка Эйри, J_0 — сила излучения эквивалентного изотропного

источника равной мощности, S — площадь эффективной апертуры УСВ.

Из выражения (4) следует, что ЭПР на оси пропорциональна силе световозвращенного излучения. Тогда ЭПР для световозвращателя, формирующего кольцевое распределение, можно выразить следующим образом:

$$\sigma_0^{Ring} = \frac{J_r^{Ring}}{J_r^{Airy}} \sigma_0^{Airy}, \quad (5)$$

где J_r^{Ring} — сила световозвращенного излучения в телесном угле, соответствующем угловому размеру первого кольца.

Из равенства потоков световозвращенного излучения для световозвращателей как с пластинкой, так и без нее можно получить отношение сил излучения, которые позволят оценить ЭПР в пике первого кольца. Здесь необходимо учесть доли энергии, содержащиеся в первом кольце, а также в кружке Эйри от общей энергии световозвращенного пучка. Тогда $\Delta E_{Airy} = 83.7\%$ — доля энергии, содержащаяся в кружке Эйри (центральный лепесток индикатрисы световозвращения), от всей световозвращенной энергии, ΔE_{Ring} — доля энергии,

содержащаяся в кольце. Она различна для разных топологических зарядов: для $n = 1$ $\Delta E_{Ring} = 87.3\%$, для $n = 2$ $\Delta E_{Ring} = 81.4\%$, для $n = 3$ $\Delta E_{Ring} = 76\%$. В приближении, что форма кривой центрального лепестка в случае дифракции на УСВ без пластинки (кружок Эйри) и форма кривой для первого кольца совпадают, получим выражение для отношения сил излучения из (5):

$$\frac{J_r^{Ring}}{J_r^{Airy}} = \frac{\Delta E_{Ring}}{\Delta E_{Airy}} \frac{S_{Airy}}{S_{Ring}}. \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) описывают значение ЭПР в центре (пике) первого кольца дифракционного распределения. Для $n = 1$ $J_r^{Ring}/J_r^{Airy} = 0.26$, для $n = 2$ $J_r^{Ring}/J_r^{Airy} = 0.18$, для $n = 3$ $J_r^{Ring}/J_r^{Airy} = 0.12$.

Данный метод позволяет получить кольцевое распределение интенсивности в дифракционной картине с помощью одного УСВ с металлизированным покрытием граней и предварительно установленной спиральной фазовой пластинкой с целым топологическим зарядом, а также определить ЭПР в центре первого кольца дифракционной картины. С ростом топологического заряда происходит увеличение радиуса первого кольца, что позволяет использовать уголкового световозвращатели с большим диаметром, чем в случае с использованием световозвращателя без пластинки. Так как больший диаметр позволяет получить большее значение ЭПР, такая система потенциально может быть более энергоэффективной. Однако величина ЭПР в пике первого кольца σ_0^{Ring} для УСВ с пластинкой в 4–10 раз меньше (для $n = 1–3$), чем значение в пике распределения в форме кружка Эйри σ_0^{Airy} для световозвращателя без пластинки, что может нивелировать эффект от увеличения диаметра. Также система спиральной фазовой пластинки–световозвращатель может служить для двукратного увеличения топологического заряда. Как показано выше, двойной проход через пластинку за счет эффекта световозвращения можно представить как проход через пластинку с в 2 раза большим топологическим зарядом.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.Л. Соколов, В.В. Мурашкин, А.С. Акентьев, Е.А. Карасева, Квантовая электроника, **43** (9), 795 (2013). [A.L. Sokolov, V.V. Murashkin, A.S. Akent'ev, E.A. Karaseva, Quantum Electron., **43** (9), 795 (2013). DOI: 10.1070/QE2013v043n09ABEH015244].
- [2] В.Б. Бурмистров, М.А. Садовников, А.Л. Соколов, В.Д. Шаргородский, Квантовая электроника, **43** (9), 800 (2013). [V.B. Burmistrov, M.A. Sadovnikov, A.L. Sokolov, V.D. Shargorodskiy, Quantum Electron. **43** (9), 800 (2013). DOI: 10.1070/QE2013v043n09ABEH015243].
- [3] J.J. Degnan, Photonics, **10**, 1215 (2023). DOI: 10.3390/photonics10111215
- [4] А.Л. Соколов, В.В. Мурашкин, Оптика и спектроскопия, **111** (6), 900 (2011). [A.L. Sokolov, V.V. Murashkin, Opt. Spectrosc., **111** (6), 859 (2011). DOI: 10.1134/S0030400X11130212].
- [5] K. Tang, H. Deng, R. Geng, Z. Zhang, Opt. Lett., **48** (20), 5189 (2023). DOI: 10.1364/OL.501431
- [6] В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Р.В. Скиданов, С.Н. Хонина, О.Ю. Моисеев, В.А. Сойфер, Опт. журн., **74** (10), 49 (2007). [V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, S.N. Khonina, O.Yu. Moiseev, V.A. Soifer, J. Opt. Technol., **74** (10), 686 (2007). DOI: 10.1364/JOT.74.000686].
- [7] H. Garcia-Gracia, J.C. Gutiérrez-Vega, J. Opt. Soc. Am., **26** (4) 794 (2009). DOI: 10.1364/JOSAA.26.000794
- [8] L. Wei, Y. Gao, X. Wen, Z. Zhao, L. Cao, Yu. Gu, J. Opt. Soc. Am., **30** (2), 233 (2013). DOI: 10.1364/JOSAA.30.000233
- [9] А.Л. Соколов, Ю.И. Меренкова, Г.И. Медведева, В.В. Мурашкин, Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение, № 4, 108 (2022). DOI: 10.18698/0236-3933-2022-4-108-122