

УДК 535.34

Л.А. КАЗАК, А.Л. ТОЛСТИК

## ФОРМИРОВАНИЕ, СУПЕРПОЗИЦИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНОГО ПОРЯДКА

The formation and identification schemes for singular light beams with different topological charges have been analyzed. The wavefront transformation patterns on superposition of singular beams have been considered. The relationship between the stability of these beams and their formation conditions has been investigated.

В настоящее время большое внимание уделяется задачам формирования заданных пространственно-временных структур световых полей, что связано с перспективами прямого оптического преобразования изображений и управления характеристиками лазерного излучения. Одним из примеров таких структур являются оптические вихри (сингулярные пучки). Впервые представленное в 1974 г. данное явление [1] в наши дни исследуется во всем мире. Повышенный интерес к изучению такого рода пучков связан с их необычными свойствами, позволяющими использовать сингулярные пучки для оптической передачи информации, захвата и манипуляции микрообъектами [2], анализа турбулентных явлений в атмосфере и др. Исследования в данной области позволили сформировать новое направление, называемое сингулярной оптикой, в рамках которого анализируются свойства вихревых полей, физические особенности их образования, распространения и взаимодействия.

Сингулярные световые поля (пучки с винтовой фазовой дислокацией волнового фронта) могут возникать в следующих случаях: при сложении мод Лагерра – Гаусса в лазерных резонаторах [3, 4]; прохождении волны через случайно-неоднородные среды [5, 6], специальные фазовые транспаранты [7]; использовании сегментно-деформируемых зеркал [8]; преобразовании бесселевых пучков в двухосных кристаллах [9]; дифракции на компьютерно-синтезированных голограммах [10, 11] и др. Среди перечисленных методов генерации наибольшее распространение получили методы прямого пространственно-неоднородного преобразования фазы световой волны, а также интерференционно-голографические методы преобразования световых пучков. В первом случае используют спиральные фазовые пластинки или пространственные жидкокристаллические модуляторы. Их практическое применение ограничено сравнительно высокой стоимостью и необходимостью использования высокоточного оборудования, позволяющего формировать шаг спирали порядка длины волны. Другой метод генерации сингулярных пучков – дифракция исходного гауссова пучка на специальных оптических транспарантах на основе компьютерно-синтезированных голограмм.

Основным свойством сингулярных световых пучков является наличие на волновом фронте особой точки – винтовой дислокации. В данной точке амплитуда светового поля обращается в ноль, а фаза не определена. При обходе винтовой дислокации по поверхности волнового фронта фаза изменяется на  $2\pi l$ , где  $l$  – величина, называемая топологическим зарядом сингулярного пучка и являющаяся характеристикой винтовой дислокации. В зависимости от знака  $l$  винтовые дислокации разделяются на положительные (правые) и отрицательные (левые). Появление такого рода особенности приводит к изменению формы волнового фронта. Эквивалентная поверхность перестает быть многолистной и становится единой поверхностью со специфической винтовой структурой. При этом направление распространения световой энергии задается вектором Умова – Пойнтинга, перпендикулярным к по-

верхности волнового фронта в каждой точке. Таким образом, в окрестности винтовой дислокации будет происходить «завихрение» энергетического потока.

В настоящей работе рассмотрены схемы формирования и идентификации сингулярных световых пучков с различными топологическими зарядами, анализируются особенности распространения, суперпозиции и устойчивости сингулярных световых пучков в зависимости от величины заряда.

Для формирования сингулярных пучков различного порядка используется метод дифракции на специальных компьютерно-синтезированных оптических транспарантах (голограммах). Требуемое пространственное распределение коэффициента поглощения и/или показателя преломления можно получить путем расчета картины интерференции сингулярного пучка с плоской или сферической волнами.

Так, комплексную амплитуду сингулярного светового пучка, распространяющегося вдоль оси  $z$ , можно записать в следующей форме:

$$E(r, \theta) = A_0 \cdot (r/r_0)^{|l|} \cdot \exp(-r^2/2r_0^2 + il\theta),$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $x, y$  – координаты точки в поперечном сечении сингулярного пучка радиуса  $r_0$  (центр системы координат находится в центре пучка),  $\theta = \arctg(y/x)$  – азимутальный угол,  $l$  – топологический заряд.

При интерференции вихревого оптического пучка с когерентной плоской волной суммарную интенсивность светового поля в окрестности винтовой дислокации ( $r < r_0$ ) можно представить в виде

$$I(x, y) \sim A_1^2 + A_2^2 \left(\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right)^{|l|} + 2A_1A_2 \left(\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right)^{\frac{|l|}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - l \cdot \arctg\left(\frac{y}{x}\right)\right],$$

где  $A_1, A_2$  – амплитуды плоской волны и вихревого пучка соответственно,  $\Lambda$  – период интерференционной картины, определяемый углом схождения световых пучков.

Рассчитанные картины интерференции сингулярного светового пучка с плоской волной представлены на рис. 1 *а, б*, который иллюстрирует образование характерной вилки. Количество ее разветвлений определяет величину топологического заряда. Расчеты проведены без учета радиальной составляющей интенсивности, которая в центре сингулярного пучка обращалась бы в ноль, усложняя определение топологического заряда.

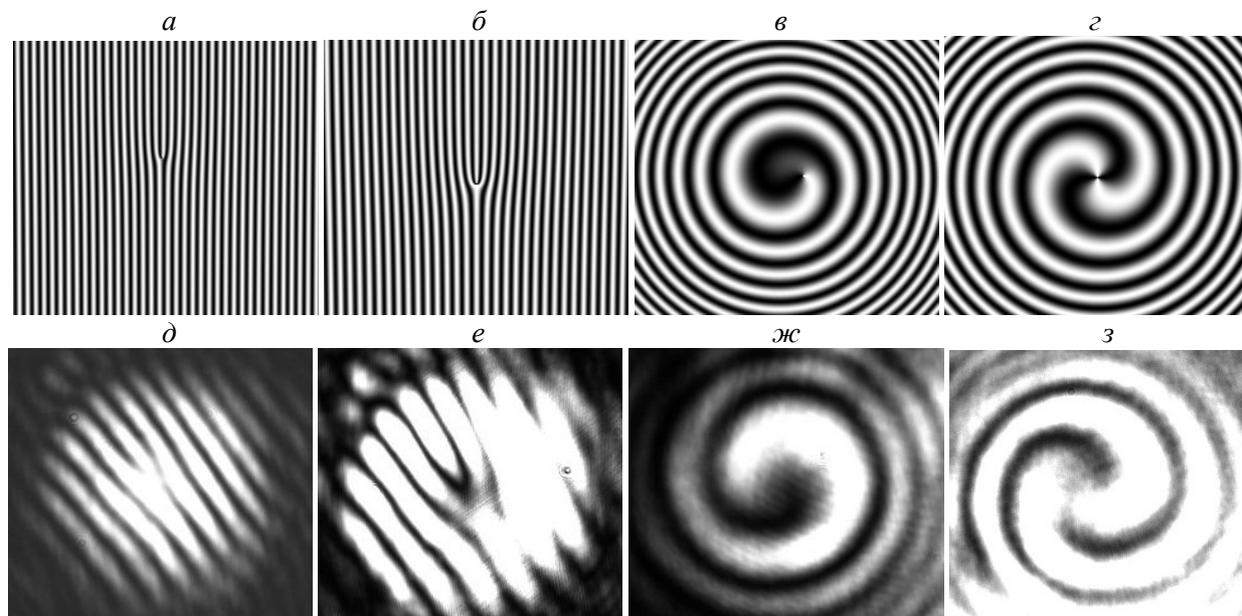


Рис. 1. Рассчитанные и экспериментально полученные картины интерференции сингулярных пучков с топологическими зарядами  $l = +1$  (*а, в, д, ж*) и  $l = -2$  (*б, г, е, з*) с плоской (*а, б, д, е*) или сферической (*в, г, ж, з*) волной

Аналогичным образом при интерференции вихревого оптического пучка с когерентной сферической волной суммарную интенсивность светового поля в окрестности винтовой дислокации можно представить в виде

$$I(x, y) \sim A_s^2 + A_2^2 \left(\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right)^{|l|} + 2A_s A_2 \left(\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right)^{\frac{|l|}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - l \cdot \arctg\left(\frac{y}{x}\right) + \frac{2\pi\sqrt{x^2 + y^2}}{R}\right],$$

где  $R$  – радиус кривизны волнового фронта сферической волны.

Из результатов расчета, представленных на рис. 1 *в, з*, видно, что при интерференции сингулярного пучка со сферической волной образуются спирали, количество которых отвечает величине заряда, а направление закручивания (по часовой или против часовой стрелки) – знаку топологического заряда.

Рассчитанные интерференционные картины представляют практический интерес, так как на их основе можно получить оптические транспаранты для формирования сингулярного пучка. Если интерференционную картину (рис. 1 *а–г*) зафиксировать в виде амплитудной или фазовой голографической решетки, то при ее восстановлении плоской или сферической волной будет формироваться сингулярный пучок. Причем использование тонких голограмм позволяет получать сингулярные пучки одновременно в различных дифракционных порядках. Топологический заряд при этом будет определяться произведением исходного заряда сингулярного пучка, используемого для записи голографической решетки, на порядок дифракции.

Для восстановления голографических транспарантов в эксперименте использовалось излучение одномодового гелий-неонового лазера. Поэтому итоговое пространственное распределение интенсивности интерференционного поля было рассчитано в приближении гауссовой опорной волны. Методом прямого проецирования были записаны соответствующие амплитудные транспаранты на голографических фотопластинках. Технологии отбеливания фотопластинок позволили перейти к фазовым транспарантам с более высокой дифракционной эффективностью.

Контроль характеристик пучков, дифрагированных на транспарантах, осуществлялся интерферометром Маха – Цендера, в одно из плеч которого помещался оптический транспарант, на выходе которого генерировался сингулярный пучок с заданным топологическим зарядом (рис. 2). Регистрация интерференционной картины проводилась с использованием CCD-камеры. Для получения картины интерференции сингулярного и сферического пучков во второе плечо интерферометра устанавливалась рассеивающая линза. Типичные картины интерференции сингулярных пучков с плоской и сферической волнами представлены на рис. 1 *д–з*. Видно хорошее соответствие полученных экспериментальных результатов теоретическим расчетам. При этом еще раз обратим внимание на преимущество схемы интерференции со сферической волной, которая позволяет однозначно идентифицировать не только величину топологического заряда, но и его знак по направлению закручивания спирали. Как видно из экспериментальных данных, картина интерференции с плоской волной позволяет однозначно говорить только о величине топологического заряда, так как направление характерной вилки, кроме знака заряда, определяется также относительным расположением осей interfering световых пучков, что достаточно сложно контролировать в эксперименте.

Далее проанализируем особенности суперпозиции сингулярных световых пучков. Результат интерференции двух пучков с амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  и топологическими зарядами  $l_1$  и  $l_2$  можно представить в виде пространственного распределения суммарной интенсивности:

$$I(x, y) \sim A_1^2 (x^2 + y^2)^{|l_1|} + A_2^2 (x^2 + y^2)^{|l_2|} + 2A_1 A_2 (x^2 + y^2)^{\frac{|l_1|+|l_2|}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - (l_1 - l_2) \arctg\left(\frac{y}{x}\right)\right].$$

Рассчитанные и экспериментально полученные картины интерференции при суперпозиции двух сингулярных пучков с различными топологическими зарядами приведены на рис. 3. Видно, что при суперпозиции световых пучков с одинаковыми топологическими зарядами  $l_1 = l_2$  интерференционная

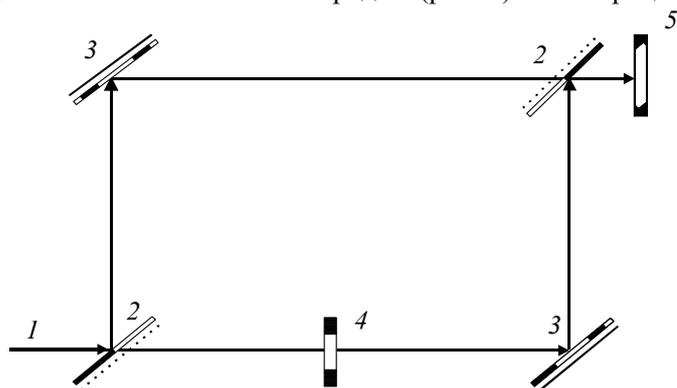


Рис. 2. Схема использования интерферометра Маха – Цендера для идентификации топологической структуры интерференционного поля: 1 – лазерный пучок, 2 – полупрозрачные зеркала, 3 – глухие зеркала, 4 – оптический транспарант, 5 – CCD-камера

картина представляет собой классическое периодическое распределение интенсивности по всему сечению пучков (рис. 3 *а*). В то же время при интерференции сингулярных пучков с неравными зарядами появляется характерная вилка, по количеству разветвлений которой определяется разность топологических зарядов (рис. 3 *б*, *в*). Картина интерференции двух сингулярных пучков подобна интерференции плоской волны и сингулярного пучка с разностным топологическим зарядом  $l = |l_1 - l_2|$ .

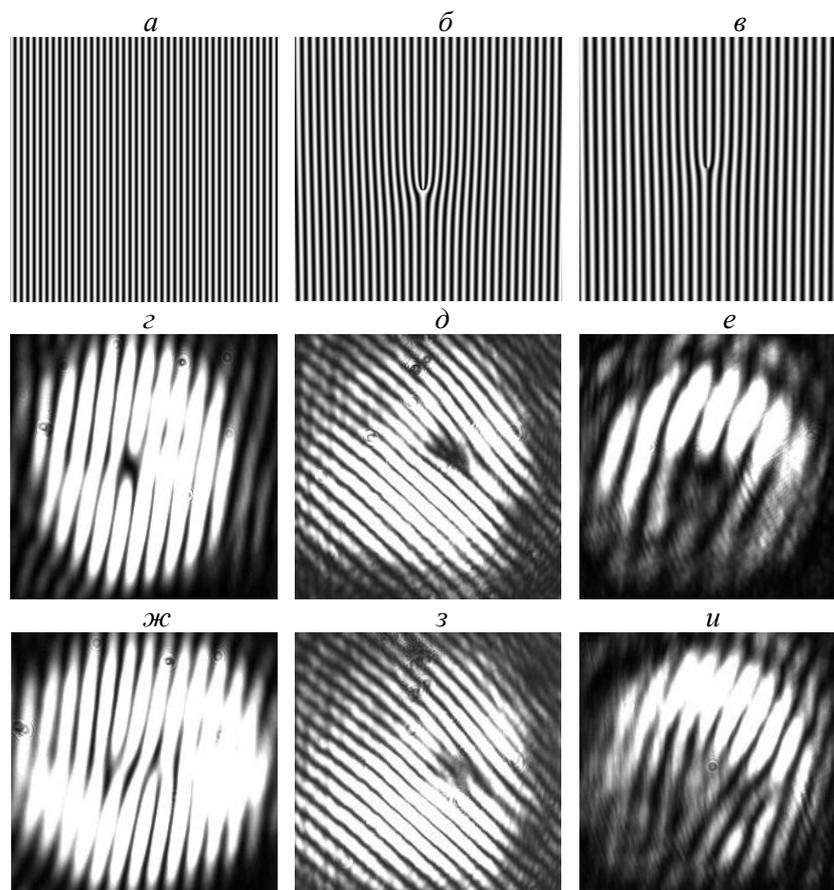


Рис. 3. Рассчитанные и экспериментальные картины интерференции двух сингулярных пучков с топологическими зарядами  $l_1 = +1$ ,  $l_2 = +1$  (*а*, *г*, *ж*),  $l_1 = +1$ ,  $l_2 = -1$  (*б*, *д*, *з*),  $l_1 = +2$ ,  $l_2 = +1$  (*в*, *е*, *и*)

Экспериментальные результаты анализа интерференционного поля при суперпозиции сингулярных пучков с различными топологическими зарядами представлены на рис. 3 *г–и*. Для исследований применялся интерферометр Маха – Цендера (см. рис. 2), в обоих плечах которого располагались оптические транспаранты. Распределения (рис. 3 *г–е*) получены при сведении центров пучков, а распределения (рис. 3 *ж–и*) – при их разведении на расстояние, меньшее половины радиуса пучка. Видно, что разведение центров пучков приводит к появлению характерных разветвлений интерференционных полос. Причем данный эффект появляется также при условии равенства топологических зарядов (см. рис. 3 *ж*). В последнем случае разветвления имеют противоположные направления, так как центры каждого из сингулярных пучков попадают на пространственные области другого пучка со сдвигом фаз на  $\pi$ . На рис. 3 *д*, *з* приведены картины интерференции сингулярных пучков с противоположными зарядами  $l_1 = +1$  и  $l_2 = -1$ . Как видно, при несовпадающих центрах пучков интерференционные вилки имеют одинаковое направление. При сведении центров отмечается интерференционная картина, характерная для интерференции плоской волны и сингулярного пучка с зарядом  $l = 2$ , что хорошо согласуется с результатами расчета (см. рис. 3 *б*). В суперпозиции пучков с топологическими зарядами  $l_1 = +2$  и  $l_2 = +1$  (см. рис. 3 *е*, *и*) при разведенных центрах вихрей наблюдается поворот характерных разветвлений (см. рис. 3 *и*). При сведении центров сингулярных пучков, как и ожидалось, интерференционная картина имеет вид, характерный для суперпозиции сингулярного пучка с разностным топологическим зарядом  $l = l_1 - l_2 = +1$  и плоской волны (см. рис. 3 *е*).

В заключение отметим, что при распространении сингулярных световых пучков с большим топологическим зарядом наблюдается их неустойчивость, проявляющаяся в распаде на несколько пучков с единичными зарядами. Проведенные экспериментальные исследования показали, что расстояния, на которых сохраняется структура сингулярного пучка, могут существенно варьироваться в диапазоне от сантиметров до нескольких метров. Анализ топологической устойчивости пучков выявил существенную зависимость устойчивости от условий формирования сингулярного пучка. В качестве примера на рис. 4 представлены результаты экспериментального исследования устойчивости сингулярных пучков для двух вариантов их формирования. Распределения (рис. 4 *a, в, д*) иллюстрируют случай использования первого порядка дифракции на специально изготовленном транспаранте, сформированном при интерференции сингулярного пучка второго порядка с плоской волной. Зафиксированные интерферограммы показывают сохранение топологической структуры пучка на расстояниях до одного метра. В другом случае применяется второй порядок дифракции на транспаранте, сформированном при интерференции сингулярного пучка первого порядка с плоской волной. В результате также образуется сингулярный пучок с удвоенным топологическим зарядом, который, однако, оказывается неустойчивым. Интерферограммы (рис. 4 *з, е*) иллюстрируют распад такого пучка на два вихря первого порядка. Снижение топологической устойчивости сингулярного пучка в последнем случае объясняется тем, что при использовании высоких порядков дифракции наряду с мультиплицированием величины топологического заряда также кратно увеличиваются и шумовые компоненты дифрагированного излучения.

Таким образом, нами проведены комплексные исследования методов формирования сингулярных световых пучков с различными топологическими зарядами, а также и их идентификации на основе схемы интерференции с плоской или сферической волной. Показано, что при суперпозиции двух вихревых оптических пучков с различными топологическими зарядами картина интерференции зависит от разности значений топологических зарядов обоих пучков, причем при интерференции одного сингулярного пучка на краю другого наблюдается поворот интерференционной картины. Анализ распространения оптических вихрей с топологическим зарядом  $l = 2$  и более показал зависимость устойчивости сингулярных пучков от условий их формирования. Предпочтительным является использование первого порядка дифракции на голографических транспарантах, сформированных при интерференции гауссова пучка и сингулярного пучка высокого порядка.

1. Nay J.F., Berry M.V. // Proc. R. Soc. London Ser. A. 1974. Vol. 336. P. 165.
2. Gahagan K.T., Swartzlander G.A., Jr. // Optics Letters. 1996. Vol. 21. P. 827.
3. Brambilla M., Battipede F., Lugiato L.A. et al. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 5090.
4. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. // Вестн. СамГУ. 2002 (спец. вып.). С. 71.
5. Короленко П.В. Оптика когерентного излучения. М., 1997.
6. Denisenko V.G., Minovich A., Desyatnikov A.S. et al. // Optics Letters. 2008. Vol. 33. P. 89.
7. McEldowney S.C., Shemo D.M., Chipman R.A., Smith P.K. // Ibid. P. 134.
8. Tyson R.K., Scipioni M., Viegas J. // Appl. Optics. 2008. Vol. 47. № 33. P. 6300.
9. King T.A., Hogervorst W., Kazak N.S. et al. // Optics Commun. 2001. Vol. 187. P. 407.
10. Zhongyi Guo, Shiliang Qu, Shutian Liu // Ibid. 2007. Vol. 273. P. 286.
11. Golub M.A., Shimshi L., Davidson N., Friesen A.A. // Appl. Optics. 2007. Vol. 46. P. 7823.

Поступила в редакцию 08.02.10.

**Лев Александрович Казак** – студент 5-го курса физического факультета.

**Алексей Леонидович Толстик** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии.

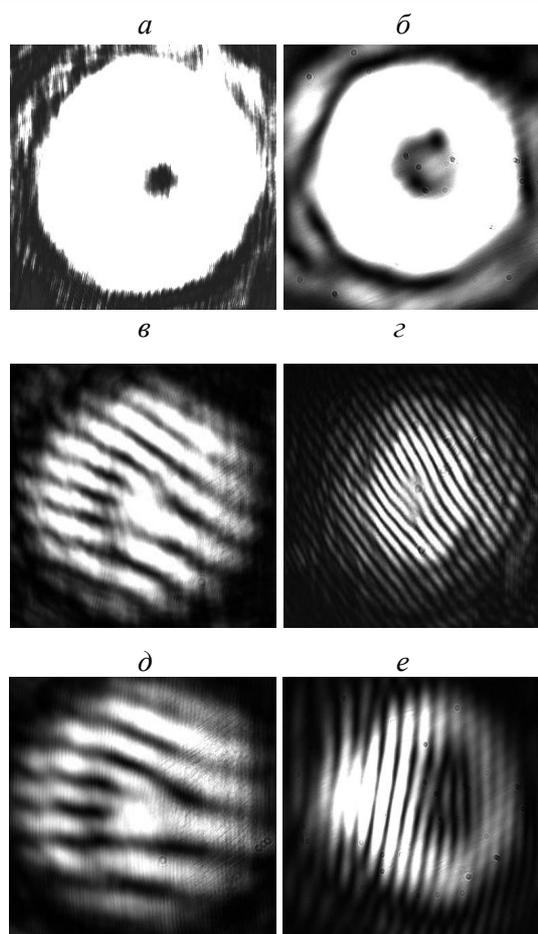


Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности светового поля (*a, б*) и картины интерференции с плоской волной (*в–е*) сингулярных пучков, полученных при дифракции в первый (*a, в, д*) и второй (*б, з, е*) порядки, при распространении пучков на расстояние 10 см (*в, з*) и 1 м (*д, е*)