

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнова И.П., Марков Л.К., Закгейм Д.А., Аракчеева Е.М., Рымалис М.Р. Синие флип-чип светодиоды на основе AlGaInN с удаленной сапфировой подложкой // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т. 40. – № 11. – С. 1397–1401.
2. Edwards P.R., Martin R.W., Kim H.-S., Kim K.-S., Cho Y., Watson I.M., Sands T., Cheung N.W., Dawson M.D. InGaN/GaN quantum well microcavities formed by laser lift-off and plasma etching // Phys. Stat. Sol. (b), – 2001. – V. 228. – № 1. – P. 91–94.
3. Морозова Е.Ю., Буркина Р.С., Ципилев В.П. Анализ разогрева двухслойной системы импульсом излучения // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 303–306.
4. Акчури Р.Х., Мармалюк А.А. Нитрид галлия – перспективный материал электронной техники. Ч. I. Фундаментальные свойства нитрида галлия // Материаловедение. – 1999. – № 9. – С. 950–962.

Поступила 17.06.2013 г.

УДК 535.211

## РЕГИСТРАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ВИХРЕВОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ. Ч. 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРАДИЕНТОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В.П. Аксенов, Ф.Ю. Канев\*, Д.С. Куксенюк\*\*, Н.А. Макенова\*, А.В. Хапаева\*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: avp@iao.ru

\*Томский политехнический университет

E-mail: mna.05@mail.ru

\*\*Томский государственный университет

E-mail: motty@sibmail.com

На основе методов численного эксперимента исследуется возможность определения характеристик вихревого излучения, распространяющегося в турбулентной среде. Для получения оценочных результатов, приводимых в первой части статьи, определение параметров осуществляется с использованием градиентов фазового распределения светового поля, т. е. рассматривается идеальная оптическая система.

### Ключевые слова:

Датчик Шек-Гартмана, локальные наклоны волнового фронта, сингулярная оптика, орбитальный угловой момент, турбулентная атмосфера.

### Key words:

Shack-Hartmann sensor, local tilts, singular optics, orbital angular momentum, turbulent atmosphere.

### Введение

Оптический вихри, дислокации волнового фронта, фазовые сингулярности, точки ветвления фазовой функции – вот перечень названий, которыми обозначаются одни и те же объекты исследования. Оптический вихрь проявляет себя как изолированный минимум в поперечном распределении интенсивности некоторых типов лазеров, в спекл-картине рассеянного шероховатой поверхностью или преломленного турбулентной атмосферой лазерного излучения. Каждому такому минимуму может быть сопоставлен топологический заряд, который представляет собой число (положительное или отрицательное), кратное  $2\pi$  радианам. Эта величина возникает как результат суммирования градиента фазы вдоль замкнутого контура, окружающего область с минимальной интенсивностью. Изучение оптических вихрей стало предметом сформировавшегося в последние десятилетия нового направления в оптике, названного сингулярной оптикой [1].

Лазерный пучок, несущий оптический вихрь, называют вихревым. В качестве такого пучка

очень часто выступает циркулярная Лагерр-Гауссова мода  $LG_0^l$  [2], которая является наиболее характерным примером пучков, несущих оптический вихрь. Если когерентный лаггер-гауссов (ЛГ) пучок распространяется в однородной среде, нули интенсивности составляют нуль линию, совпадающую с осью пучка, а оптический вихрь сохраняет свою структуру на всем протяжении пучка. При распространении первоначально когерентного света в турбулентной [3] или рассеивающей [4] среде в пучке появляется некогерентная составляющая, нуль превращается в минимум среднего распределения интенсивности. Примерно таким же образом ведет себя средняя интенсивность вихревого пучка, первичное поле которого является случайным (частично-когерентным) [5]. Замечательным качеством вихревых ЛГ пучков является обладание ими орбитальным угловым моментом (ОУМ) [6]. Для ОУМ справедлив закон сохранения, который при распространении света в случайно-неоднородной среде выполняется «в среднем» [7].

Возможность регистрации ОУМ в турбулентной атмосфере рассматривалась в работе [8]. Авторами

было показано, что топологический заряд, который может быть зарегистрирован с высокой точностью на значительных расстояниях от апертуры источника, является достаточно устойчивым параметром излучения. В тоже время блуждания пучка, обусловленные турбулентностью, приводят к выходу дислокации из апертуры детектора и потере точности метода. Согласно [8], точность регистрации может быть повышена за счет увеличения апертуры приемника или за счет повышения топологического заряда вихря.

Исследование регистрации дислокаций в турбулентной среде продолжено в настоящей работе, где рассматривается возможность определения таких характеристик вихревого излучения, как циркуляция и ротор поля наклонов волнового фронта. На основе обработки полученных данных определяется наличие или отсутствие особых точек в пучке, вычисляется их количество, топологические заряды и координаты. Основное внимание уделяется влиянию размеров апертуры приемника (в [8] апертуру предлагается увеличивать) на точность работы системы, кроме этого, учитываются дополнительные дислокации, появление которых обусловлено турбулентными искажениями.

Также в статье проводится анализ влияния параметров датчика Гартмана на точность работы системы регистрации и выполняется оптимизация параметров прибора. В заключительном параграфе точность регистрации дислокаций с использованием датчика сравнивается с точностью работы идеальной оптической системы (в идеальной системе полагается возможным определение градиентов волнового фронта).

#### Численная модель оптической системы

Приводимые в статье данные были получены на основе методов численного эксперимента. При построении модели оптической системы полагалось, что основным искажающим фактором является атмосферная турбулентность, тепловое самовоздействие и другие эффекты, оказывающие влияние на пучок, не учитывались.

Распределение амплитуды  $E_0(x, y)$  одномодового пучка гауссовского профиля в плоскости апертуры источника задавалось формулой:

$$E_0(x, y) = A_0 \exp(-(x^2 + y^2) / 2a_0^2),$$

в которой  $x, y$  – координаты в плоскости, перпендикулярной направлению распространения;  $A_0$  – значение амплитуды при  $x=0, y=0$ ;  $a_0$  – начальный радиус пучка. В приближении квазиоптики распространение излучения с комплексной амплитудой  $E(x, y, z, t)$  в случайно неоднородной слабопоглощающей среде характеризовалось дифференциальным уравнением вида [9]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \frac{2k^2}{n_0} \tilde{n} E, \quad (1)$$

где  $z$  – координата в направлении распространения;  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  – оператор Лапласа;  $\tilde{n}$  – слу-

чайное поле флуктуаций показателя преломления, обусловленных турбулентностью.

Пространственным масштабом задачи в направлении распространения, на который во всех приводимых далее (по всей работе) вычислениях нормировалась координата  $z$ , является дифракционная длина  $z_d = ka_0^2$ ,  $k$  – волновое число. Нормировка координат  $x$  и  $y$  выполнялась на начальный радиус пучка  $a_0$ .

Условия распространения пучка в турбулентной атмосфере определялись радиусом Фрида, связанным со структурной постоянной  $C_n$  среды, известной формулой [10]

$$r_0 = 1,68(C_n^2 k^2 L)^{-3/5},$$

где  $L$  – длина трассы.

Численное решение уравнения (1) выполнялось методом расщепления по физическим факторам [11], согласно которому распределенный слой искажающей среды представляется набором фазовых экранов и участков свободной дифракции между ними.

Удовлетворительное соответствие модели условиям натурального эксперимента было продемонстрировано в монографии [12].

#### Регистрация параметров вихревого пучка с использованием двумерного распределения градиентов фазы

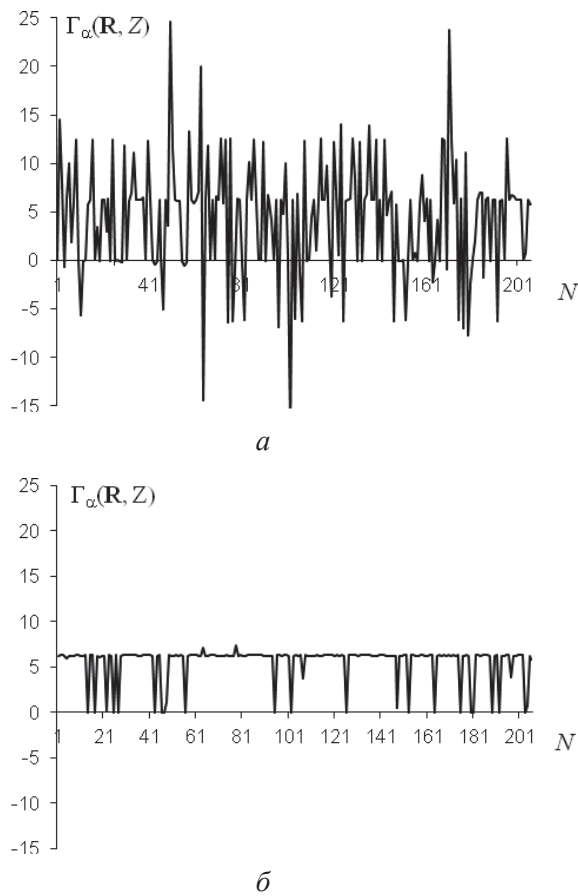
Для проведения анализа дифракции лазерного излучения, несущего оптический вихрь первого и более высоких порядков, в плоскости апертуры генератора имитировалось прохождение пучка через фазовый транспарант, обеспечивающий формирование геликоидального волнового фронта. В интересующей нас плоскости анализа вычислялись градиенты поперечного распределения фазы (идеальная система), затем находилась их циркуляция  $\Gamma_{\alpha}(R, Z)$  посредством интегрирования по периметрам контуров различных размеров, ротор градиента фазы и другие характеристики излучения.

В описанных условиях кроме искусственной дислокации, введенной в волновой фронт в плоскости  $Z=0$ , возможно появление дополнительных вихрей, обусловленных турбулентностью, число которых изменяется при распространении излучения. Также можно ожидать, что под влиянием возмущений особые точки высоких порядков будут распадаться на несколько дислокаций первого порядка.

Полученные в численных экспериментах значения циркуляции в контуре, находящемся в центре пучка, приводятся на рис. 1 (турбулентность моделировалась одним экраном, расположенным в начале трассы). Интенсивность искажений уменьшается от верхнего графика к нижнему. Приводимые данные показывают, что при высокой интенсивности искажений (рис. 1, а) значения интеграла на отдельных реализациях значительно превосходят  $2\pi$ , на других являются меньшими нуля, т. е. в выбранный контур, размеры которого соста-

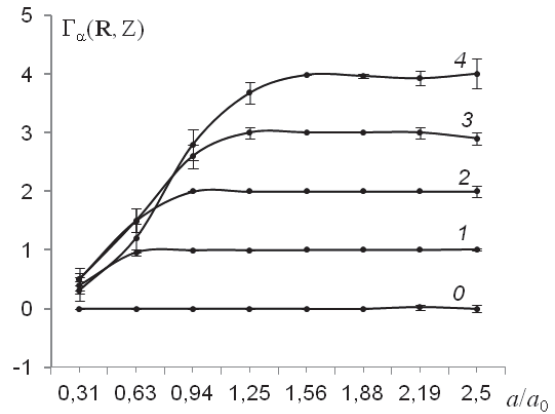
включают 1,6 диаметра пучка, попадает большое количество дополнительных дислокаций, суммарный заряд которых отличается от заряда, введенного в пучок искусственного вихря.

Вероятность попадания дополнительных дислокаций в область интегрирования падает с уменьшением интенсивности турбулентности. Это положение иллюстрируется на рис. 1, б, где видно, что в большинстве случаев при интегрировании поля градиентов мы получаем значение циркуляции равное  $2\pi$ , и только в 20 случаях из 200 регистрируемые значения интеграла спадают до 0. Если полагать, что равновероятным является появление в контуре вихрей с положительными и отрицательными зарядами, можно заключить, что отмеченные 20 событий соответствуют выходу дислокации из области интегрирования.



**Рис. 1.** Значения циркуляции градиентов волнового фронта, полученные при различной интенсивности турбулентных искажений: радиус Фрида  $r_0=0,08$  (а) и  $0,20$  (б) начальных радиусов пучка.  $Z=0,3$ , диаметр контура интегрирования составляет 1,6 начальных диаметра пучка

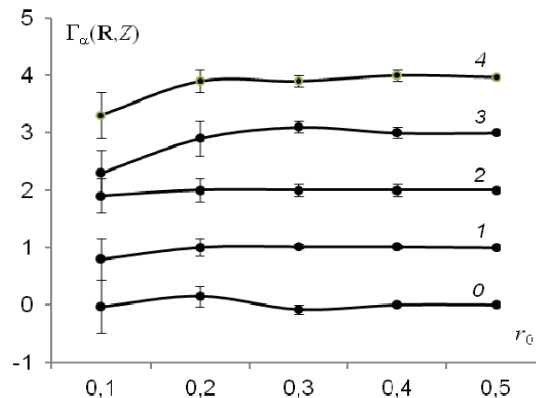
Усредненные по 100 реализациям значения функции  $\Gamma_\alpha(R, Z)$ , полученные при различной интенсивности турбулентности при введении в исходный волновой фронт дислокаций различных (от 0 до 4) порядков представлены на рис. 2. Варьируемый параметр численных экспериментов – размеры контура интегрирования.



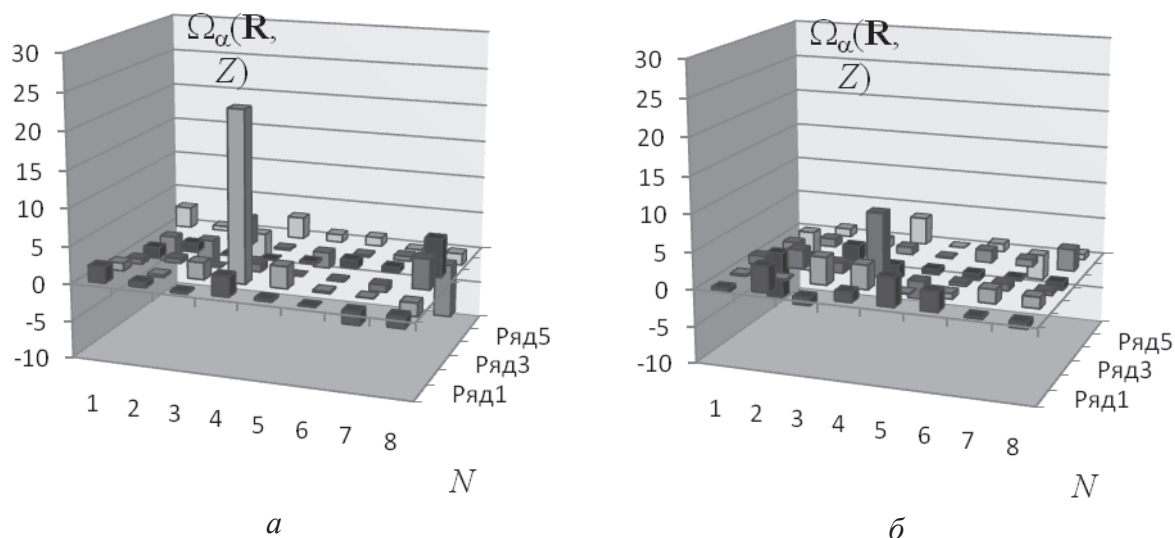
**Рис. 2.** Зависимость усредненных значений циркуляции градиентов  $\Gamma_\alpha(R, Z)$  от размеров контура интегрирования;  $a$  – диаметр контура;  $a_0$  – начальный диаметр пучка. Номера кривых соответствуют порядку особой точки, внесенной в начальный волновой фронт. Радиус Фрида  $r_0=0,5$ , длина трассы  $Z=0,5$

Может видеть, что на кривых имеется участок, параллельный горизонтальной оси, означающий, что для заданных значений  $r_0$  могут быть определены размеры контура, при которых осуществляется уверенная регистрация начальной дислокации. С уменьшением диаметра контура значения циркуляции стремятся к нулю, причем этот спад наблюдается для любого топологического заряда, т. е. с использованием контура малого диаметра наличие дислокации в пучке определить невозможно.

Влияние турбулентности было исследовано также для фиксированного диаметра контура, равного приблизительно двум начальным диаметрам пучка (рис. 3). Как и можно было ожидать из описанных выше численных экспериментов, зависимость циркуляции от радиуса Фрида имеет прямолинейный участок, параллельный оси абсцисс, и уменьшается при высокой ( $r_0 < 0,2$ ) интенсивности турбулентности, т. е. в условиях сильных искажений вероятность регистрации вихрей уменьшается.



**Рис. 3.** Зависимость усредненных значений циркуляции локальных наклонов  $\Gamma_\alpha(R, Z)$  от интенсивности турбулентных искажений, задаваемых радиусом Фрида  $r_0$ . Диаметр контура интегрирования был выбран равным 1,9 начальных диаметров пучка,  $Z=0,5$ . Номера кривых соответствуют порядку особой точки, внесенной в волновой фронт



**Рис. 4.** Изменение двумерного распределения функции ротора  $\Omega_\alpha(R, Z)$  при изменении интенсивности турбулентных искажений,  $Z=0,5$ ,  $r_0=0,45$  (а) и  $r_0=0,07$  (б)

Информация о двумерном распределении особых точек в вихревом лазерном пучке может быть получена с использованием функции ротора локальных наклонов, значения которого в данном исследовании рассчитывались путем нормирования циркуляции, вычисленной для соответствующего контура, на ограниченную контуром площадь. При этом небольшие контуры покрывали всю область регистрации параметров пучка.

Усредненное по 50 реализациям распределение ротора для пучка, прошедшего один фазовый экран, моделирующий тонкий слой турбулентной атмосферы, и несущего вихрь второго порядка, по-

казано на рис. 4. Варьируемым параметром здесь являлся радиус Фрида.

При малой интенсивности турбулентности ( $r_0=0,45$ , рис. 3, 4, а) в распределении хорошо виден центральный максимум, соответствующий введенной в пучок дислокации, и дополнительные экстремумы, обусловленные, очевидно, особыми точками, появившимися в результате искажений пучка на экране. С ростом интенсивности искажений высота центрального максимума уменьшается, и при  $r_0=0,07$  (рис. 4, б) он становится практически неотличим от дополнительных экстремумов. Подобное поведение функции ротора наблюдается и при внесении пучок дислокаций более высоких порядков.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Soskin M.S., Vasnetsov M.V. Singular optics // Prog. Opt. – 2001. – V. 42. – P. 219–276.
- Siegman A.E. Lasers. – Mill Valley, Calif.: University Science, 1986. – 1304 p.
- Young C.Y., Gilchrest Y.V., Macon B.R. Turbulence induced beam spreading of higher order mode optical waves // Optical Engineering. – 2002. – V. 41. – № 5. – P. 1097–1103.
- Palacios D.M., Rozas D., Swartzlander G.A., Jr. Observed scattering into a dark optical vortex core // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P. 103902.
- Ponomarenko S.A. A class of partially coherent beams carrying optical vortices // J. Opt. Soc. Am. A. – 2001. – V. 18. – P. 150–156.
- Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes // Phys. Rev. A. – 1992. – V. 45. – P. 8185–8189.
- Аксенов В.П., Погуца Ч.Е. Флуктуации орбитального углового момента лазерного пучка, несущего оптический вихрь, в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 4. – С. 343–348.
- Gbur G., Tyson R.K. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation // J. Opt. Soc. Am. A. – 2008. – V. 25. – № 1. – P. 225–230.
- Выслоух В.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. Численный эксперимент по фазовой компенсации теплового самовоздействия световых пучков // Изв. вузов. Радиофизика. – 1979. – Т. XXII. – № 4. – С. 435–440.
- Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. – М.: Наука, 1985. – 335 с.
- Марчук Г.И. Методы расщепления. – М.: Наука, 1988. – 264 с.
- Канев Ф.Ю., Макенова Н.А., Цыро Е.И. Адаптивные методы коррекции искажений оптического излучения. – Томск: Академическое изд-во Lambert Academic Publishing, 2012. – 198 с.

Поступила 27.11.2012 г.