

На момент окончания импульса мощности ТВС величина общих утечек тепла от ТВС составляет менее 8 % от суммарного энерговыделения, следовательно, ошибка определения пикового значения мощности для реализованных импульсов не превышает 8 % и может быть уменьшена путем улучшения теплоизоляции или вакуумирования полости ТВС на время эксперимента.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vermeeren L. et al. Qualification of the on-line power determination of fuel elements in irradiation devices in the BR2 reactor: Scientific Report / Belgian Nuclear Research Centre. – Mol, Belgium, 2005. – NT.57 /D089023/01/LV.
2. Методика расчета тепловой мощности твэлов в экспериментальных каналах водяных петель реактора МИР.М1 / НИИАР; разработ. А.Л. Ижутов, Н.П. Матвеев, В.А. Овчинников. – Дмитровград, 1995. – Рег. № 41-95. – 0229804912.
3. Курчатов И.В., Фейнберг С.М., Доллежал Н.А. Импульсный графитовый реактор ИГР // Атомная энергия. – 1964. – Т. 17. – № 6. – С. 463–474.
4. Васильев Ю.С., Вурим А.Д., Колодешников А.А., Алейников Ю.В., Бакланов В.В., Витюк В.А., Гайдайчук В.А., Гановичев Д.А., Жданов В.С., Зуев В.А., Игнашев В.И., Козловский Е.В., Микиша А.В., Пахниц А.В., Пешехонов С.Н., Прозорова И.В., Тарасенко Е.В. Исследования процессов, сопро-

Результаты проведенных расчетно-экспериментальных исследований позволяют утверждать, что применение теплофизического метода позволит усовершенствовать существующую процедуру выбора параметров работы ИГР, необходимых для выполнения требований по реализации заданной мощности и интегрального энерговыделения в ТВС.

5. вожающих тяжелые аварии энергетических реакторов с плавлением активной зоны // В кн.: Экспериментальные исследования в области безопасности атомной энергии. – Курчатов: Национальный ядерный центр РК, 2010. – С. 225–263.
5. Определение энерговыделения в топливных детекторах гамма-спектрометрическим методом при проведении испытаний на реакторе ИГР / ДПП ИАЭ РГП НЯЦ РК; разработ. М.О. Токтаганов, Ю.А. Попов и др. – АК.65000.00.728 МУ. – инв. № К-38051. – Курчатов, 2001. – 16 с.
6. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. Изд. 2-е стереотип. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
7. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. Справочник / пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1979. – 216 с.

Поступила 21.01.2013 г.

УДК 536.2:536.33

## ЛАЗЕРНОЕ РАЗРУШЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Е.Ю. Морозова, В.М. Лисицын, В.П. Ципилев, А.Н. Яковлев

Томский политехнический университет  
E-mail: morozova@tpu.ru

*Рассмотрена задача импульсного лазерного нагрева двухслойной системы, в которой первый слой является прозрачным по отношению к воздействию потока, а второй – сильнопоглощающим. Методом численного моделирования получены температурные профили нагрева двухслойной системы при различных длительностях воздействующего импульса. Показано, что положение максимума нагрева не соответствует границе раздела сред. Полученные результаты использованы при анализе технологического процесса лазерного отслоения кристалла нитрида галлия от сапфировой подложки*

#### Ключевые слова:

*Лазерный нагрев, двухслойная система, численное моделирование.*

#### Key words:

*Laser heating, double-layer system, numerical simulation.*

#### Введение

Разработка высокоэффективных светодиодов является основным направлением совершенствования источников света. Одним из этапов технологической цепочки изготовления светодиодов является удаление полупроводниковой пленки с диэлектрической подложки, например, отделение кристалла нитрида галлия от сапфировой подложки.

В настоящее время перспективным методом отделения пленки нитрида галлия (GaN) от сапфировой подложки ( $Al_2O_3$ ) является метод, основанный

на быстром нагреве поверхностного слоя GaN лазерным излучением в области собственного поглощения, приводящий к термическому разложению GaN на металлический Ga и  $N_2$ , что и обеспечивает отделение гетероструктуры от подложки [1]. Длина волны лазерного излучения (ЛИ) подбирается так, чтобы сапфировая подложка была прозрачной к воздействию излучению, а поглощение матрицы GaN было высоким. Как правило, толщина слоя GaN не превышает 10...12 мкм, поэтому для качественного отделения сапфировой подложки

показатель поглощения  $\mu$  материала GaN должен превышать  $10^4 \text{ см}^{-1}$ . Такое поглощение реализуется при использовании эксимерных лазеров с длинами волн 193, 248 и 308 нм, а также твердотельных YAG-лазеров, работающих на третьей (354,7 нм), четвертой (266 нм) и пятой (213 нм) гармониках излучения.

Экспериментальные результаты исследований лазерного отделения гетероструктур [1, 2] излучением эксимерного KrF-лазера (248 нм) показывают, что квантовая эффективность GaN после удаления подложки уменьшается примерно в два раза по сравнению с исходной. Причиной этого является присутствие на поверхности структуры металлического галлия и поверхностных дефектов, что, по-видимому, связано с тем, что отделение идет не только по границе раздела сред, но и в некоторой приповерхностной области, где температура нагрева может оказаться значительно выше температуры на границе раздела. В любом случае, после отделения гетероструктуры требуется дополнительная обработка, связанная с удалением Ga с ее поверхности, а также формированием поверхностного слоя различными способами [1, 2], повышающими эффективность, но не дающими полного восстановления излучательных характеристик.

Таким образом, вопрос качественного отслоения структуры GaN от подложки остается открытым. Для его решения необходим детальный анализ процесса нагрева, основанный на расчете пространственно-временных температурных профилей на границе раздела сред. Важным представляется определение степени влияния параметров ЛИ и оптических характеристик GaN на тепловой режим двухслойной системы и возможностей оптимизации процесса лазерного отделения. В данной работе эта задача решалась путем численного моделирования.

#### Математическая постановка задачи

На рис. 1 представлена модель нагрева двухслойной системы импульсом лазерного излучения [3].

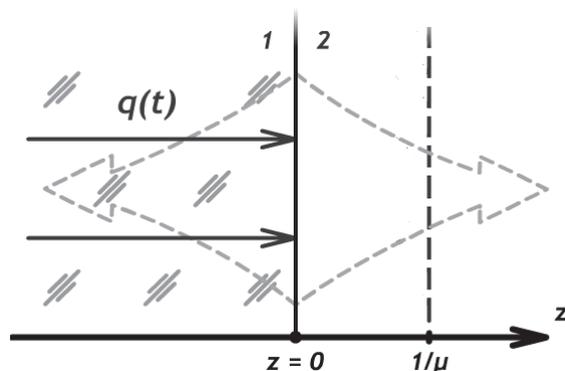


Рис. 1. Модель нагрева двухслойной системы: 1) прозрачная среда; 2) поглощающая среда, где  $q(t)$  – плотность потока ЛИ, пересекающего границу раздела;  $z=0$  – граница раздела сред;  $1/\mu$  – глубина проникновения излучения. Пунктирные стрелки – тепловые потоки

Первый слой  $-\infty < z < 0$  является прозрачным для излучения. Вторым слоем  $0 < z < \infty$  ослабляет воздействующий поток по закону Бугера–Ламберта–Бера. В начальный момент времени система имеет однородную начальную температуру  $T_0$ . На границе раздела двух сред имеет место тепловой и оптический контакт, теплообмен с внешней средой не учитывается. Прогрев такой системы определяется поглощением световой энергии во втором слое и кондуктивным переносом тепла.

Математическая постановка задачи записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad -\infty < z < 0, \quad t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{q(t)}{c_2 \rho_2} e^{-\mu z}, \quad 0 < z < \infty, \quad t > 0 \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями:

$$T_1(z, 0) = T_2(z, 0) = T_0; \quad (3)$$

$$T_1(0, t) = T_2(0, t); \quad (4)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial z}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_1(-\infty, t)}{\partial z} = \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial z} = 0; \quad (6)$$

$$q(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau, \end{cases} \quad (7)$$

где  $T, T_0$  – текущая и начальная температура;  $t$  – время;  $z$  – пространственная координата с началом на границе контакта слоев,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность вещества,  $a = \lambda / (c\rho)$  – коэффициент температуропроводности;  $\tau$  – длительность импульса; индексы 1 и 2 отмечают соответственно параметры первого и второго слоев.

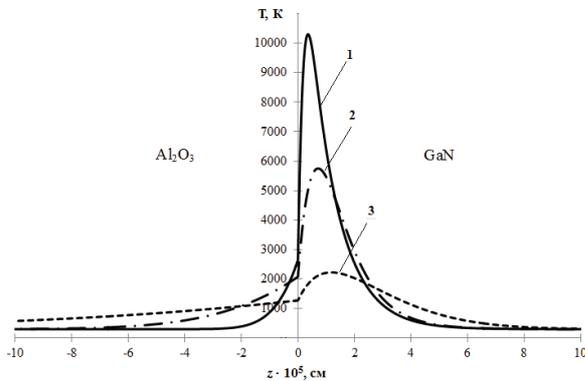
Для определения влияния теплоотвода от границы раздела сред на температуру приповерхностного слоя и на форму очага разогрева в зависимости от длительности импульса излучения и теплофизических параметров проведено численное интегрирование (1)–(7) по явной разностной схеме с использованием четырехточечного шаблона. Точность численного решения – 4%. Расчеты проводились в приближении независимости теплофизических констант от температуры и без учета фазовых переходов. Проверка численного решения подобной задачи на сходимость и сравнение с аналитическим расчетом в асимптотиках описана в работе [3].

Длительность лазерного импульса варьировалась в пределах от 1 до 100 нс. Верхняя граница лимитируется толщиной слоев  $h_1$  и  $h_2$ , характерными длинами теплового пробега  $\sqrt{a_1 \tau}$  и  $\sqrt{a_2 \tau}$  и выполнением условия (6). Кроме того, данный диапазон длительностей успешно освоен лазерной техникой и доступен для практического использования.

**Результаты и их обсуждение**

На рис. 2 в качестве примера приведены пространственно-временные температурные профили нагрева двухслойной системы  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-GaN}$  для трех длительностей воздействующего импульса (1, 10 и 100 нс) при показателе поглощения  $\text{GaN}$   $\mu=10^9 \text{ см}^{-1}$  и плотности энергии ЛИ  $H=1 \text{ Дж/см}^2$ .

Следует отметить, что при взятых значениях  $H$  и без учета фазовых переходов полученные значения температуры нереальны. Поэтому приведенные кривые отображают в большей степени качественную картину распределения температуры, что удобно для анализа процесса нагрева. Реальные значения температур при пороговых уровнях лазерного воздействия приведены на рис. 3 и в таблице.



**Рис. 2.** Температурные профили нагрева двухслойной системы к концу длительности воздействующего импульса: прозрачный слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\lambda_1=25 \text{ Вт/(м·К)}$ ); поглощающий слой  $\text{GaN}$  ( $\lambda_2=1,3 \text{ Вт/(м·К)}$ );  $\tau$ : 1) 1; 2) 10; 3) 100 нс,  $\mu=10^9 \text{ см}^{-1}$

Анализ температурных профилей показывает, что распределение тепла по глубине поглощающего слоя отличается от распределения Бугера–Ламберта–Бера, т. е. не соответствует распределению поглощенной дозы ЛИ. Видно, что наличие прозрачной теплопроводящей подложки резко уменьшает температуру на поверхности раздела  $T_s$  и сдвигает максимум нагрева  $z_m$  вглубь поглощающего слоя. Эта ситуация, когда положение максимума нагрева не совпадает с границей раздела сред, характерна для всех случаев, когда  $\lambda_1 > \lambda_2$ . Более того, в соответствии с [3], положение максимума нагрева совпадает с границей раздела сред только при выполнении условия  $\lambda_1 \leq \lambda_2$ , т. е. в случае теплоизолирующей подложки.

Выявлено, что с уменьшением показателя поглощения  $\mu$  и увеличением длительности импульса  $\tau$  сдвиг максимума  $z_m$  возрастает. Температурный профиль имеет  $\Lambda$ -образный вид и определяется соотношением характерных величин теплового пробега  $\sqrt{a_2 \tau}$  и глубины проникновения излучения  $1/\mu$ . При  $\sqrt{a_2 \tau} \ll 1/\mu$  профиль в основном соответствует распределению поглощенной дозы, при  $\sqrt{a_2 \tau} \gg 1/\mu$  определяется теплопроводностью, т. е. реализуется режим поверхностного нагрева. Наиболее сложный профиль возникает в случае, когда

$\sqrt{a_2 \tau} \approx 1/\mu$ , поскольку формируется как за счет поглощения излучения, так и за счет теплопроводности слоев.

Следующей важной особенностью процесса нагрева является сильная зависимость температуры от  $\mu$  и  $\tau$ , как в максимуме нагрева  $T_m$ , так и на границе раздела сред  $T_s$ . Этот факт позволяет достаточно эффективно управлять формирующимся температурным профилем для решения конкретных задач, меняя энергетику воздействия, длительность ЛИ и длину волны излучения.

Проведем анализ результатов применительно к задаче отслоения  $\text{GaN}$  от сапфировой подложки. При анализе необходимо учитывать ранее сделанный важный вывод о том, что температура нагрева на границе раздела сред  $T_s$  всегда в несколько раз меньше, чем в максимуме  $T_m$ , который сдвинут вглубь слоя  $\text{GaN}$ .

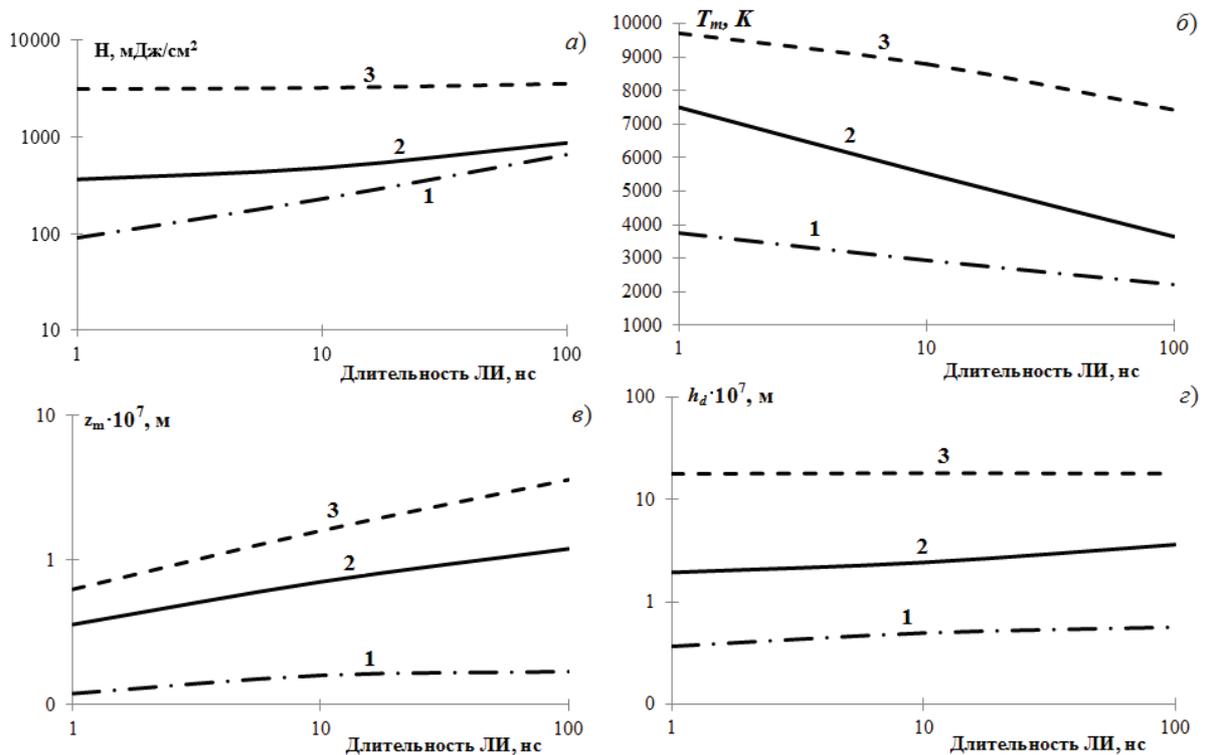
Поскольку экспериментально измеренные пороги отслоения, полученные с применением различных лазеров, сильно различаются (от 0,3 до 1 Дж/см<sup>2</sup> при длительностях ЛИ 20–30 нс [1, 2]), при определении оптимального режима лазерного воздействия необходимо выявить основной критический параметр процесса отслоения. В качестве такого параметра можно принять температуру деградации  $T_d$  материала  $\text{GaN}$ . При этом необходимо допустить, что  $T_d$  должна быть достигнута на границе раздела сред. В этом случае может быть достигнута высокая вероятность качественного отслоения, но при условии, что разница температур в максимуме нагрева и на границе раздела сред незначительна.

Необходимо учесть, что при достижении  $T_d$  на границе раздела деградация произойдет в прогретом слое, где температура  $T \geq T_d$ . Ширина этого слоя  $h_d$  полностью определяется параметрами  $\mu$ ,  $\tau$  и  $H$ .

На рис. 3 и в таблице приведены результаты расчета основных параметров лазерного нагрева поглощающего слоя  $\text{GaN}$  в зависимости от  $\mu$  и  $\tau$ . Для примера в качестве  $T_d$  взята температура плавления нитрида галлия  $T_s \approx 2000 \text{ К}$  [4].

**Таблица.** Значения основных параметров лазерного нагрева пленки  $\text{GaN}$  при различных, характерных для лазеров наносекундного диапазона, длительностях воздействия

$\tau$ , нс	$H$ , мДж/см <sup>2</sup>	$T$ , К	$z_m \cdot 10^7$ , м	$h_d \cdot 10^7$ , м
$\mu=10^6 \text{ см}^{-1}$				
1	91	3757	0,12	0,37
10	230	2943	0,16	0,50
100	660	2218	0,17	0,57
$\mu=10^7 \text{ см}^{-1}$				
1	365	7503	0,36	1,95
10	480	5534	0,71	2,44
100	870	3651	1,20	3,65
$\mu=10^8 \text{ см}^{-1}$				
1	3140	9713	0,63	17,90
10	3230	8796	1,60	18,20
100	3560	7427	3,60	18,00



**Рис. 3.** Зависимость плотности энергии ЛИ (а), температуры в максимуме нагрева (б), положения максимума нагрева (в) и ширины зоны прогрева (г) от длительности ЛИ при достижении температуры на границе раздела сред 2000 К;  $\mu$ : 1)  $10^5$ ; 2)  $10^6$ ; 3)  $10^7$   $\text{см}^{-1}$

Из рис. 3 видно, что уменьшение длительности ЛИ и увеличение  $\mu$  приводит к уменьшению критической плотности потока ЛИ, необходимой для деструкции GaN. При этом положение максимума нагрева  $z_m$  и толщина слоя деструкции  $h_d$  уменьшаются и при  $\mu \geq 10^6$   $\text{см}^{-1}$  и  $\tau \leq 1$  нс не превышают 0,1 мкм. Перегрев слоя GaN в данном случае незначителен, т. е. температура в максимуме не превышает 4000 К. Последнее обстоятельство может играть полезную роль, поскольку в данном режиме снижается возможность «взрывного» испарения слоя, формирование ударно-волнового сжатия с последующим разрушением кристалла за пределами нагретого слоя.

Согласно [1, 2] пороговая плотность энергии отслоения сапфировой подложки при облучении ЛИ длительностью 30 нс на длине волны излучения 248 нм составляет 450 мДж/см<sup>2</sup>. В литературе отсутствуют данные о показателе поглощения GaN на этой длине волны, однако в первом приближении можно принять  $\mu \leq 1/\lambda_0 \approx 10^5$   $\text{см}^{-1}$  ( $\lambda_0$  – длина волны излучения). Расчетная оценка порога деструкции при  $\mu = 10^5$   $\text{см}^{-1}$  и длительности ЛИ 30 нс дает значение  $H = 530$  мДж/см<sup>2</sup>, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (различие не превышает 15 %).

Таким образом, из результатов расчета следует, что для качественного отделения GaN целесообразно

уменьшать длительность ЛИ с возможным переходом в пикосекундную область. Кроме того, желательно выращивать кристалл GaN на относительно нетеплопроводящей подложке.

#### Выводы

1. Проведено численное моделирование лазерного импульсного нагрева кристалла GaN через прозрачную сапфировую подложку, находящуюся в тепловом контакте с кристаллом.
2. Показано, что при лазерном нагреве системы Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-GaN, в результате теплоотвода с поверхности кристалла в его объем и теплопроводящую подложку, формируется характерный для всех режимов нагрева температурный профиль с максимумом температуры, смещенным от границы раздела сред вглубь GaN.
3. Показано, что увеличивая показатель поглощения GaN (например, путем подбора длины волны лазерного излучения) и уменьшая длительность воздействия, можно добиться благоприятного режима нагрева с целью улучшения качества лазерного отрыва кристалла от подложки.

*Работа выполнена при поддержке гранта № 14.В37.21.1170 Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.*

## 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