

## Физические принципы работы полупроводниковых дисковых лазеров

Н.С. Аверкиев, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, Е.А. Гребенщикова,  
А.Ю. Кислякова, Ю.П. Яковлев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия  
E-mail: v.sherstnev@mail.ioffe.ru*

A. Krier and D.A. Wright

*Department of Physics, Lancaster University, Lancaster, LA1 4YB, UK*

Статья поступила в редакцию 2 августа 2006 г.

Рассмотрены физические принципы работы полупроводниковых дисковых лазеров на модах шепчущей галереи. Предложен новый метод измерения однопроходного оптического усиления. Рассмотрена теория цилиндрических волноводов. Экспериментально исследованы спектральные характеристики лазеров на модах шепчущей галереи в интервале температур 4–300 К. Показано, что такие лазеры весьма перспективны как потенциальные источники лазерного излучения, работающие при комнатной температуре.

Розглянуто фізичні принципи роботи напівпровідникових дискових лазерів на модах галереї, що шепотить. Запропоновано новий метод виміру однопрохідного оптичного посилення. Розглянуто теорію циліндричних хвильоводів. Експериментально досліджено спектральні характеристики лазерів на модах галереї, що шепотить, в інтервалі температур 4–300 К. Показано, що такі лазери досить перспективні як потенційні джерела лазерного випромінювання, що працюють при кімнатній температурі.

PACS: 42.55.Px Полупроводниковые лазеры; лазерные диоды;  
42.60.Da Резонаторы, полости, усилители, устройства и кольца;  
42.79.Gn Оптические волноводы и элементы связи.

Ключевые слова: лазер, когерентное излучение, моды шепчущей галереи.

### 1. Введение

В последние годы все более растет интерес к исследованиям общих механизмов и принципов действия, а также способов оптимизации оптических характеристик, конструкций и технологий изготовления существующих типов полупроводниковых лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Этот интерес обусловлен не только научной, но и практической значимостью разработки лазеров среднего ИК диапазона (2–8 мкм), поскольку в его пределах находятся линии поглощения множества вредных жидкостей и газов. Однако исследования, разработка и внедрение полупроводниковых приборов, излучающих в данном диапазоне, требуют пре-

одоления трудностей, обусловленных небольшой величиной коэффициента усиления, связанного с высокой эффективностью безызлучательной рекомбинации в узкозонных полупроводниках.

В настоящее время существует множество вариантов конструкций лазеров среднего ИК диапазона. Наиболее распространенными являются каскадные лазеры (QCL), увеличивающие оптическое усиление в активной области и VCSEL-конструкции, позволяющие улучшить добротность резонатора. Основным недостатком этих лазеров — сложность изготовления таких приборов.

В работе [1] предложена и реализована новая конструкция лазера для среднего ИК диапазона.

Ее принципиальная особенность — использование кольцевого резонатора в виде диска, рабочей модой которого является так называемая «мода шепчущей галереи» (в дальнейшем WGM — whispering gallery mode).

Теоретические и экспериментальные исследования WGM-лазеров [2–4] показали, что приборы на основе кольцевых резонаторов — это устройства с существенно более высокой добротностью по сравнению с обычными лазерами среднего ИК диапазона. В результате был получен полупроводниковый прибор, работающий при малом усилении в активной области [1]. Для таких приборов требования к качеству поверхности и технологии существенно снижаются. Длина волны в рассматриваемом диапазоне порядка 3 мкм и порядка 1 мкм внутри резонатора, поэтому обработка поверхности может производиться методами стандартной литографии.

В связи с этим целью настоящей работы является демонстрация основных свойств WGM-лазеров. В первую очередь рассмотрим распределение плотности тока в трехмерной структуре, которое непосредственно связано с возможностью генерации света исследуемым образцом. В экспериментальной части работы проанализированы полученные спектры лазерных диодов, работающих на длине волны порядка 2,5–4 мкм, характеризующие электрические и температурные свойства WGM-лазеров.

## 2. Однопроходное усиление в активной области InAs лазеров

Для понимания процессов, происходящих в WGM-лазере, существенна оценка однопроходного оптического усиления. Для этой цели нами была разработана методика оценки такого усиления. Рассматриваемый прибор представляет собой круглую мезу с кольцевым контактом.

Важная особенность круглой мезы с кольцевым контактом — неравномерное распределение плотности тока внутри структуры. Прежде всего, выясним, каково это распределение в образце заданной формы. Структура является нелинейным устройством с активной областью в виде двойного гетероперехода с двойными заряженными слоями на границах. Однако в области рабочих напряжений вольт-амперная характеристика приблизительно линейна и распределение плотности тока можно рассчитать, предполагая, что в реальных приборах существует дополнительное падение напряжения на активной области. Таким образом, необходимо решить стандартное уравнение

$$\nabla(\sigma \nabla \varphi) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием

$$j_n dS = I. \quad (2)$$

Здесь  $I$  — ток, протекающий через структуру. Интегрирование ведется по любой поверхности, параллельной контактам. Таким образом, в линейном приближении, хотя мы и не в состоянии вычислить падение напряжения в активной области, текущая плотность тока может быть вычислена с достаточной точностью. Вычисленное распределение  $z$ -компоненты плотности тока (перпендикулярной активной области) приведено на рис. 1.

Особенность распределения тока состоит в том, что плотность тока максимальна вблизи края мезы.

Нами было изготовлено два типа приборов диаметром 1000 мкм, приборы первого типа имели симметричный точечный контакт в центре, в приборах второго типа аналогичный контакт смещен ближе к краю мезы, создавая тем самым асимметрию. Единственное отличие образцов — различное положение омического контакта на поверхности структуры. Спектры электролюминесценции, измеренные для различных значений токов при комнатной температуре, приведены на рис. 2. Поведение спектров этих двух типов приборов существенно различается при увеличении подаваемого на структуру тока. Для диодов с контактом, расположенным в центре (рис. 2,а), получены достаточно схожие спектры без какого-либо сдвига по длинам волн при увеличении тока. Спектры приборов с асимметричными контактами достаточно схожи с симметричными до достижения током значения 100 мА, после чего спектр излучения сдвигается в длинноволновую область и становится несимметричным (рис. 2,б).

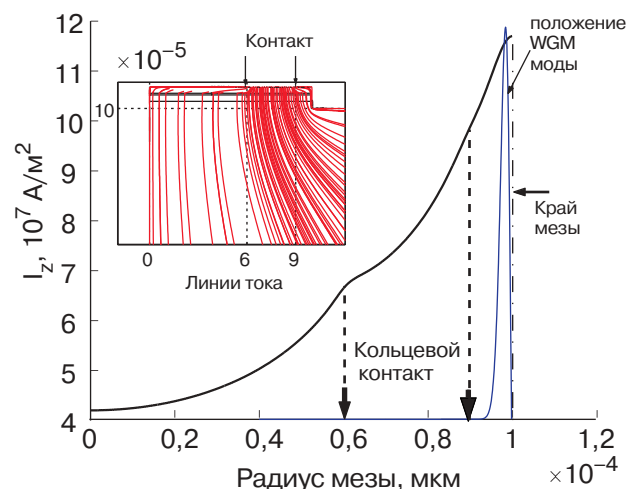


Рис. 1. Распределение плотности тока по радиусу  $R$  круглой мезы с кольцевым контактом. На вставке — картина распределения линий тока.

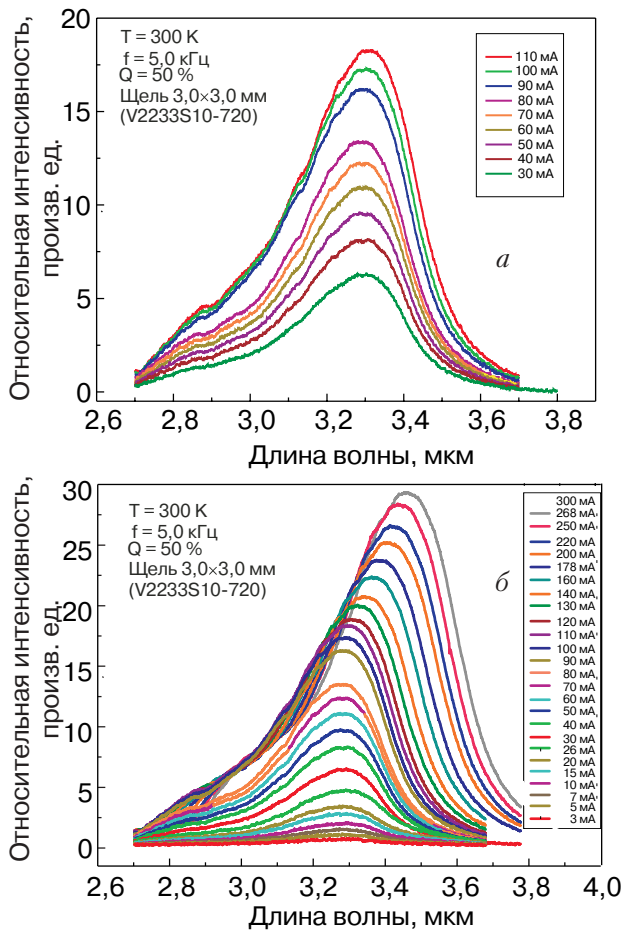


Рис. 2. Спектры электролюминесценции InAs диодов с симметричным контактом (а) и контактом, смещенным относительно центра, (б) для различных токов инжекции.

Это означает, что для асимметричного контакта существует область высокой плотности тока с большим оптическим усилением около края мезы. При расположении контакта в центре мезы расстояние между контактом и краем мезы слишком велико для существования такой области при использованных токах инжекции. Несмотря на то что усиление вблизи контакта существует, излучение затухает при приближении к краю мезы. Вследствие этого изменение формы спектра наблюдалось только в структурах с асимметричным контактом, установленным на расстоянии не дальше 200 мкм от края мезы. Причина этого явления в том, что благодаря данному эффекту значение плотности тока в этих структурах близко к значению, полученному для полупроводниковых лазеров на основе InAs.

Изменение формы спектра можно описать следующим образом. Известно [5], что форма спектра спонтанного излучения  $R_{sp}$  и коэффициент оптического усиления  $G$  описываются следующими выражениями:

$$R_{sp}(\hbar\omega) = r_{sp}(\hbar\omega)L(E_{eh})dE_{eh},$$

$$G(\hbar\omega) = g(\hbar\omega)L(E_{eh})dE_{eh}, \quad (3)$$

где

$$L(E_{eh}) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_{in}}{(E_{eh} - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2}$$

— функция Лоренца, описывающая уширение линии, а  $\hbar/\tau_{in}$  — внутризонное время энергетической релаксации носителей тока. Значения  $r_{sp}$  и  $g$  определяются следующим образом:

$$r_{sp} = A\rho(E_{eh} - E_g)\rho_{opt}(\hbar\omega)f_c(1 - f_v),$$

$$g = A\rho(E_{eh} - E_g)(f_c - f_v),$$

$$A = \left(\frac{1}{\hbar\omega}\right) \frac{\pi e^2 \hbar}{n^2 m_0^2} |M|^2. \quad (4)$$

Здесь  $n$  — коэффициент преломления,  $n_g = \omega(dn/d\omega)$ ;  $M$  — матричный коэффициент перехода,  $f_c$  и  $f_v$  — функции распределения Ферми в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

Соотношения, связывающие плотности токов  $N_c$  и  $N_v$ , функции распределения Ферми и выражение для плотности оптических мод  $\rho_{opt}$ , хорошо известны (см., например, [5]), а  $E_{eh} = (E_e - E_h)$ .

Таким образом, спектры, приведенные на рис. 2,а, могут быть аппроксимированы подбором параметров уравнения (3). Подгонными параметрами служат внутризонное время релаксации и плотность неравновесных носителей  $N_c$ , одинаковая для дырок и электронов. Все остальные параметры выбраны равными параметрам InAs при комнатной температуре. Результат такой аппроксимации показан на рис. 3, штриховой линией обозначены вычисленные спектры усиления. На этом же рисунке показан рассчитанный с помощью полученных таким образом параметров спектр усиления. Видно, что усиление особо существенно в длинноволновой части спектра излучения. Для оценки температуры активной области воспользуемся тем, что, как показано в [6], сдвиг спектра спонтанного излучения происходит большей частью из-за температурной зависимости ширины запрещенной зоны. Известно, что для InAs в интервале температур 300–450 К эта зависимость линейная, т.е.  $E_g = (0,357 - 3,5) \cdot 10^{-4}$  эВ ( $T = 300$  К). Это позволило нам оценить температуру внутри активной области диода с помощью приближения спектра излучения. Мы оценили, что максимальный перегрев составляет порядка 25°C для диодов с симметричным контактом и 70°C для несимметричных.

Аппроксимация спектра, приведенного на рис. 2,а, показывает, что значение параметра  $\hbar/\tau_{in}$  одинаково для всех кривых ( $\hbar/\tau_{in} = 0,006$  эВ при  $\tau_{in} = 0,1$  пс),

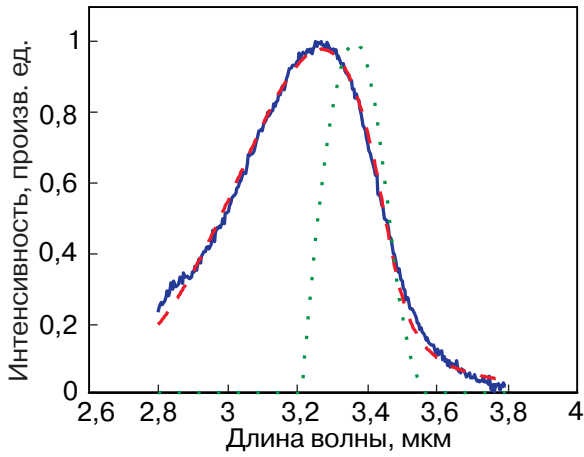


Рис. 3. Измеренный спектр электролюминесценции при токе 107 мА при комнатной температуре (сплошная линия) и теоретический спектр (пунктирная линия). Точками показан спектр усиления, рассчитанный с помощью параметров, полученных из аппроксимации экспериментального спектра ( $N_s = 3,25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau = 10^{-13} \text{ с}$ ).

что говорит о слабой температурной зависимости  $\tau_{in}$ . Определив концентрацию носителей и  $\hbar/\tau_{in}$  из аппроксимации спектра структуры с симметричным контактом, можно вычислить вид спектра усиления для этих же параметров и оценить коэффициент полного усиления  $G$ , аппроксимируя спектр структуры с несимметричным контактом. Эта методика дает значения плотности тока от  $N_c = 3,25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для значений тока 100 мА до  $N_c = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для 400 мА. При дальнейшей аппроксимации спектров при высоких значениях тока становится возможным оценить коэффициент однопроходного усиления. Оказалось, что  $G \approx 1,4$ , который для области усиления 200 мкм длиной аналогичен коэффициенту усиления  $17 \text{ см}^{-1}$ .

Таким образом, установлено, что коэффициент однопроходного усиления InAs при комнатной температуре больше единицы, однако он слишком мал для создания полоскового лазера, работающего при температуре 300 К, поскольку добротность резонатора такого лазера слишком мала. В этой ситуации высокодобротные дисковые резонаторы являются хорошей альтернативой. К рассмотрению таких резонаторов мы переходим в следующей части статьи.

### 3. Теория цилиндрических волноводов

Электромагнитное излучение, передаваемое по цилиндрическому волноводу, описывается полями  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{V}$ , удовлетворяющими уравнениям Максвелла для линейной, однородной и непроводящей среды, не имеющей источников.

Для цилиндрического волновода с резкими границами показателя преломления можно получить точные решения уравнений Максвелла. Естественно считать, что на бесконечности компоненты магнитного и электрического полей стремятся к нулю, а на границе волновода тангенциальные компоненты полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  непрерывны. Ось  $z$  выбрана вдоль оси рассматриваемого цилиндра. Радиус цилиндра равен  $a$ .

Вследствие аксиальной симметрии цилиндра можно считать, что зависимости электрического и магнитного полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  имеют вид:

$$E_i = E_i(\rho) \exp[i(kz + m\phi)] \exp(-i\omega t) \quad (5)$$

$$H_i = H_i(\rho) \exp[i(kz + m\phi)] \exp(-i\omega t). \quad (6)$$

В цилиндрических координатах компоненты электромагнитного поля  $E_\phi$ ,  $E_\rho$  и  $H_\phi$ ,  $H_\rho$  могут быть выражены через  $z$ -компоненты поля следующим образом:

$$\begin{cases} E_\phi = -\frac{1}{\alpha^2} \left[ k \frac{m}{\rho} E_z + i \frac{\omega}{c} H'_z \right] & \alpha^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \\ E_\rho = \frac{1}{\alpha^2} \left[ ik E'_z - \frac{\omega}{c} H_z \right] \\ H_\phi = \frac{1}{\alpha^2} \left[ i \varepsilon \frac{\omega}{c} E'_z - k \frac{m}{\rho} H_z \right] \\ H_\rho = \frac{1}{\alpha^2} \left[ \varepsilon \frac{m}{\rho} E_z + ik H'_z \right], \end{cases} \quad (7)$$

где  $E'$ ,  $H'$  — производные по  $\rho$ . Принципиальным является то, что только при  $k = 0$   $E_\phi$ ,  $E_\rho$  выражаются через  $H_z$ , а  $H_\phi$ ,  $H_\rho$  через  $E_z$ . Таким образом, при  $k = 0$  получаем либо  $E$ -волны, либо  $H$ -волны. При  $k \neq 0$  собственные моды цилиндрического волновода представляют собой суперпозицию  $E$ - и  $H$ -мод. Окончательно получаем уравнения для  $E_z(\rho)$  и  $H_z(\rho)$  для случая  $\rho \leq a$ :

$$\left\{ \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \rho E'_z + \left( \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) E_z = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \rho E'_z + \left( \alpha^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) E_z = 0 \right. \quad (8)$$

$$\left. \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \rho H'_z + \left( \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) H_z = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \rho H'_z + \left( \alpha^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) H_z = 0. \right. \quad (9)$$

Вне резонатора, т.е. для случая  $\rho > a$ , уравнения аналогичны с учетом  $\varepsilon = 1$ . Для существования решений, убывающих при  $\rho \rightarrow 0$ , необходимо выполнение двух следующих условий:

$$\alpha^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 > 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 < 0. \quad (10)$$

Тогда решения, конечные внутри круга радиусом  $a$  и ограниченные при  $\rho \rightarrow 0$ , будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} E_z = A_1 J_m(\alpha \rho); H_z = A_2 J_m(\alpha \rho); r < a \\ E_z = B_1 K_m(q \rho); H_z = B_2 K_m(q \rho); q^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}; r > a. \end{cases} \quad (11)$$

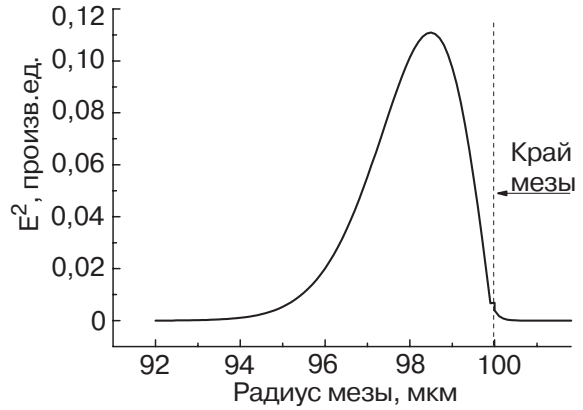


Рис. 4. Рассчитанная интенсивность излучения в цилиндрическом волноводе.

Имеем четыре неизвестных и четыре граничных условия. Эти уравнения приводят к следующему дисперсионному уравнению:

$$k^2 \frac{m^2}{a^2} J_m^2(\alpha a) \left( \frac{1}{q^2} - \frac{1}{\alpha^2} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \frac{J_m(\alpha a) K_m'(q \alpha)}{q K_m(q \alpha)} - \frac{J_m'(\alpha a)}{\alpha} \right] \left[ \frac{J_m(\alpha a) K_m'(q \alpha)}{q K_m(q \alpha)} - \frac{\varepsilon J_m'(\alpha a)}{q} \right] = 0. \quad (12)$$

Нами были рассмотрены моды диэлектрического волновода с параметрами, близкими к реальным:  $a \approx 100$  мкм,  $\varepsilon \approx 15$ ,  $\lambda \approx 3$  мкм (в вакууме),  $m \approx 600$ . При этом оказалось, что слагаемое, содержащее  $\omega^2/c^2$ , мало, так что положения мод могут быть определены из условия  $E_\varphi, E_z \approx 0$  при  $z = a$ . Однако при определении расстояния между модами необходимо учитывать члены уравнения (12), содержащие множитель  $\omega/c$ . Результаты расчетов для мезы радиусом 100 мкм при  $k_z = 2\pi n/L_z$ ,  $L_z = 1$  мкм,  $n = 1$  показывают, что межмодовые расстояния лежат в интервале от 25 до 50 Å. При  $n = 2$  в полупроводнике не существует мод с длиной волны 1 мкм. Отметим, что для используемых параметров  $E_z$  и  $E_\varphi \gg E_\rho$ . Поэтому интенсивность электромагнитного поля можно представить в виде

$$E_m^2 = \cos^2(m\varphi + kz)(E_\varphi^2 + E_z^2). \quad (13)$$

Характерное распределение интенсивности приведено на рис. 4. Отметим, что теоретически рассчитанная добротность рассматриваемого цилиндрического резонатора с «зеркальными» торцами оказывается равной бесконечности. Экспериментально измеренная величина добротности таких резонаторов оказывается порядка  $10^6$  [4]. Таким образом, лазер с цилиндрическим резонатором должен работать даже при малом коэффициенте усиления.

#### 4. WGM-лазеры

##### Эксперимент и образцы

Светоизлучающие лазерные диоды изготовлены на основе двойных гетероструктур (ДГС) InAsSbP/InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/InAsSbP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ).

Для выращивания ДГС использована стандартная графитовая кассета. Структуры выращивали на подложке InAs, ориентированной [100]. Подложки представляли собой прямоугольники размером 16×18 мм с концентрацией легирующей примеси от  $2 \cdot 10^{16}$  до  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Технологические особенности описаны в работах [1,2, 7–9].

Активная область ДГС представляла собой твердый раствор InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> с  $x$  изменявшимся от 0 до 0,11. Концентрация носителей в активной области составляла порядка  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Такую концентрацию удалось получить в результате генерирования активной области иттербием, используя в качестве нейтрального растворителя свинец [9]. Толщина активной области составляла порядка 0,5–0,7 мкм.

Активная область была заключена между  $n$ - и  $p$ -типами широкозонного твердого раствора InAsSbP. Широкозонные области  $n$ -типа легировались Sn до концентрации  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а  $p$ -типа Zn — до концентрации  $1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Лазерные диоды изготавливали из эпитаксиальных структур с использованием стандартной фото-

литографии и реактивного ионного травления в газовой среде  $\text{CH}_4:\text{H}_2$ . Размеры круглой мезы изменяли от 100 до 1000 мкм. После травления меза пассивировалась с помощью  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Омические контакты создавали путем термического напыления  $\text{AuZn:Au}$  на  $p$ -контакт и  $\text{AuTe:Au}$  на  $n$ -контакт. Верхний контакт представлял собой кольцо шириной 30 мкм, отстоящее от края мезы на 10 мкм. Кристалл припаивали на корпус ТО-49 с помощью  $\text{In}$ . Излучаемый свет собирался параболическим отражателем. Схема типового прибора показана на рис. 5.

Спектры электролюминесценции лазерных диодов изучали в импульсном и квазинепрерывном режимах. В импульсном режиме длительность импульса менялась от 50 нс до 30 мкс, а частота следования — от 1 до 50 кГц. Через прибор пропускали ток от 0,1 до 10 А. Измерения проводили в температурном интервале 4–300 К.

Микрофотография изготовленного таким образом лазерного диода приведена на рис. 6.

*Экспериментальные результаты и их обсуждение*

В данном разделе проанализируем спектральные зависимости двух типов лазерных диодов с активной областью из твердого раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $x$  может меняться от 0 до 0,11 %) от величины тока инжекции и температуры. Первый тип приборов с активной областью на основе  $\text{InAs}$  (при  $x = 0$ ) и второй — на основе  $\text{InAs}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$  (при  $x = 0,11$ , т.е. в твердом растворе содержание  $\text{Sb} = 11\%$ , это максимально возможное, при синтезе методом ЖФЭ). При температуре 77 К приборы первого типа излучали на длине волны 3,04 мкм, а второго — на длине волны 3,9 мкм. Были созданы приборы с диаметром дискового резонатора от 100 до 1000 мкм.

На рис. 7 показан спектр когерентного излучения прибора с диаметром диска 200 мкм, снятый с высоким разрешением. Видно, что излучение имеет периодическую структуру. Межмодовое расстояние вычисляется по формуле [2]

$$L = \frac{\lambda^2}{2m\Delta\lambda}, \quad (14)$$

что хорошо согласуется с вычислениями, описанными в разделе 3, и может быть получено из разложения формулы (12) при больших  $m$ .

На рис. 8 приведены токовая и температурная спектральные зависимости для лазеров с диаметром диска 200 мкм. Видно, что во всем интервале токов от  $4I_{th}$  до  $27I_{th}$  спектр сохраняет периодическую структуру с межмодовым расстоянием 40 Å, с увеличением тока и температуры спектр смещается в длинноволновую область, что соответствует сдвигу спектра усиления с температурой.

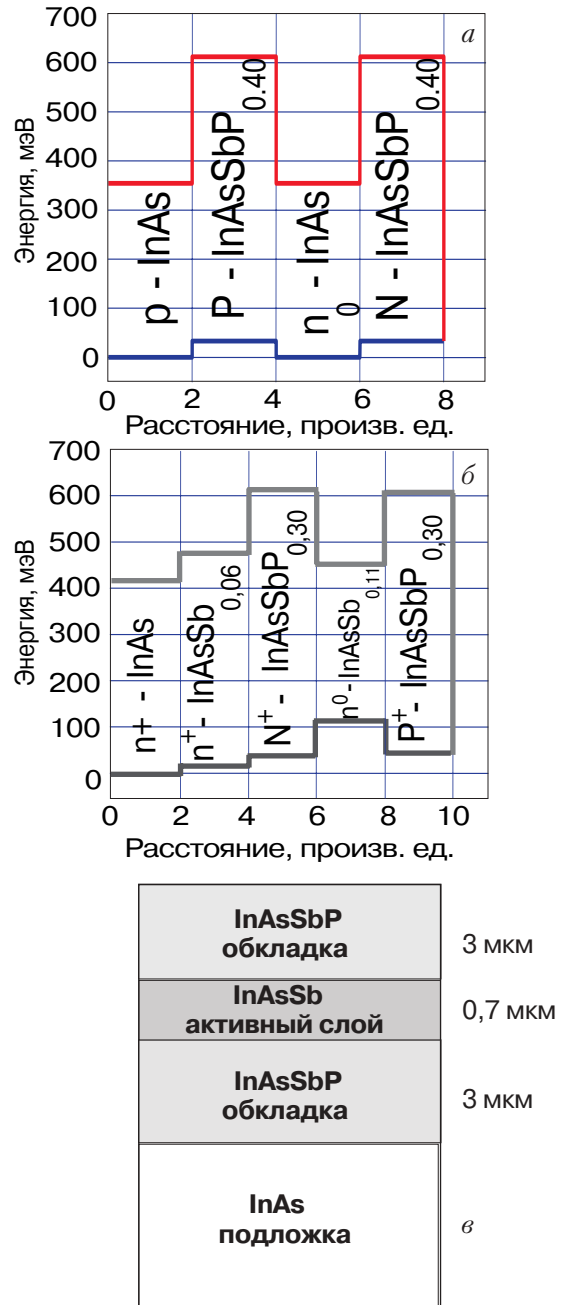


Рис. 5. Схематическое изображение полупроводниковых структур, использованных при создании лазерных диодов: для лазера с  $\text{InAs}$  в активной области (а), лазера с  $\text{InAs}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$  в активной области (б), схематическое изображение лазерной структуры (в).

Особенность данных лазерных диодов состоит в том, что, в отличие от обычных лазеров с резонатором Фабри–Перо, они работают до токов, в 27 раз превышающих пороговый, и до температур вплоть до 150 К.

Рассмотрим изменение спектральных характеристик WGM-лазера при увеличении диаметра резонатора в два раза. На рис. 9 приведены токовые и температурные зависимости для лазеров с резонато-

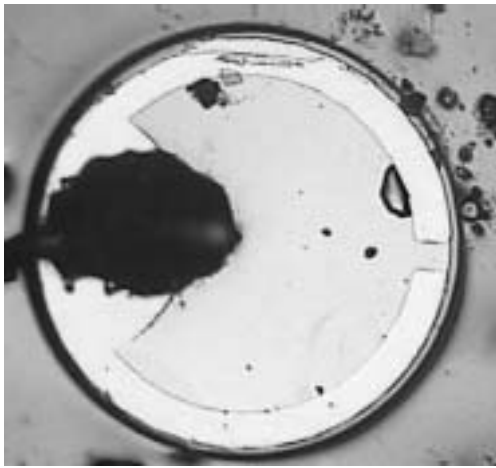


Рис. 6. Микрофотография WGM-лазера.

ром диаметром 400 мкм при температуре 4 К. Во всем интервале токов (рис. 9,а) от  $1,4I_{th}$  до  $11I_{th}$  спектр имеет периодическую структуру с межмодовым расстоянием порядка  $20 \text{ \AA}$ , что соответствует теоретическим значениям, рассчитанным нами. При 4 К линии спектра смещаются в длинноволновую область при увеличении тока, что свидетельствует о нагреве активной области. Другая особенность исследуемого типа лазеров при низких температурах состоит в том, что в интервале токов от  $1,4I_{th}$  до  $2I_{th}$  доминируют лазерные пики на длинах волн 2,988 мкм (415 мэВ), 2,986 мкм (415,3 мэВ) и 2,968 мкм (417,8 мэВ). При токах, больших  $3I_{th}$ , появляется группа линий в области 2,96 мкм (419 мэВ). Данный эффект можно объяснить перестройкой (заполнением верхних подзон размерного квантования) с увеличением тока в самосогласованных ямах на гетерогранице.

Температурные зависимости спектров WGM-лазеров, приведенные на рис. 9, показывают, что данный тип лазеров работает вплоть до температур 125 К.

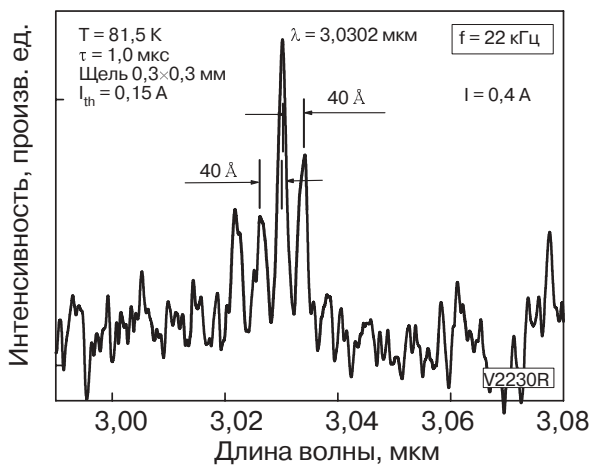


Рис. 7. Спектр излучения с высоким разрешением для лазера с диаметром дискового резонатора 200 мкм с активной областью InAs.

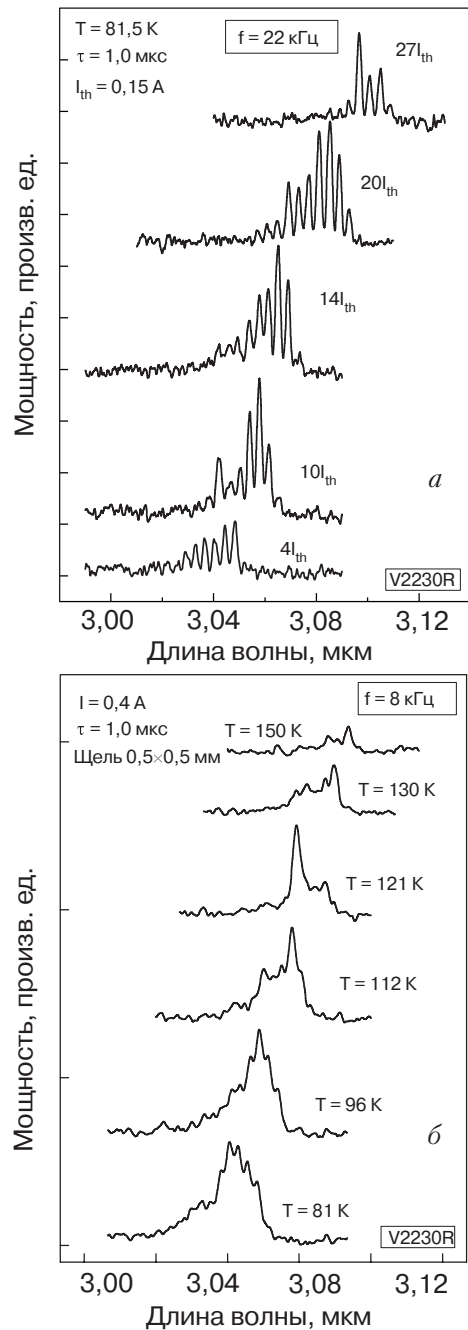


Рис. 8. Токовая (а) и температурная (б) зависимости спектров лазерного излучения прибора диаметром 200 мкм.

Помимо лазеров с активной областью из InAs (рис. 10,а), нами были изготовлены лазеры с активной областью из  $\text{InAs}_{0,86}\text{Sb}_{0,11}$  (рис.10,б) с диаметром диска 400 мкм. При температуре 77 К отличительной особенностью спектров таких приборов является то, что, в отличие от лазеров с диаметром диска 200 мкм, в спектре излучения доминируют отдельные моды высокой интенсивности. Спектральное расстояние между такими модами составляет от 40 до  $150 \text{ \AA}$ , что соответствует от 2 до 8 межмодовых расстояний WGM-резонатора. При этом лазер на

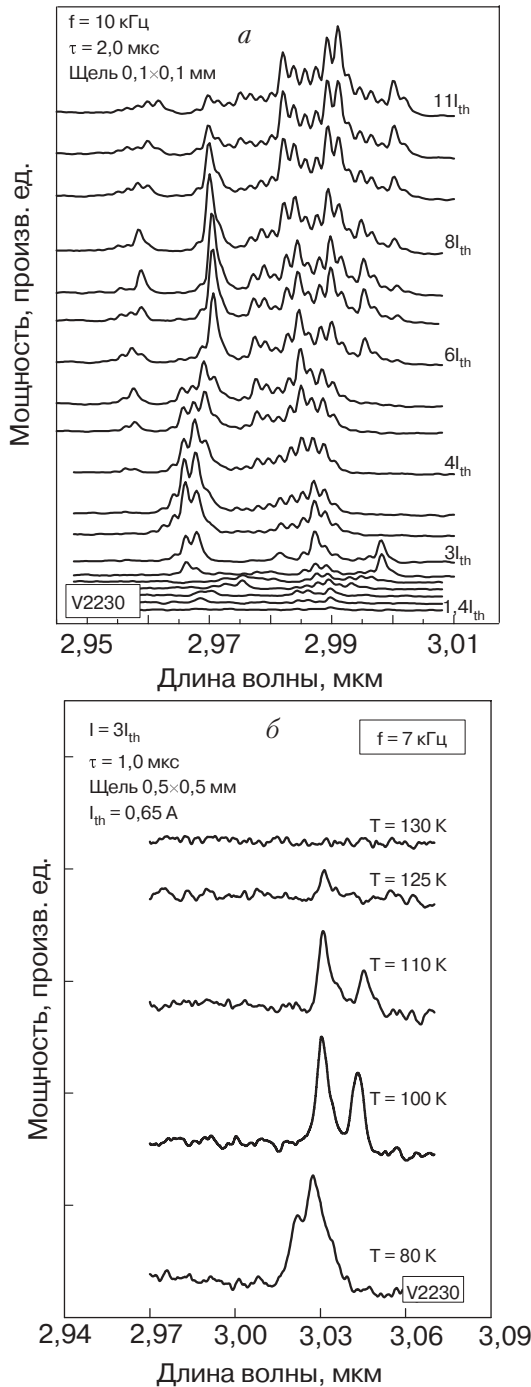


Рис. 9. Токвые зависимости положения мод при температуре 4 К (а) и температурные зависимости (б) спектра излучения прибора диаметром 400 мкм с активной областью на основе InAs.

основе InAs работает в квазиодномодовом режиме вплоть до двукратного превышения порогового тока.

При детальном изучении спектров лазеров с диаметром резонатора 400 мкм при 77 К в них обнаруживаются и другие моды, подавленные относительно главной моды. Межмодовое расстояние для ближайших мод составляет порядка 17–20 Å (см. рис. 10),

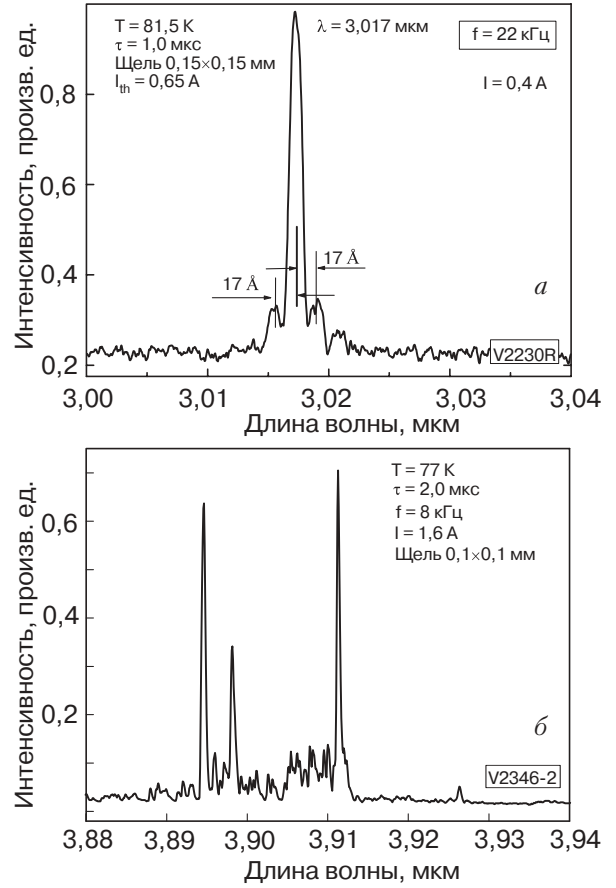


Рис. 10. Спектр излучения с высоким разрешением для лазеров с диаметром диска 400 мкм с активной областью на основе InAs (а) и InAs<sub>0,86</sub>Sb<sub>0,11</sub> (б).

что совпадает с оценкой межмодового расстояния WGM-резонатора, полученного по формуле (14).

Исследование зависимости выходной мощности от плотности тока в активной области, рассчитанной по методике, описанной выше, показывает (см. рис. 11), что эта зависимость для лазеров с диаметром резонатора 400 мкм существенно отличается от аналогичной зависимости для лазеров с диаметром резонатора 200 мкм. Это позволяет предположить, что режим работы лазера с диаметром резонатора 400 мкм отличается от режима работы лазера с диаметром резонатора 200 мкм, причем это отличие связано с размером резонатора, а не со структурой активной области, поскольку приборы, сделанные на основе разных материалов активной области и излучающие на существенно отличающихся длинах волн, ведут себя аналогичным образом.

Причиной такого различия в поведении WGM-лазеров разных размеров может служить как то обстоятельство, что на самом деле моды резонатора, на которых происходит генерация, не являются WGM-модами, так и развитие нелинейных процессов в больших дисках, приводящих к преимущест-



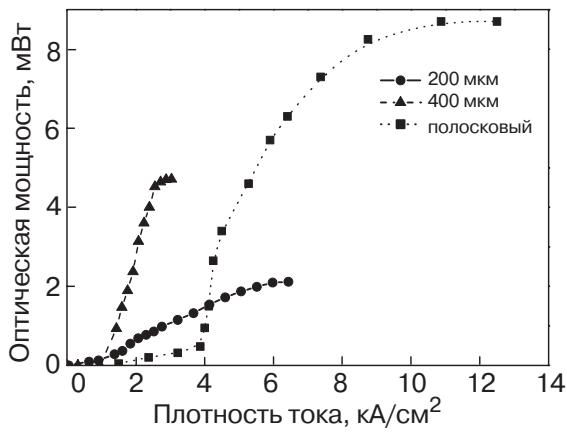


Рис. 11. Зависимость выходной мощности кольцевых лазеров диаметром 200, 400 мкм и полоскового лазера от плотности тока в активной области.

венной генерации на отдельных WGM-модах. Против первого предположения говорит тот факт, что простая оценка размера резонатора с межмодовым расстоянием, рассчитанным по формуле (14), дает величину порядка 30–50 мкм. В круглом резонаторе диаметром 400 мкм особенности в выделенной области такого размера отсутствуют. Кроме того, пики, соответствующие WGM-модам, хоть и подавленные, но видны в спектрах (см. рис. 10).

Таким образом, по нашему мнению, описанная разница в поведении WGM-лазеров с диаметром резонаторов 200 и 400 мкм связана с развитием нелинейных процессов при увеличении диаметра резонатора.

На рис. 11 показаны зависимости выходной мощности лазера от плотности тока в активной области (для определенности отложена средняя плотность тока в кольце 10 мкм вблизи края мезы). На этом же рисунке показана аналогичная зависимость для полоскового лазера из того же материала (для него плотность тока можно получить, разделив полный ток на площадь контакта) и для кольца диаметром 400 мкм.

Из рис. 11 следует, что пороговый ток WGM-лазеров в несколько раз меньше порогового тока традиционного полоскового лазера, что подтверждает тезис о высокой добротности дискового резонатора. С другой стороны, у полоскового лазера существенно больше наклон кривой, что показывает, что у прибора внешний квантовый выход больше.

Малость измеренного квантового выхода кольцевого лазера, на наш взгляд, объясняется несколькими причинами. Во-первых, поскольку никакое устройство для вывода света из резонатора не использовано, скорее всего, измерялась лишь часть выходной оптической мощности, что привело к занижению внешнего квантового выхода. Во-вторых, поскольку WGM-мода локализована вблизи грани-

цы мезы, где в силу физических обстоятельств сосредоточены центры безызлучательной рекомбинации, внутренний, а соответственно, и внешний квантовый выход WGM-лазера действительно должен оказаться меньше, чем у полоскового. Ответить на вопрос, какой из этих двух факторов преобладает, возможно лишь при дальнейшем изучении WGM-лазеров.

Из проведенных исследований видно, что при уменьшении диаметра WGM-резонатора от 1000 до 200 мкм максимальная рабочая температура лазера существенно повышается. Для более детального изучения данного процесса нами были созданы и исследованы лазерные диоды с диаметром диска 100 мкм. На рис. 12 приведены спектры электролюминесценции приборов при комнатной температуре. Видно, что на длинноволновом крае спонтанного излучения (как было рассмотрено в разд. 2 настоящей статьи) на длинах волн порядка 3,44 мкм появляются особенности спектра. Их положение соответствует положениям максимума спектра усиления (3) при комнатной температуре. На основании этого можно предположить, что данная особенность связана с наличием WGM-мод при  $T = 300$  К.

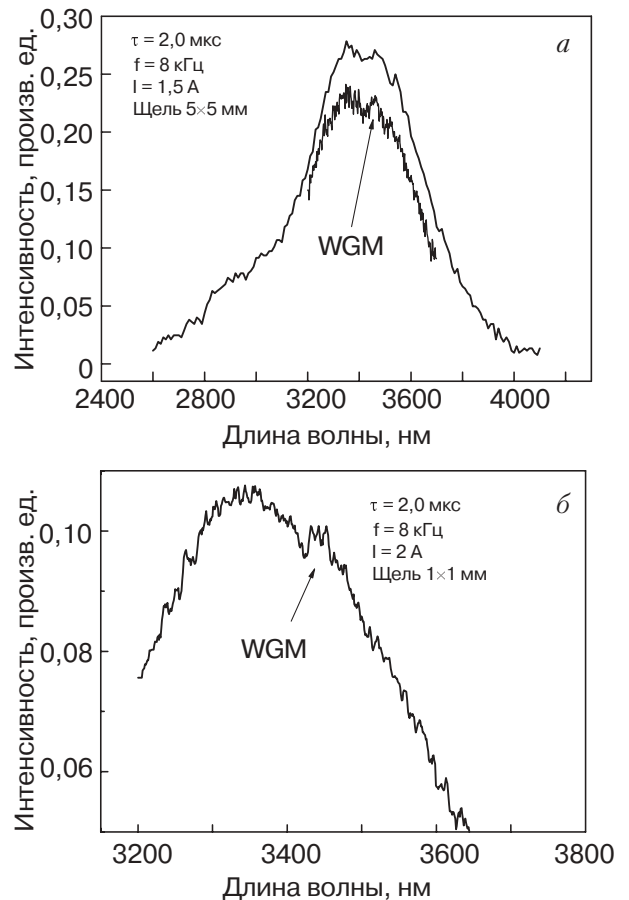


Рис. 12. Спектры электролюминесценции приборов с активной областью на основе InAs с диаметром резонатора 100 мкм при комнатной температуре.

### Заключение

Отметим основные результаты, полученные в данной работе.

Предложен новый метод измерения однопроходного усиления светоизлучающих структур, который применим не только для структур на основе InAs, но и для других светоизлучающих структур. Показано, что однопроходное усиление двойных гетероструктур на основе InAs недостаточно для создания на их основе полосковых лазеров.

Созданы WGM-лазеры, излучающие в среднем ИК диапазоне. Рассмотрена теория цилиндрических волноводов; показано, что экспериментально измеренные межмодовые расстояния хорошо согласуются с рассчитанными. Подтверждено, что добротность WGM-резонаторов достаточно велика.

Полученные результаты позволяют предположить наличие нелинейной перестройки спектра излучения WGM-лазеров большого (больше 200 мкм) диаметра.

Продемонстрирована принципиальная возможность создания WGM-лазера среднего ИК диапазона, работающего при комнатной температуре.

Работа выполнена при частичной поддержке научных программ РАН.

1. V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, and G. Hill, *Electronic Lett.* **39**, 916 (2003).
2. V.V. Sherstnev, A.M. Monakhov, A.P. Astakhova, A.Yu. Kislyakova, Yu.P. Yakovlev, N.S. Averkiev, G. Hill, and A. Krier, *Semicond. J.* **39**, 1122 (2005).
3. V. Sherstnev, A. Monakhov, A. Krier, and D.A. Wright, *IEE Proc. Optoelectronics* **152**, 1 (2005).
4. D.A. Cohen, M. Hossein-Zadeh, and A.F.J. Levi, *Solid State Elect.* **45**, 1577 (2001).
5. S.W. Corzine, R.H. Yan, and L.A. Coldren, *Optical Gain in III-IV Bulk and Quantum Well Semiconductors, Quantum Well Lasers*, P.S. Zory (ed.) New York; Academic (1993), P. 504.
6. A.M. Monakhov, A. Krier, and V.V. Sherstnev, *Semicond. Science Technology (UK)* **19**, 480 (2004).
7. A. Krier and V.V. Sherstnev, *J. Appl. Phys.* **33**, 101 (2000).
8. A. Krier, H.H. Gao, and V.V. Sherstnev, *IEE Proc. Optoelectronics* **147**, 217 (2000).
9. A. Krier and V.V. Sherstnev, *J. Phys.* **D36**, 1484 (2003).

### The physical operation principle of semiconductor disk lasers

N.S. Averkiev, V.V. Sherstnev, A.M. Monakhov, E.A. Grebenshikova, A.Yu. Kislyakova, Yu.P. Yakovlev, A. Krier, and D.A. Wright

The physical operation principle of whispering gallery mode disk lasers (WGM lasers) is considered. A new method of measuring single pass gain is proposed. The theory of cylindrical waveguides is considered. The spectral characteristics of WGM lasers are measured at temperatures ranged from 4 to 300 K. It is shown that WGM lasers are very promising as laser sources operating at room temperatures.

PACS: 42.55.Px Semiconductor lasers; laser diodes;  
42.60.Da Resonators, cavities, amplifiers, arrays, and rings;  
42.79.Gn Optical waveguides and couplers.

Keywords: laser, coherent emission, whispering gallery modes.