

# Температурная зависимость порогового тока квантово-размерных лазеров, работающих на модах шепчущей галереи (2.0–2.5 мкм)

© А.Н. Именков, В.В. Шерстнев<sup>¶</sup>, И.В. Ковалёв, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, R. Teissier\*, А.Н. Баранов\*, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier 2, CNRS, IES (UMR CNRS 5214), 34095 Montpellier, France

(Получена 17 сентября 2012 г. Принята к печати 23 сентября 2012 г.)

Исследована температурная зависимость порогового тока и спектров излучения дисковых квантово-размерных WGM-лазеров в интервале температур 80–463 К, при этом длина волны лазерного излучения увеличивается от 2 до 2.5 мкм. Показано, что лазерная генерация наблюдается до 190°С. Обнаружено преобладание излучательной рекомбинации до температуры 300 К и безызлучательной оже-рекомбинации, при которой рекомбинирующий электрон отдает энергию другому электрону, при более высоких температурах. Участие спин-орбитально отщепленной валентной подзоны в рекомбинационных процессах не обнаруживается, что объясняется механическим сжатием материала квантовых ям.

## 1. Введение

Относительно недавно [1,2] была предложена новая конструкция лазера среднего инфракрасного диапазона. Ее принципиальной особенностью является использование кольцевого резонатора в виде диска, рабочей модой которого служит так называемая „мода шепчущей галереи“, или WGM-мода (whispering gallery mode). В работе [3] предложена конструкция, в которой излучение выходит из выступающей за пределы цилиндра части активной области. Добротность этого резонатора во много раз больше добротности полоскового, что позволяет существенно снизить пороговый ток и увеличить рабочую температуру лазера.

Увеличение рабочей температуры затрудняется тем, что в узкозонных твердых растворах InGaAsSb величина спин-орбитального отщепления очень близка к ширине запрещенной зоны. Следовательно, в этих растворах наряду с прямой межзонной излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда при высоких температурах становится существенным процесс безызлучательной межзонной оже-рекомбинации, при которой электрон из зоны проводимости переходит на место дырки в валентной зоне, передавая энергию второй дырке, возбуждающейся из валентной зоны в спин-орбитально отщепленную зону (СННС-процесс). При этом фотон не рождается. Кроме того, возможна безызлучательная рекомбинация электрона и дырки валентной зоны с отдачей энергии второму электрону, который повышает свою энергию в зоне проводимости (СНСС-процесс). Эти процессы действуют и в массивных полупроводниках, и в квантово-размерных слоях. Механическое сжатие увеличивает спин-орбитальное отщепление и тем самым может ослабить СННС-процесс, повышающий пороговый ток и снижающий рабочую температуру лазера.

Данная работа посвящена исследованию работы WGM-лазеров с механически сжатой активной областью при температурах от 80 до 463 К и выявлению рекомбинационных процессов, действующих при различных температурах и токах. Она является продолжением работы [4].

## 2. Методика создания лазеров и их исследования

Исследуемые лазеры имеют две квантово-размерные ямы, механически сжатые ограничительными слоями с несколько меньшей (на 1.4%) постоянной решетки. Лазерная структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER Compact 21E на подложке GaSb (100) *n*-типа проводимости. Активная область общей толщиной 800 нм состояла из двух напряженных квантовых ям состава  $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$ , каждая толщиной 10 нм, разведенных слоем 30 нм состава  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ . Волноводные слои, изготовленные из  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ , имели толщину по 375 нм. Активная область преднамеренно не легировалась. Волноводные слои были ограничены широкозонными слоями *p*- и *n*- $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ , легированными соответственно В и Те, толщиной по 1.2 мкм. С внешней стороны широкозонных слоев были выращены два тонких, по 100 нм, варизонных слоя AlGaAsSb для улучшения инжекции носителей заряда в активную область. Верхний контактный слой GaSb *p*-типа проводимости имел толщину 300 нм и был легирован до концентрации дырок  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Более подробно процесс выращивания лазерной структуры описан в [5].

Из созданных структур изготавливались лазерные чипы с резонатором в форме диска диаметром 100, 200, 300 мкм и высотой 15 мкм методом фотолитографии и химического травления. Омические контакты к гетероструктуре создавались методом термического

<sup>¶</sup> E-mail: vic2sherstnev@gmail.com

вакуумного напыления с взрывной фотолитографией. Для этого на верхний эпитаксиальный слой  $p$ -GaSb наносили последовательно подслои Cr, слой Au:Zn и слой Au. Верхний контакт на резонаторе представляет собой кольцо шириной 10–30 мкм, отстоящее от края резонатора на 5–10 мкм. Со стороны подложки методом термического вакуумного напыления наносился сплошной многослойный контакт Cr–Au–Te–Au. После напыления структура подвергалась термообработке в среде водорода для получения омического контакта и затем раскалывалась на чипы площадью  $500 \times 500$  мкм<sup>2</sup> с дисковым резонатором в центре. Чипы спаивали подложечной стороной на корпус ТО-18 с плоским столиком.

Измерялись спектры излучения лазеров до и после порога генерации при различных температурах от 77 до 462 К. Для измерения спектров лазер размещался в параболическом рефлекторе, который фокусировал исследуемое излучение на входную щель спектрометра МДР-2. Низкие температуры от 78 до 300 К обеспечивал термостат с регулируемой температурой, в котором рефлектор с лазером находились в среде газообразного азота. Для измерения спектров в интервале температур  $T = 300$ –463 К рефлектор с лазером устанавливались в поток подогретого воздуха. Температура рефлектора измерялась в обоих случаях термопарой медь–константан. В термостате лазер питали постоянным током, прерываемым со скважностью 2 и частотой 383 Гц. В потоке подогретого воздуха лазер питали импульсным током с длительностью импульсов 0.5 мкс и скважностью 16, прерываемым с теми же скважностью и частотой. Импульсное питание обеспечивало незначительность нагрева активной области лазера питающим током, который при высоких температурах был значительно больше, чем при низких. В качестве фотоприемника выступал фоторезистор из PbSe, электрический сигнал которого синхронно детектировался на частоте прерывания питания лазера.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры излучения  $d\Phi/d\lambda = f(\lambda)$  WGM-лазера с диаметром волновода 200 мкм при комнатной температуре и различных токах. Спектральная плотность спонтанного излучения имеет пологий коротковолновый склон и крутой длинноволновый, как это типично для квантово-размерных структур. Длина волны в максимуме спонтанной полосы составляет  $\lambda = 2.221$  мкм (энергия фотона  $h\nu = 0.558$  эВ) и не зависит от тока, что показывает незначительность нагрева активной области питающим током. Ширина полосы на половине высоты  $\Delta\lambda$  увеличивается от 0.134 до 0.154 мкм (от 34 до 39 мэВ) с увеличением тока в пределах 10–30 мА. Это показывает увеличение концентрации электронов с ростом тока. Лазерная линия

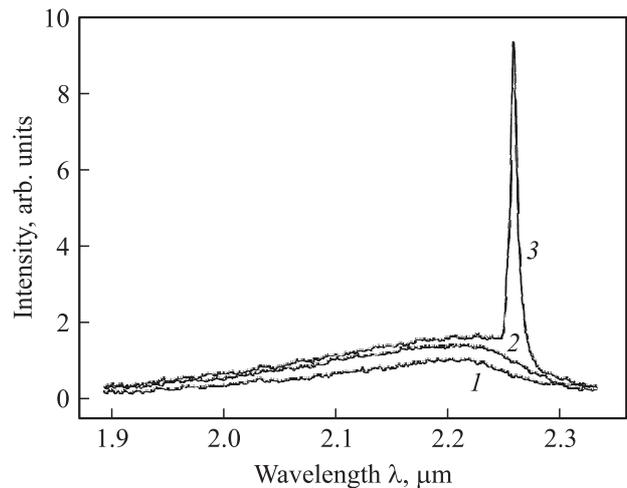


Рис. 1. Спектральное распределение интенсивности излучения  $d\Phi/d\lambda$  по длинам волн  $\lambda$  дискового WGM-лазера с диаметром резонатора 200 мкм при температуре 295 К и токах, мА: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30.

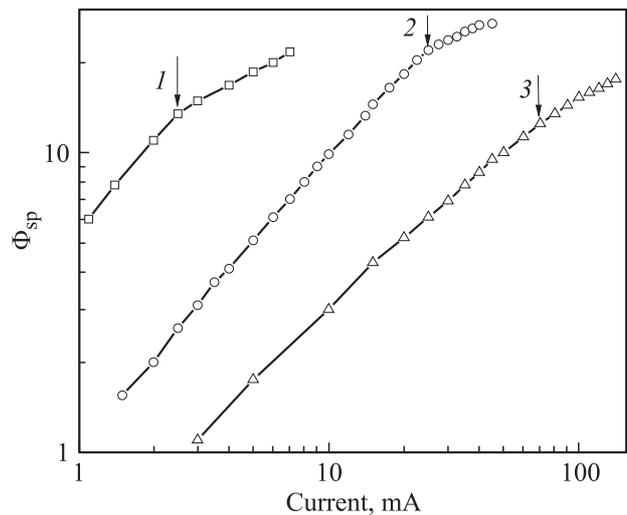
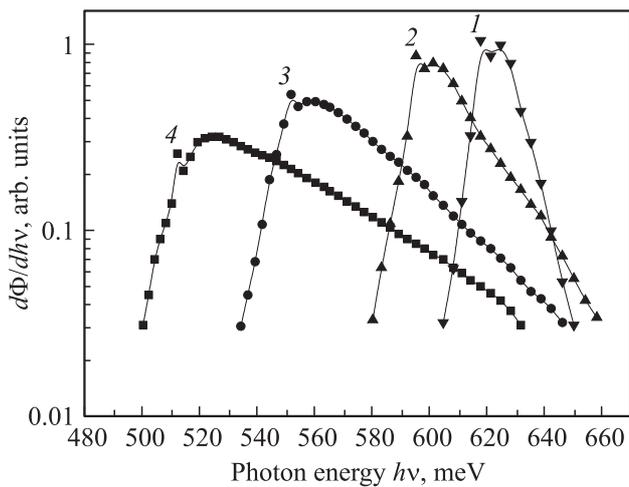


Рис. 2. Зависимости интенсивности спонтанного излучения  $\Phi_{sp}$  дискового WGM-лазера с диаметром резонатора 200 мкм от тока  $I$  при различных температурах  $T$ , К: 1 — 80, 2 — 290, 3 — 360. Стрелками отмечены пороговые токи лазерной генерации.

генерируется на длинноволновом склоне спонтанного спектра вблизи вершины при достижении порога генерации (ток 30 мА на рис. 1). Сдвиг лазерной линии относительно вершины спонтанной на  $\sim 0.075$  мкм ( $\sim 13$  мэВ) вызван небольшим статистическим размытием уровней размерного квантования.

Характер зависимости интенсивности спонтанной полосы  $\Phi_{sp}$  от тока  $I$  (рис. 2) изменяется с температурой. Вблизи температуры кипения азота (кривая 1) при токах меньше порогового  $\Phi_{sp} \propto I$ . Это показывает преобладание излучательной рекомбинации. Вблизи комнатной температуры (кривая 2) такая зависимость наблюдается



**Рис. 3.** Спектральное распределение интенсивности излучения  $d\Phi/dh\nu$  по энергиям фотонов  $h\nu$  дискового WGM-лазера с диаметром резонатора 200 мкм при токе, большем порогового на 3%, и различных температурах  $T$ , К: 1 — 80, 2 — 176, 3 — 300, 4 — 418.

только при токах, на порядок меньших порогового. При более высоких токах она переходит в сублинейную,  $\Phi_{sp} \propto I^\beta$ , где  $\beta < 1$  и уменьшается с увеличением тока, оставаясь  $> 2/3$ . При температурах, превышающих комнатную (360 К),  $\beta$  приближается к  $2/3$  на пороге генерации, как должно быть при преобладании безызлучательной оже-рекомбинации над излучательной.

При токах выше порогового интенсивность спонтанного излучения продолжает увеличиваться с ростом тока значительно сильнее, чем в полосковых лазерах, что объясняется малостью площади области лазерной генерации в дисковых резонаторах по отношению ко всей площади  $p$ - $n$ -перехода.

Электролюминесцентные спектры при температурах  $T = 80, 176, 300, 418$  К и превышении тока над пороговым на  $\sim 3\%$  показаны на рис. 3. Лазерная линия видна на низкоэнергетичном склоне спонтанной полосы. Температурную зависимость ширины спонтанной полосы можно приблизительно выразить формулой

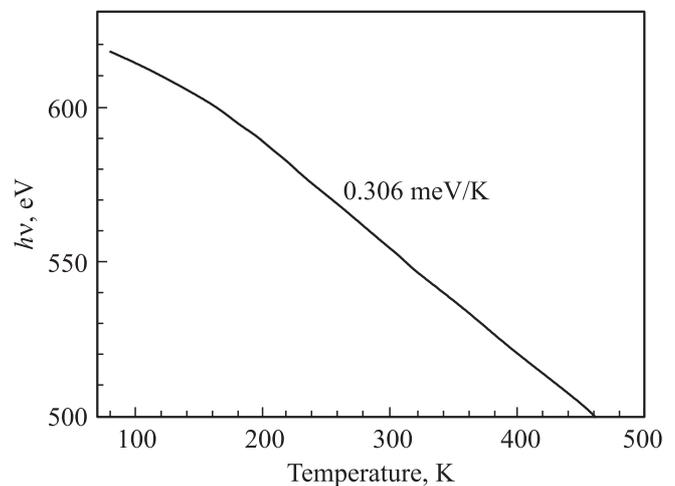
$$\Delta h\nu \approx 2\text{мэВ} + 1.4kT, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

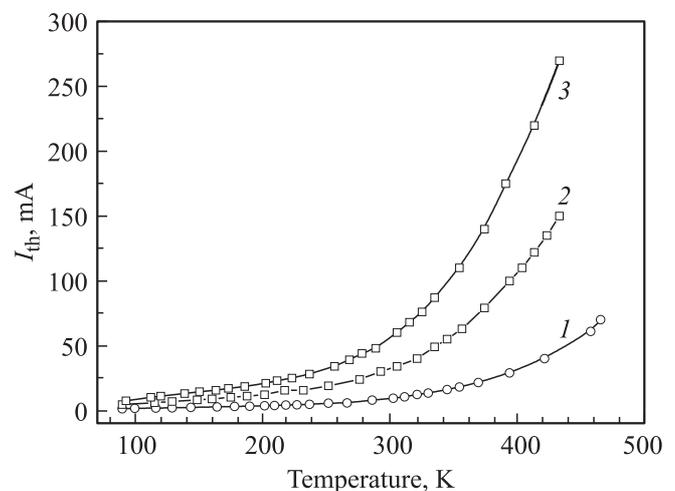
Первое слагаемое в правой части формулы (1) связано со статистическим размытием уровня размерного квантования, отличие второго слагаемого от  $kT$  — с наличием вырождения электронов. Обращает на себя внимание почти экспоненциальный спад интенсивности излучения на высокоэнергетичном склоне полосы, причем интенсивность спадает в  $e$  раз на интервале  $E_h \approx 1.2kT$ , что близко к ожидаемому в квантоворазмерных структурах. Энергия фотонов  $h\nu$  лазерного излучения уменьшается с увеличением температуры с наклоном  $-0.3\text{мэВ} \cdot \text{К}^{-1}$  (рис. 4) в основном вследствие

уменьшения ширины запрещенной зоны материала квантовых ям.

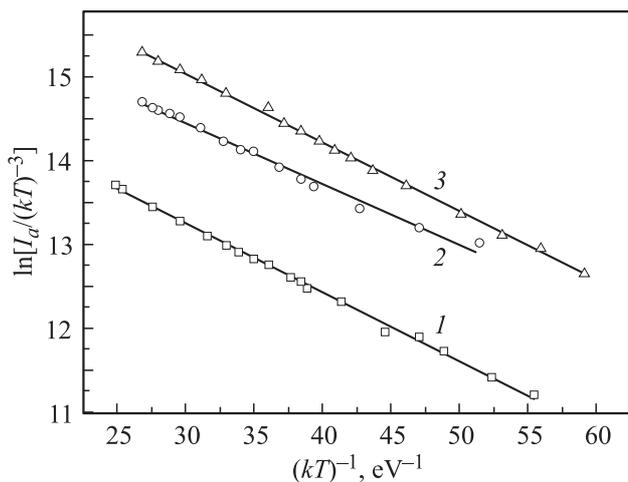
На рис. 5 представлены температурные зависимости порогового тока  $I_{th}$  трех WGM-лазеров с различными диаметрами волновода в двойном логарифмическом масштабе. Для всех лазеров наблюдается почти одинаковая монотонная зависимость порогового тока от температуры. В процессе исследования достигнута температура лазерной генерации 190 К. Наклон  $\beta$  кривой  $\ln I_{th} = f(\ln T)$  плавно увеличивается от 1 до  $\sim 5$  при изменении температуры от 80 до 460 К. Линейная зависимость порогового тока от температуры (при низких температурах, 80–200 К) и упоминавшаяся линейная зависимость интегральной интенсивности излучения от тока позволяют сделать заключение о преобладании в этих условиях излучательной рекомбинации.



**Рис. 4.** Температурная зависимость энергии фотонов лазерной линии  $h\nu_L$  на пороге генерации, измеренной в дисковом WGM-лазере с диаметром резонатора 100 мкм.



**Рис. 5.** Температурные зависимости порогового тока трех лазеров с различными диаметрами резонатора, мкм: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300.



**Рис. 6.** Зависимости функции  $\ln[I_a(kT)^{-3}]$  от  $(kT)^{-1}$  для трех дисковых WGM-лазеров с различными диаметрами резонатора, мкм: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300.

Полученные при высоких температурах большие значения показателя степени  $\beta$  характерны для СНСС-процесса. При его преобладании в квантово-размерных структурах

$$I_{th} = CT^3. \quad (2)$$

Коэффициент оже-рекомбинации  $C$  экспоненциально зависит от энергии активации процесса  $E_a$  [6]:

$$C(T) = C_0 e^{-E_a/kT}, \quad (3)$$

где  $C_0$  — нормировочная константа.

Экспериментальные данные позволили оценить  $E_a$ , так как из формул (2) и (3) следует, что

$$E_a = -\frac{d \ln[I_a(kT)^{-3}]}{d(1/kT)}. \quad (4)$$

Был найден вклад ударной рекомбинации  $I_a$  в пороговый ток  $I_{th}$  путем вычитания из  $I_{th}$  вклада, обусловленного излучательной рекомбинацией. Экспериментальная зависимость  $\ln[I_a(kT)^{-3}]$  от  $(kT)^{-1}$  действительно оказалась линейной (рис. 6). Наклону прямой соответствует  $E_a \approx 0.08$  эВ. Отличие  $E_a$  от нуля показывает, что наблюдаемый оже-процесс является пороговым. Таковым является СНСС-процесс, тогда как СННС-процесс и оже-процесс на границе квантовых ям являются беспороговыми [7,8]. В нашем случае они не наблюдаются.

Таким образом, показано, что дисковые WGM-лазеры могут работать при температурах, значительно превышающих комнатную (до 190°C). На пороге генерации в интервале температур 80–300 К преобладает излучательная рекомбинация, а в интервале 300–463 К преобладает СНСС-процесс, при котором рекомбинирующий с дыркой электрон отдает энергию другому электрону. СННС-процесс не наблюдается, что можно объяснить механическим сжатием материала квантовых ям.

Работа частично поддержана программой президента РАН № 24 „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“, грантами РФФИ № 10-02-93110-НЦНИЛ\_а, 10-20-00548-а, а также государственным контрактом № 11705.004.11.001.

## Список литературы

- [1] V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, G. Hill. *Electron. Lett.*, **39**, 916 (2003).
- [2] В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, А.Ю. Кислякова, Ю.П. Яковлев, Н.С. Аверкиев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **70** (3), 364 (2006).
- [3] А.И. Именков, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, Е.А. Гребенщикова, А.С. Головин, М.А. Сиповская, Д.А. Старостенко, М.И. Ларченков, С.И. Трошков, Д.И. Тарасов, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **36** (13), 89 (2010).
- [4] А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, И.В. Ковалев, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, Р. Teissier, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **38** (14), 27 (2012).
- [5] D.A. Yarekha, G. Glastre, A. Perona, Y. Rouillard, F. Genty, E.M. Skouri, G. Boissier, P. Grech, A. Joullie, C. Alibert, A.N. Baranov. *Electron. Lett.*, **36** (6), 537 (2000).
- [6] Л.И. Буров, И.Н. Варакса, С.В. Войтиков, М.И. Крамар, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев. *Квант. электрон.*, **32** (3), 260 (2002).
- [7] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.Л. Гельмонт, Б.Е. Джуртанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. *ФТП*, **25** (3), 394 (1991).
- [8] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113** (4), 1491 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

## Temperature dependence of threshold current of quantum-size WGM lasers (2.0–2.5 $\mu\text{m}$ )

A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, I.V. Kovalev, N.D. Il'inskaya, O.Yu. Sevebrennikova, R. Teissier\*, A.N. Baranov\*, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
\* Institut d'Electronique du Sud (IES),  
Université Montpellier 2, CNRS,  
IES (UMR CNRS 5214),  
34095 Montpellier, France

**Abstract** The temperature dependence of the threshold current and emission spectra of quantum-disk WGM lasers in the temperature range 80–463 K, while the laser wavelength is increased from 2 to 2.5  $\mu\text{m}$ . It is shown that lasing is observed up to 190°C. Revealed the predominance of radiative recombination to the temperature of 300 K and non-radiative Auger recombination, which combines with an electron, gives up energy to another electron, at higher temperatures. The participation of the spin–orbit split-off valence subband in the recombination processes cannot be detected, due to mechanical compression of the material of the quantum wells.