

Температурная зависимость внутренних параметров дисковых лазерных диодов InAs/InAsSbP

© В.В. Кабанов, Е.В. Лебедев, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев[¶], М.А. Щемелев, В.В. Шерстнев⁺, А.П. Астахова⁺, Ю.П. Яковлев⁺

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

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

(Получена 19 июня 2008 г. Принята к печати 8 июля 2008 г.)

Для дисковых лазеров на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP (длина волны генерации 3.03–3.06 мкм) определены значения внутреннего квантового выхода люминесценции, а также скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации в интервале температур 85–120 К. Установлено, что с ростом температуры относительный вклад скорости безызлучательной рекомбинации в величину плотности порогового тока возрастает с 89.9 до 92.8%. Показано, что наиболее вероятными механизмами безызлучательных переходов в дисковых гетеролазерах InAs/InAsSbP могут выступать оже-процессы CHCC и CHSH с участием фононов. Определены коэффициенты полных потерь для двух наблюдаемых на опыте полос генерации, и оценен максимальный уровень внутренних оптических потерь. Добротность резонатора дискового гетеролазера InAs/InAsSbP составляет величину $\sim 10^4$.

PACS: 42.55.Px, 78.20.Bh

1. Введение

Перспективные для применения в спектроскопии лазерные диоды InAs/InAsSbP характеризуются относительно высокой скоростью безызлучательной рекомбинации Q . Так, например, вклад величины Q в пороговую плотность тока j_{th} лазерных диодов InAsSb/InAsSbP на длине волны генерации 3.1–3.2 мкм при температуре $T = 77$ К достигает $\sim 97\%$ [1]. Можно ожидать, что с ростом T вклад скорости безызлучательной рекомбинации в j_{th} будет возрастать. Это обстоятельство осложняет задачу повышения рабочей температуры таких излучателей. Один из способов ее разрешения заключается в использовании высокодобротных дисковых резонаторов [2,3]. Вместе с тем также необходимо детально изучать механизмы безызлучательных переходов, ответственных за быстрый рост $j_{th}(T)$, с целью поиска возможных путей их подавления.

Настоящая статья посвящена изучению особенностей генерации дисковых лазерных диодов на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP, генерирующих на длине волны $\lambda \approx 3.03$ –3.06 мкм, в температурном интервале $T = 85$ –120 К. Определены скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также температурные зависимости коэффициента полных потерь и коэффициента оже-рекомбинации.

2. Методика эксперимента. Внутренние параметры дисковых лазеров InAs/InAsSbP ($\lambda \approx 3.03$ –3.06 мкм)

Лазерные диоды изготавливались на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAs/InAsSbP, выращенных

методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs, ориентированной в плоскости (100). Концентрация носителей в активной области гетероструктуры была $< 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Толщина d специально не легированного активного слоя n -InAs составляла 0.5–0.7 мкм.

Дисковая конфигурация резонатора формировалась методом фотолитографии и химического ионного травления в газовой среде $\text{CH}_4:\text{H}_2$. Диаметр круглой мезоструктуры — 200 мкм. После травления мезоструктура пассивировалась с помощью Si_3N_4 . Омические контакты создавали путем термического напыления AuZn: Au (p -контакт) и AuTe: Au (n -контакт). Верхний контакт представлял собой кольцо шириной 30 мкм, отстоящее

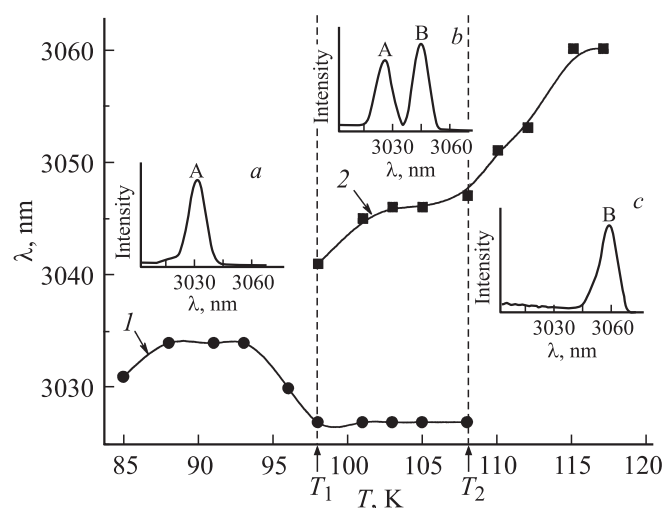


Рис. 1. Температурные зависимости длин волн максимумов полос генерации А (1) и В (2) дискового лазера InAs/InAsSbP. На вставках — спектры генерируемого излучения (в отн. ед.) при температурах 88 (а), 103 (б) и 115 К (с).

[¶] E-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by

от края меза-структуры на 10 мкм. Кристалл монтировался на корпусе ТО-49 с помощью индия.

Лазеры возбуждались импульсами тока длительностью 2 мкс с частотой следования 8 кГц. Измерения проводились в температурном интервале 85–120 К. Излучение, выходящее из дискового резонатора, собиралось параболическим отражателем.

При $T = 85\text{--}98\text{ К}$ в спектрах генерации исследуемых дисковых лазерных диодов наблюдалась одна полоса излучения А (рис. 1) шириной $\sim 150\text{ \AA}$, с максимумом на длине волны $\sim 3.03\text{ мкм}$. Более высокое спектральное разрешение позволило выделить в полосе А отдельные пики (расстояние между соседними пиками $\sim 30\text{ \AA}$). Когда рабочая температура дискового лазерного диода достигала значения $T_1 = 98\text{ К}$, в спектре генерации возникла дополнительная полоса В, смещенная относительно полосы А в длинноволновую сторону на 140 \AA . Спектральное расстояние между максимумами полос А и В увеличивалось со скоростью $\sim 6\text{ \AA/K}$ с увеличением температуры до $T_2 = 108\text{ К}$. При $T > T_2$ в спектре генерации регистрировалась только одна полоса В.

2.1. Скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации, коэффициент полных потерь при 85 К

С целью изучения механизма генерации дисковых лазеров InAs/InAsSbP производилась оценка интегральных по спектру скоростей излучательной (R_{SE}) и безызлучательной (Q) рекомбинации, а также коэффициента полных оптических потерь (k_t) для каждой из полос излучения А и В.

Вычисление R_{SE} и Q проводилось в соответствии с методикой, описанной в [1,4]. С этой целью экспериментально зарегистрированные спектры мощности люминесценции $W_{SE}(E)$ аппроксимировались теоретической кривой, соответствующей оптическим межзонным переходам без выполнения правила отбора по волновому вектору электрона. Спектральная скорость излучательной рекомбинации для указанных переходов имеет вид [1]

$$r_{sp}(E) = \frac{2r_0 e^2 E |\mathbf{M}|^2 m_c^{3/2} (m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2})}{\pi^5 \epsilon_0 m_c^2 c^3 \hbar^8} \times \int_{E_g}^E \sqrt{(E_c - E_g)(E - E_c)} f_e(E_c) f_h(E_c - E) dE_c, \quad (1)$$

где r_0 — показатель преломления InAs, e — заряд электрона, $|\mathbf{M}|^2$ — квадрат матричного элемента оптических межзонных переходов, усредненный по пространству и поляризации; m_c , m_{lh} и m_{hh} — эффективные массы электрона, легкой и тяжелой дырок в InAs соответственно; ϵ_0 — электрическая постоянная, c — скорость света в вакууме; E_g — ширина запрещенной зоны, E_c — энергия состояния в зоне проводимости (за начало отсчета принят потолок валентной зоны $E_{v,0} = 0$, при этом энергия дна зоны проводимости $E_{c,0} = E_g$); $f_e(E) = 1/\{1 + \exp[(E - F_e)/k_B T]\}$

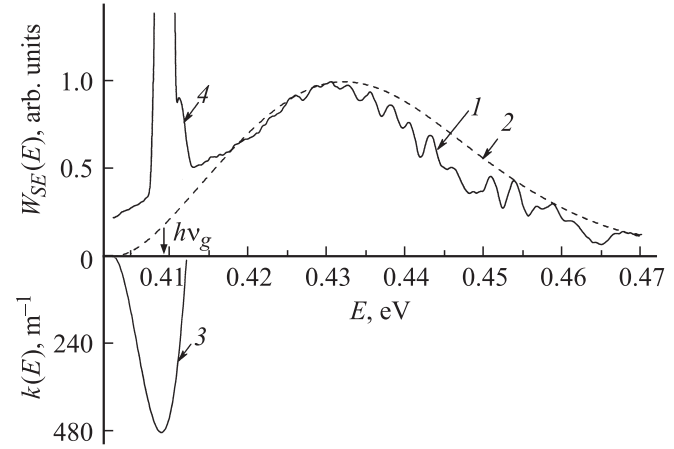


Рис. 2. Спектральная мощность люминесценции $W_{SE}(E)$ дискового лазера InAs/InAsSbP при температуре 85 К: 1 — экспериментальный спектр, 2 — спектр, рассчитанный для зонных переходов в рамках модели без правила отбора по волновому вектору. 3 — коэффициент усиления k ; 4 — полоса генерации А, ν_g — частота генерации.

и $f_h(E) = 1/\{1 + \exp[(F_h - E)/k_B T]\}$ — функция Ферми–Дирака для электронов и дырок с энергией E ; F_e и F_h — положения квазиуровней Ферми в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; k_B — постоянная Больцмана. При расчетах использовались значения m_c , m_{lh} , m_{hh} , E_g , $|\mathbf{M}|^2$ из работы [1]. Значения величин F_e и F_h определялись из решения уравнения электронейтральности для вырожденного полупроводника в приближении равенства концентраций электронов и дырок с учетом соотношения $\Delta F = F_e - F_h$, где ΔF — разность энергий квазиуровней Ферми.

Рассматривая ΔF как подгоночный параметр, рассчитанные спектры $W_{SE}(E) = E r_{sp}(E)$, нормированные на единицу, приводили в соответствие с экспериментальными спектрами люминесценции, как показано на рис. 2. Величина ΔF , при которой модельный спектр $W_{SE}(E)$ наилучшим образом совпадал с экспериментальным, затем использовалась для нахождения абсолютного значения спектральной скорости люминесценции $r_{sp}(E)$.

Интегральная по спектру скорость излучательной рекомбинации R_{SE} рассчитывалась по формуле

$$R_{SE} = \int_{\Delta h\nu_{lum}} r_{sp}(E) dE, \quad (2)$$

где $\Delta h\nu_{lum}$ — спектральная полоса, в пределах которой наблюдается люминесценция.

Скорость безызлучательной рекомбинации Q определялась из равенства [5]

$$j_{th} = ed(R_{SE} + Q + R_{AL}) \quad (3)$$

с использованием экспериментальных значений плотности порогового тока и рассчитанных значений R_{SE} . Следуя данным работы [1], полагали, что вкладом усиленной люминесценции R_{AL} можно пренебречь.

Внутренние параметры дискового лазера InAs/InAsSbP при $T = 85$ К

$k_t, \text{м}^{-1}$	480
$R_{SE}, \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$2.7 \cdot 10^{30}$
$Q, \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$2.4 \cdot 10^{31}$
$\eta_{\text{lum}}, \%$	10.1
$j_0, \text{А} \cdot \text{м}^{-2}$	$1.02 \cdot 10^6$
$\beta, \text{м} \cdot \text{А}^{-1}$	$7 \cdot 10^{-5}$
$B, \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$4.3 \cdot 10^{-16}$

Полученные значения скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации применялись при нахождении внутреннего квантового выхода люминесценции $\eta_{\text{lum}} = R_{SE}/(R_{SE} + Q)$ активного слоя лазера на пороге генерации.

Значение коэффициента полных потерь k_t находилось из условия [6], что на пороге генерации $k_t = k(E_l)$, где $k(E)$ — коэффициент усиления, $E_l = h\nu_g$. Величина $k(E)$ определялась с помощью соотношения, связывающего спектры поглощения и люминесценции [7],

$$k(E) = \frac{\hbar^3 \pi^2 c^2}{r_0^2 E^2} \left[1 - \exp\left(\frac{E - \Delta E}{k_B T}\right) \right] r_{sp}(E), \quad (4)$$

где полагается, что положительные значения $k(E)$ соответствуют усилению, а отрицательные поглощению.

Результаты вычислений k_t , R_{SE} , Q , η_{lum} , коэффициента спонтанной рекомбинации B , параметра линейной аппроксимации плотности порогового тока j_0 и коэффициента удельного усиления β при $T = 85$ К приведены в таблице.

2.2. Температурные зависимости порога генерации, скорости безызлучательной рекомбинации и коэффициентов полных потерь для полос А и В

Плотность порогового тока исследованных дисковых лазеров InAs/InAsSbP в интервале температур 85–120 К характеризуется экспоненциальной зависимостью $j_{\text{th}} \propto \exp(T/T_0)$, где $T_0 = 25$ К. С целью выяснения причины быстрого температурного роста j_{th} и уменьшения η_{lum} (с 10.1 до 7.2%) исследовалась зависимость порога генерации от концентрации неравновесных носителей заряда n . Значение n при заданной температуре рассчитывалось по формуле $n = 2(2\pi m_c k_B T / \hbar^2)^{3/2} \mathcal{F}_{1/2}(x)$ [8], где $\mathcal{F}_{1/2}(x)$ — интеграл Ферми с индексом 1/2, $x = (F_e - E_g)/k_B T$.

Установлено, что для исследуемого дискового лазерного диода зависимость $j_{\text{th}}(n)$ аппроксимируется степенной функцией $j_{\text{th}} \propto n^{2.9}$. Факт близости показателя степенной функции к 3 позволяет предположить, что

основной вклад в рост порога генерации дает оже-рекомбинация [9], скорость которой связана с концентрацией неравновесных носителей заряда соотношением

$$Q = Cn^3, \quad (5)$$

где C — коэффициент оже-рекомбинации.

С использованием представленной выше методики нахождения скорости безызлучательной рекомбинации и с учетом зависимости $j_{\text{th}}(T)$ были определены значения Q в интервале температур от 85 до 120 К. Путем подстановки значений Q и n , полученных для различных T , в соотношение (5) был получен набор величин коэффициента оже-рекомбинации C для температур в интервале 85–120 К (рис. 3).

В предположении, что обе полосы генерации формируются слабо взаимодействующими потоками излуче-

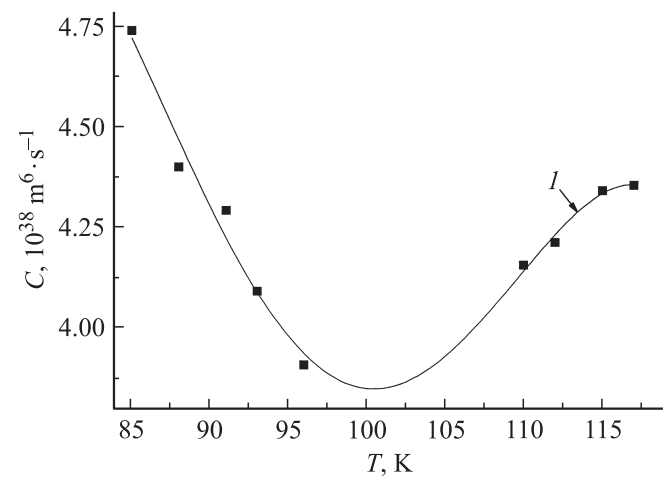


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента оже-рекомбинации C , полученная путем сопоставления скоростей безызлучательной рекомбинации и концентрации n (точки). I — аппроксимация $C(T)$ полиномом 3-го порядка.

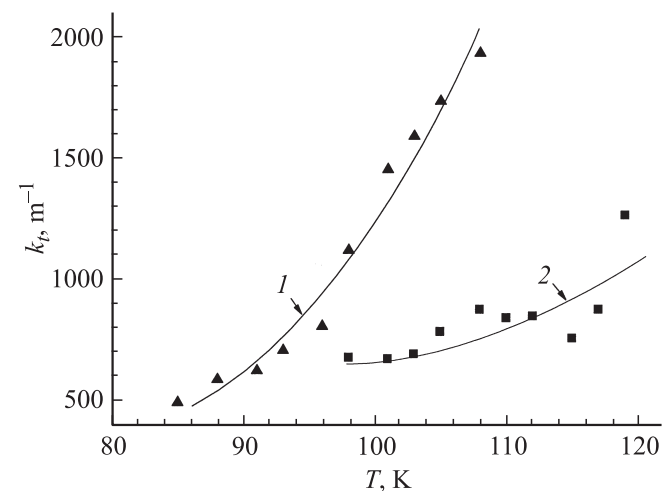


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента полных потерь k_t для максимумов полос генерации А (1) и В (2).

ния, были рассчитаны температурные зависимости коэффициента полных потерь для каждой из полос А и В. Как и выше, величина ΔF рассматривалась в качестве подгоночного параметра, и по формулам (1), (4) для каждой из полос А и В были построены кривые $k(E)$ при различных температурах. Коэффициент полных потерь для полос А и В определялся по тем кривым $k(E)$, положение максимумов которых совпадало с частотой генерации. При расчетах спектров коэффициента усиления учитывалось температурное изменение $|\mathbf{M}|^2$ [10], обусловленное зависимостью от температуры E_g и спин-орбитального расщепления [11,12]. Значение $|\mathbf{M}|^2$ принималось равным для обеих полос генерации. Результаты вычислений $k_i(T)$ приведены на рис. 4.

3. Обсуждение результатов

Полученные значения скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации для дискового лазерного диода InAs/InAsSbP (см. таблицу) близки к значениям R_{SE} и Q , полученным в [1].

Внутренний квантовый выход люминесценции $\eta_{lum} = 10.1\%$ для исследуемого дискового лазерного диода InAs/InAsSbP при $T = 85$ К меньше величины внутреннего квантового выхода люминесценции $\eta_{lum} \approx 35\%$ светодиодов на основе структуры InAs/GaInSb/InAs/AlGaAsSb, полученного в работе [13]. Более высокое значение внутреннего квантового выхода люминесценции для светодиодов по сравнению с η_{lum} для исследуемых дисковых лазеров может быть обусловлено двумя факторами: 1) структура светодиодов является квантово-размерной и обладает большим значением матричного элемента межзонных оптических переходов; 2) для светодиодов характерно значительно меньшее значение концентрации неравновесных носителей заряда (следовательно, и более низкая скорость оже-рекомбинации $Q = Cn^3$) по сравнению с лазерными диодами.

Коэффициент полных потерь есть $k_t = \rho + k_r$ (где ρ — коэффициент внутренних оптических потерь, k_r — коэффициент полезных потерь), что позволяет оценить максимальное значение ρ , зная величину k_t . Как следует из таблицы, для исследуемого дискового лазерного диода при $T = 85$ К величина коэффициента внутренних оптических потерь не превышает 480 м^{-1} . В работе [1] для лазерного диода InAsSb/InAsSbP получено значение $\rho = 900 \text{ м}^{-1}$. Меньшее значение коэффициента оптических потерь исследуемого дискового лазерного диода по сравнению с ρ для лазерного диода InAsSb/InAsSbP в [1], вероятно, обусловлено более высоким качеством изготовления гетероструктур.

Как известно [14,15], добротность моды резонатора F связана с коэффициентом поглощения волны по интенсивности γ в среде резонатора и длиной волны генерации посредством соотношения $F = 2\pi r_{\text{eff}}/\gamma\lambda$, где r_{eff} — эффективный показатель преломления. Если принять в качестве γ значение коэффициента полных потерь k_t , то

для рассматриваемого интервала температур 85–120 К и длины волны генерации 3.03 мкм величина F составит 10^4 .

Полученные при различных температурах значения коэффициентов C для исследуемого дискового лазерного диода аппроксимируются кривой (рис. 3), вид которой согласуется с кривыми $C(T)$, рассчитанными для оже-процессов CHCC (межзонная рекомбинация с возбуждением электрона зоны проводимости) и CHSH (рекомбинация с возбуждением дырки спин-орбитально отщепленной зоны) с участием фононов в квазидвумерном приближении [16]. Для выяснения того, какой из указанных процессов, CHCC или CHSH, является преобладающим, необходимы дальнейшие исследования. Следует, однако, заметить, что минимум зависимости $C(T)$, представленной на рис. 3, соответствует температуре ~ 100 К. Величина спин-орбитального расщепления для соединения InAs совпадает с шириной запрещенной зоны при $T \approx 133$ К [11,12]. Поэтому можно ожидать, что с увеличением температуры в интервале 85–120 К безызлучательный CHSH-процесс становится все более вероятным [17,18].

Можно предположить, что для удовлетворительного описания наблюдаемых спектральных особенностей генерации дисковых гетеролазеров InAs/InAsSbP в области высоких температур необходимо учитывать нелинейные эффекты, связанные с зависимостью показателя преломления от концентрации носителей заряда [19]. Аргументом в пользу указанного предположения могут быть результаты работы [15], в которой рассматривается влияние флуктуаций диэлектрической проницаемости (связанных с поверхностными неоднородностями) на расщепление частоты бегущих навстречу друг другу двух мод „шепчущей галереи“ в шаровых резонаторах.

4. Заключение

Для активного слоя дискового лазера на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP ($\lambda \approx 3.03\text{--}3.06$ мкм) определены внутренний квантовый выход люминесценции и скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации при пороговом уровне накачки и различных температурах окружающей среды. Установлено, что с ростом T от 85 до 120 К значение квантового выхода люминесценции уменьшается от 10.1 до 7.2%, при этом относительный вклад скорости Q в величину j_{th} возрастает с 89.9 до 92.8%. Результаты анализа зависимости пороговой плотности тока от концентрации неравновесных носителей заряда показали, что возможными механизмами безызлучательных переходов в активном слое исследованного лазерного диода могут выступать оже-процессы с участием фононов CHCC и CHSH.

Добротность резонатора дискового гетеролазера InAs/InAsSbP, оцененная по величине коэффициента полных потерь, составляет величину $\sim 10^4$.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 07-02-13616-офи_ц, 07-02-92170-НЦНИ_а, 08-02-90039-Бел_а и БФФИ Ф08М-101.

Список литературы

- [1] А.П. Астахова, Т.В. Безъязычная, Л.И. Буров, А.С. Горбацевич, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **42**, 228 (2008).
- [2] В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, А.П. Астахова, А.Ю. Кислякова, Ю.П. Яковлев, Н.С. Аверкиев, А. Krier, G. Hill. *ФТП*, **39**, 1122 (2005).
- [3] V. Sherstnev, A. Monakhov, A. Krier, D.A. Wright. *IEE Proc. Optoelectron.*, **152**, 1 (2005).
- [4] Л.И. Буров, Е.В. Лебедок, В.К. Кононенко, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев. *ЖПС*, **74**, 790 (2007).
- [5] В.П. Грибковский, В.К. Кононенко, В.А. Самойлюкович. *Квантовая электроника и лазерная спектроскопия: Основные каналы потерь энергии в инжекционных лазерах* (Минск, 1971).
- [6] A.G. Ryabtsev, E.V. Lutsenko, G.I. Ryabtsev, G.P. Yablonskii, A.S. Smal, B. Schineller, M. Heuken. *Phys. Status Solidi C*, **0**(1), 479 (2002).
- [7] G. Lasher, F. Stern. *Phys. Rev.*, **133**, A553 (1964).
- [8] В.П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).
- [9] R. Fehse, S. Tomić, A.R. Adams, S.J. Sweeney, E.P. O'Reilly, A. Andreev, H. Riechert. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **8**, 801 (2002).
- [10] *Quantum well lasers*, ed. by P.S. Zory (San Diego, Academic Press, 1993) p. 138.
- [11] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Яснеевич. *ФТП*, **16**, 592 (1982).
- [12] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Н. Халфин. *ФТП*, **18**, 1803 (1984).
- [13] D.G. Gevaux, A.M. Green, C.C. Phillips, I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Felix, J.R. Meyer, H. Lee, R.U. Martinelli. *IEE Proc. Optoelectron.*, **150**, 4 (2003).
- [14] N.C. Frateschi, A.F. Levi. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2932 (1995).
- [15] А.Н. Ораевский. *Квант. электрон.*, **32**, 377 (2002).
- [16] M. Takeshima. *Phys. Rev. B*, **30**, 3302 (1984).
- [17] Н.В. Зотова, И.Н. Яснеевич. *ФТП*, **11**, 1882 (1977).
- [18] M. Takeshima. *Phys. Rev. B*, **26**, 917 (1982).
- [19] А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, М.П. Рахвальский, К.А. Хайретдинов. *Тр. ФИАН*, **166**, 52 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependence of internal parameters of disk laser diodes InAs/InAsSbP

V.V. Kabanov, Y.V. Lebiadok, A.G. Ryabtsev, G.I. Ryabtsev, M.A. Schemelev, V.V. Sherstnev⁺, A.P. Astakhova⁺, Yu.P. Yakovlev⁺

B.I. Stepanov Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Belarus,
220072 Minsk, Belarus
⁺ Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract For 3.03–3.06 μm InAs/InAsSbP disk diode lasers, the radiative and nonradiative recombination rates and the spontaneous emission internal quantum efficiency have been determined within the temperature range 85–120 K. It has been ascertained that contribution of the nonradiative recombination rate into the lasing threshold current density increases from 89.9 to 92.8% with increasing the temperature. It has been shown that the most probable mechanisms of the nonradiative recombination for InAs/InAsSbP disk heterolaser were the CHCC and CHSH phonon-assisted Auger processes. The total loss coefficients for two observed lasing lines have been determined, and the maximum level for the internal optical loss has been evaluated. The cavity Q -factor for the InAs/InAsSbP disk heterolaser was about 10^4 .