

Исследование пороговых характеристик InGaAsP/InP-гетеролазеров ($\lambda = 1.55$ мкм)

© Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов

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

(Получена 2 октября 2000 г. Принята к печати 6 октября 2000 г.)

Работа посвящена исследованию температурной зависимости пороговых характеристик лазера с квантовыми ямами в системе InGaAsP/InP. Показано, что наибольший вклад в пороговый ток вносит беспороговый процесс оже-рекомбинации. Степенная зависимость порогового тока от температуры, наблюдаемая в эксперименте, объясняется преобладанием беспорогового процесса оже-рекомбинации в квантовых ямах над пороговым оже-процессом.

Введение

Сравнительно недавно была разработана модель, описывающая пороговые характеристики лазера с квантовыми ямами на пороге генерации [1], в которой исследован характер температурной зависимости беспороговых процессов оже-рекомбинации в квантовых ямах и выброс носителей, связанный со слабой локализацией электронов в мелкой квантовой яме. Расчеты пороговых характеристик в рамках модели [1] проводились для лазера с длиной волны генерации $\lambda \approx 1.3$ мкм. Однако наибольший интерес, обусловленный широким применением в оптических линиях связи, представляют свойства длинноволновых лазеров в системе InGaAsP/InP, излучающих вблизи длины волны $\lambda = 1.55$ мкм.

Поэтому актуальным является исследование зависимости пороговой плотности тока, а также ее отдельных компонент от температуры, длины резонатора и числа квантовых ям для лазерных структур с длиной волны генерации $\lambda \approx 1.55$ мкм. Микроскопический анализ зависимости пороговых характеристик лазера от параметров гетероструктуры позволит провести ее оптимизацию и существенно повысить мощность излучения.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование температурных и пороговых характеристик лазеров в системе InGaAsP/InP на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения и сравнение полученных экспериментальных результатов с расчетными в рамках существующей теоретической модели [1].

Экспериментальные образцы

В качестве базовых были выбраны двойные гетероструктуры раздельного ограничения с 2 и 10 квантовыми ямами и с напряженными активными областями (рис. 1). Все исследуемые образцы выращивались обычным методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений [2] на подложках фосфид индия с проводимостью n -типа.

Структуры с разным числом квантовых ям различались составом твердого раствора волноводных слоев. Состав твердого раствора напряженных квантовых ям InGaAsP при этом оставался неизменным.

Ширина квантовых ям была выбрана $d_a = 50$ и 70 \AA соответственно для структур с 2 и 10 квантовыми ямами. Активная область и волноводные слои преднамеренно не легировались. Широкозонный p -эмиттер был легирован до концентрации $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Контактный слой толщиной 0.3 мкм имел концентрацию дырок $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На полученных лазерных гетероструктурах в изолирующем слое SiO_2 фотолитографией формировались полоски шириной 100 мкм [3].

Структура разделялась на лазерные диоды с длиной резонатора, варьируемой в пределах $L = 200\text{--}2500$ мкм. На торцы резонатора наносились зеркала Si/SiO_2 с коэффициентом отражения $R > 0.95$ и просветляющие покрытия с $R < 0.04$. Готовые диоды монтировались на медных теплоотводах с использованием индиевого припоя.

Эксперимент

Для исследований лазерных диодов в импульсном режиме была выбрана длительность импульса 2 мкс. Такой выбор является предпочтительным, так как позволяет не усложнять существенно методику измерений и при этом

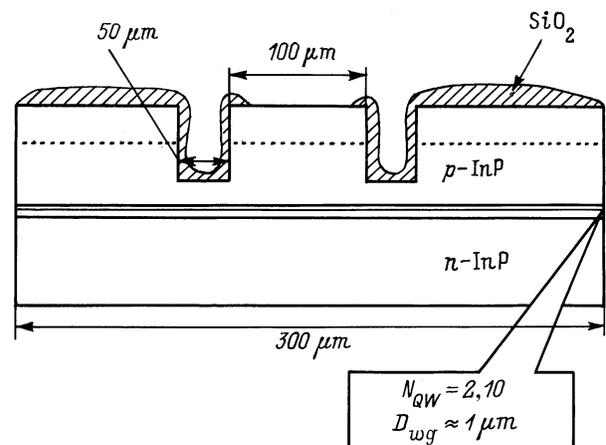


Рис. 1. Лазерная структура раздельного ограничения. $\lambda = 1.55$ мкм. $N_{QW} = 2, 10$; $d_a = 50, 70 \text{ \AA}$ соответственно; толщина волновода $D_{wg} \approx 1$ мкм.

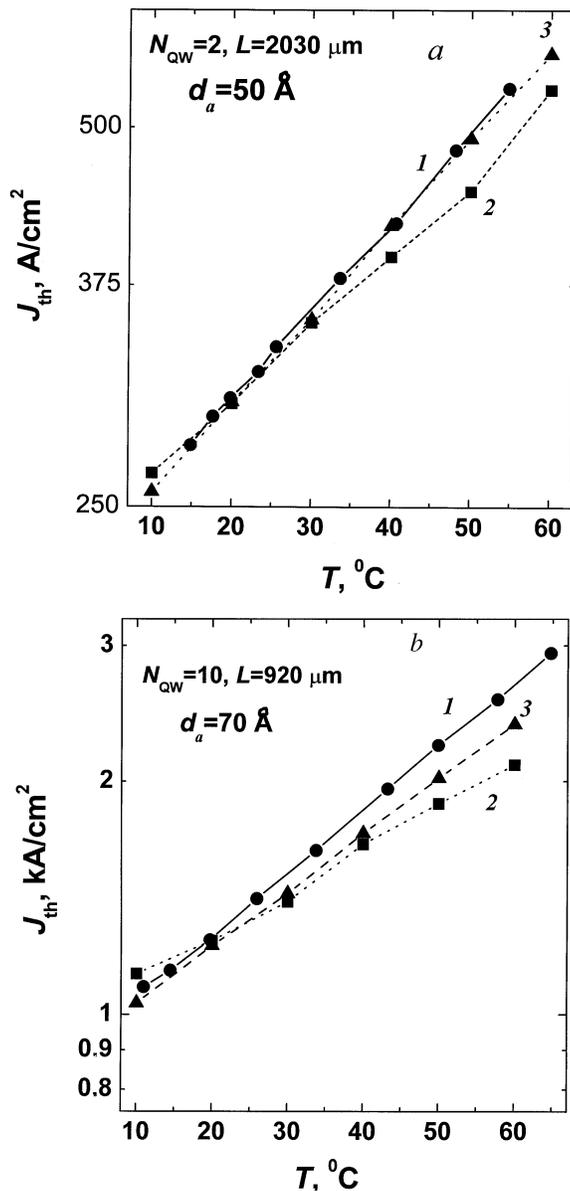


Рис. 2. Экспериментальные (1) и теоретические (2, 3) зависимости порогового тока от температуры для лазера с 2 (а) и 10 (б) квантовыми ямами.

считать незначительным разогрев активной области лазерного диода. Полагалось, что температура медного теплоотвода соответствует температуре активной области лазера. Температура варьировалась с помощью элемента Пельтье в диапазоне 10–60°C. Измерения проводились с помощью термопары медь–константан, расположенной непосредственно на теплоотводе. Ватт-амперные характеристики лазеров снимались в непрерывном режиме генерации, при этом использовалась водяная система охлаждения лазерных диодов.

Экспериментально исследованы температурные зависимости пороговых токов для лазеров с 2 и 10 квантовыми ямами (рис. 2, а, б). Для лазерной структуры с 2 квантовыми ямами при изменении температуры (T)

от 10 до 60°C пороговый ток (J_{th}) изменяется примерно в два раза (рис. 2, а, кривая 1). Если аппроксимировать экспериментальную температурную зависимость пороговой плотности тока экспонентой вида [4]

$$J_{th} = J_0 \exp(-E_a/kT) \quad (1)$$

с энергией активации E_a , то величина E_a оказывается существенно меньше kT , а также меньше энергии активации, полученной из выражения для объемного случая [7],

$$E_a = 2 \frac{m_c}{m_{hh}} E_g, \quad (2)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, m_c и m_{hh} — эффективные массы электронов и тяжелых дырок. Из этого следует, что оптимальным вариантом аппроксимации экспериментальных данных будет использование не экспоненциальной, а степенной функции температуры.

Для лазерной структуры с 10 квантовыми ямами пороговый ток $J_{th}(T)$ в таком же интервале температур от 10 до 60°C, изменяется в ~ 3 раза (рис. 2, б, кривая 1) — т.е. для структуры с большим числом квантовых ям величина порогового тока больше, а его зависимость от температуры оказывается более резкой (при этом температурная зависимость также может быть аппроксимирована степенной функцией). Увеличение порогового тока лазера и усиление его температурной зависимости с ростом числа квантовых ям, как будем показано ниже, связано с ростом коэффициента внутризонного поглощения излучения, приблизительно пропорциональным числу квантовых ям [5].

При комнатной температуре были сняты зависимости порогового тока от обратной длины резонатора (от $1/L$) в широком диапазоне длин резонатора для двух лазерных структур с разным числом квантовых ям: $N_{QW} = 2$ (рис. 3, а, кривая 1) и $N_{QW} = 10$ (рис. 3, б, кривая 1). Как и следовало ожидать, зависимость $J_{th}(1/L)$ — разная для двух указанных структур, что связано с увеличением внутренних потерь излучения лазера при увеличении числа квантовых ям N_{QW} .

Традиционно в качестве параметра, характеризующего лазерную структуру, используют характеристическую температуру T_0 . Достаточно просто аппроксимируя температурную зависимость порогового тока как

$$J_{th}(T) = J_0 \exp(T/T_0), \quad (3)$$

можно получить экспериментальный параметр, характеризующий температурную стабильность лазерного диода. По результатам экспериментальных температурных зависимостей была рассчитана зависимость характеристической температуры T_0 от длины резонатора L для лазера с 2 квантовыми ямами (рис. 4, кривая 1). Характеристическая температура растет с ростом длины резонатора L , поскольку пороговый ток при фиксированной температуре убывает с ростом L (рис. 3). Увеличение T_0 с ростом L означает, прежде всего, что с ростом L падает величина пороговой концентрации n_{th}^{2D} .

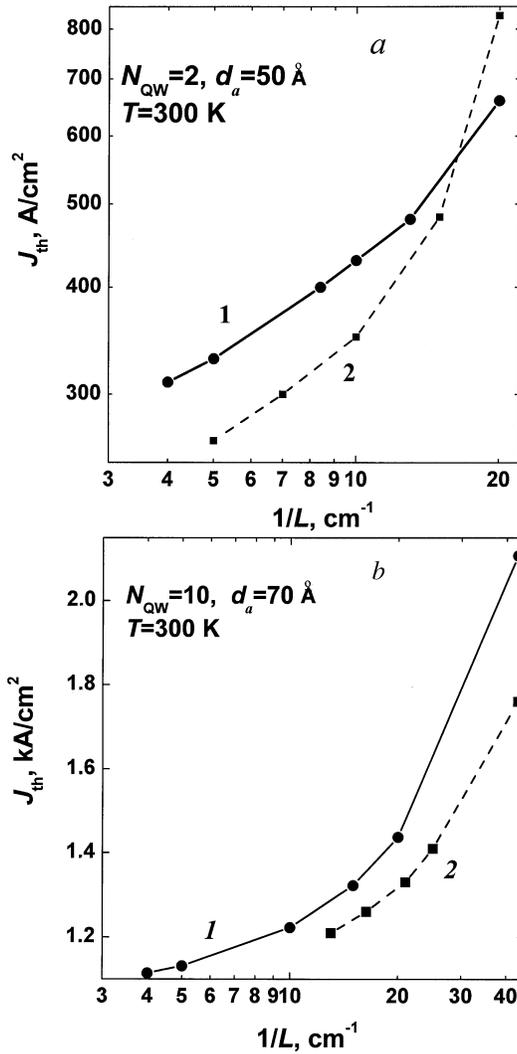


Рис. 3. Экспериментальные (1) и теоретические (2) зависимости порогового тока от обратной длины резонатора для лазера с 2 (а) и 10 (б) квантовыми ямами.

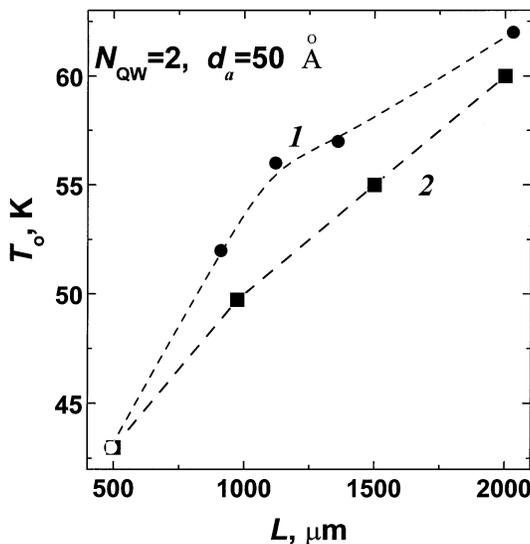


Рис. 4. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости характеристической температуры T_0 от длины резонатора для лазера с 2 квантовыми ямами.

Следует отметить, что в исследуемых нами длинных лазерных диодах на длину волны $\lambda = 1.55 \mu\text{м}$ с меза-полосковым контактом шириной $100 \mu\text{м}$ оптическая мощность достигала 2.5 Вт . Лучшее известное нам значение оптической мощности в непрерывном режиме генерации на длине волны $\lambda = 1.48 \mu\text{м}$ составляет 5 Вт в лазерном диоде с шириной меза-полоскового контакта $200 \mu\text{м}$ [6].

Теоретическая модель

Все расчеты проводились в рамках модели, развитой в [1]. Эта модель учитывает безызлучательные процессы оже-рекомбинации, токовые утечки носителей из активной области и слабую локализацию электронов в "мелкой" квантовой яме. Механизмы оже-рекомбинации в гетероструктурах принципиально отличаются от механизмов в случае однородного полупроводника [7]. В квантовой яме процесс оже-рекомбинации является беспороговым, а скорость оже-рекомбинации слабой (степенной) функцией температуры [8,9]. Использование в модели беспороговых механизмов оже-рекомбинации дало возможность однозначно описать экспериментальную зависимость порогового тока от температуры для лазеров на квантовых ямах.

Условие порога генерации может быть записано в виде

$$N_{QW} \Gamma g_0^{\text{max}} = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}, \quad (4)$$

где Γ — фактор оптического ограничения для одной КЯ, g_0^{max} — максимальное значение коэффициента усиления, α_{int} — коэффициент внутренних потерь на пороге генерации, $\alpha_{\text{ext}} = (1/L) \ln(1/R)$ — потери на зеркалах. Здесь мы полагаем, что эффект неоднородного пространственного распределения носителей по квантовым ямам вблизи порога генерации несуществен.

Выражение для коэффициента усиления на одну квантовую яму имеет вид [1]

$$g_0(\hbar\omega) = I_{cv}^2 \frac{\pi}{a} \frac{\alpha}{\sqrt{\epsilon}} \frac{M}{1+M} \left(1 - \frac{m_c}{m_0}\right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + (2/3)\Delta_0} \frac{1}{E_0} \times \int_{E_0}^{\infty} \left\{ \exp \left[\frac{[M/(1+M)](E_{cv} - E_0) + \epsilon_n - \mu_n}{T} + 1 \right]^{-1} + \left[\exp \left[\frac{[1/(1+M)](E_{cv} - E_0) + \epsilon_p - \mu_p}{T} + 1 \right]^{-1} - 1 \right] \right\} \times \left\{ 1 + \frac{\epsilon_n}{\epsilon_n + [M/(1+M)](E_{cv} - E_0)} \right\} \times F(E_{cv}, \hbar\omega) \frac{dE_{cv}}{E_{cv}}. \quad (5)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия фотона, $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, ϵ — диэлектрическая проницаемость волновода, m_0 — масса свободного электрона, $M = (m_{hh}/m_c)$; E_g, Δ_0 — ширина

запрещенной зоны и величина спин-орбитального расщепления в квантовой яме; E_{cv} — энергия оптического перехода; $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$, где $\varepsilon_n, \varepsilon_p$ — уровни размерного квантования электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, отсчитываемые от соответствующих краев зон; μ_n, μ_p — квазиуровни Ферми электронов и дырок, отсчитываемые также от дна соответствующих зон; $F(E_{cv}, \hbar\omega)$ — функция спектрального уширения вида [10]

$$F(E_{cv}, \hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_{in}}{(E_{cv} - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2}, \quad (6)$$

где τ_{in} — время внутризонной релаксации. В расчетах мы полагаем τ_{in} постоянным и равным 10^{-13} с. Данное предположение справедливо при не очень больших концентрациях на пороге генерации, так как само время внутризонной релаксации является функцией температуры. Вследствие этого зависимость коэффициента усиления от температуры становится нелинейной функцией и отличается от рассчитанной с использованием лоренцовой функции уширения с $\tau_{in} = \text{const}$ (6) или δ -функции с бесконечным временем релаксации [11].

Интеграл перекрытия I_{cv} огибающих волновых функций электронов и дырок в направлении, перпендикулярном плоскости квантовых ям, меньше единицы, что связано с различием в эффективных массах электронов и тяжелых дырок, а также с разной величиной разрывов зон [9].

В мелкой квантовой яме электроны локализованы слабо, в то время как дырки оказываются сильно локализованными. В результате этого происходит перераспределение электронов вблизи активной области. При этом условие квазинейтральности выполняется в квантовых ямах и в прилегающих барьерных слоях и записывается следующим образом [1]:

$$p_{QW}^{2D} = n_{QW}^{2D} + n_b^{2D}, \quad (7)$$

где n_b^{2D} — двумерная концентрация электронов в барьерной области, n_{QW}^{2D}, p_{QW}^{2D} — двумерные концентрации электронов и дырок в квантовой яме.

С учетом эффекта делокализации решалась самосогласованная задача для нахождения пороговой концентрации носителей [1]. Было показано, что делокализация может существенно повысить пороговую двумерную концентрацию n_{th}^{2D} (рис. 5). На рис. 5 представлена зависимость пороговой концентрации электронов от температуры для двух случаев: для бесконечно глубокой квантовой ямы, когда отсутствует выброс носителей, (кривая 1) и с учетом конечной глубины квантовой ямы, когда электроны делокализуются, (кривая 2). Видно, что при учете выброса носителей заряда пороговая концентрация существенно (почти в 2 раза) больше.

Помимо этого, на величину пороговой концентрации и на ее зависимость от температуры оказывают влияние еще, как минимум, два процесса. Первый — это зависимость времени релаксации τ_{in} от температуры и

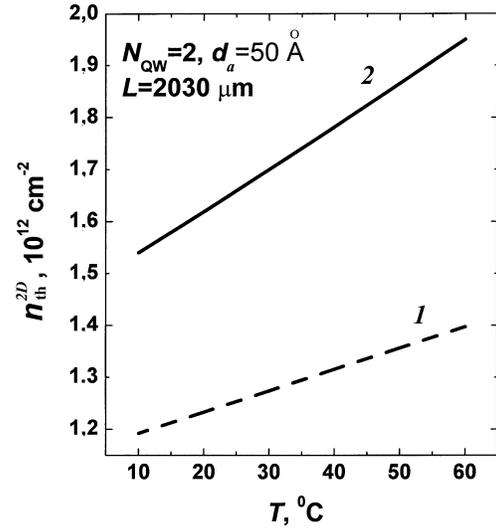


Рис. 5. Теоретические зависимости пороговой концентрации от температуры для лазера с 2 квантовыми ямами: 1 — выброс носителей из ямы отсутствует, 2 — с учетом выброса.

концентрации неравновесных носителей. Как показано в [11], если учитывать реальную зависимость τ_{in} от температуры и концентрации n_{th}^{2D} , то коэффициент усиления $g(\hbar\omega)$ становится более резкой функцией температуры и концентрации; кроме того величина $g(\hbar\omega)$ в этом случае меньше, чем при $\tau_{in} = \text{const}$. Такое поведение $g(\hbar\omega, T, n)$ приводит к увеличению пороговой концентрации n_{th}^{2D} и к изменению ее температурной зависимости. Второй процесс, который слабее влияет на величину n_{th}^{2D} — это зависимость α_{int} от температуры и концентрации. Как показано в [5], зависимость $\alpha_{int}(T)$ приводит к нелинейной зависимости от температуры для пороговой концентрации. В нашем дальнейшем рассмотрении мы ограничились учетом линейной зависимости α_{int} от температуры.

Пороговый ток лазерной структуры можно представить как сумму излучательного (J_R) и безызлучательного (J_A) токов [1]:

$$J_{th} = J_R + J_A. \quad (8)$$

Излучательная составляющая может быть представлена в виде

$$J_R = eN_{QW}B^{2D}n_{QW}^{2D}p_{QW}^{2D}, \quad (9)$$

где B^{2D} — двумерный коэффициент излучательной рекомбинации. Величина B^{2D} для рассматриваемых структур составляет $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ при комнатной температуре и концентрации $n_{QW}^{2D} \approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Для случая невырожденных дырок [1]

$$B^{2D} \propto \frac{1}{T}, \quad n_{QW}^{2D}, p_{QW}^{2D} \propto T. \quad (10)$$

Тогда излучательный ток вблизи порога генерации будет линейной функцией температуры. Если учитывать зависимость $\alpha_{int}(T)$, то $n_{th}^{2D} \propto T^{1+\alpha}$, где $\alpha > 0$, и, следовательно, излучательный ток становится нелинейной функцией температуры: $J_R \propto T^{(1+2\alpha)}$.

Безызлучательная составляющая тока вычислялась с учетом трех механизмов оже-рекомбинации в квантовых ямах. Кроме обычного порогового двумерного оже-процесса были рассмотрены также беспороговый [7] и квазипороговый оже-процессы [8]. Как было показано в [8,9], в узких квантовых ямах преобладают именно беспороговый и квазипороговый процессы оже-рекомбинации. Скорость беспорогового процесса оже-рекомбинации имеет слабую зависимость от температуры. Вместо экспоненты, характерной для трехмерного случая, скорость беспорогового оже-процесса зависит от температуры степенным образом. При этом сама величина коэффициента оже-рекомбинации существенно и немонотонно зависит от размера квантовой ямы. Важно отметить, что процесс оже-рекомбинации в квантовых ямах усилен по сравнению с трехмерным случаем из-за большей локализации носителей заряда. Поэтому вклад токов оже-рекомбинации в пороговый ток лазера на квантовых ямах оказывается существенно выше.

Выражение для оже-составляющей тока в общем случае имеет вид

$$J_A = eN_{QW}(C_{CHCC}^{2D}n^2p + C_{CHHS}^{2D}np^2). \quad (11)$$

Здесь C_{CHCC}^{2D} — коэффициент оже-рекомбинации для случая возбуждения электрона в зону проводимости, C_{CHHS}^{2D} — коэффициент, соответствующий процессу оже-рекомбинации с возбуждением тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную зону, n и p — двумерные концентрации электронов и дырок соответственно. Скорости двух указанных процессов детально изучены в [8,9]. В этих работах подробно исследована зависимость коэффициентов оже-рекомбинации для трех процессов (беспорогового, квазипорогового и порогового) от параметров квантовой ямы и от температуры. Каждый из указанных коэффициентов оже-рекомбинации, C_{CHCC}^{2D} и C_{CHHS}^{2D} , состоит из трех частей, соответствующих трем механизмам оже-рекомбинации, — например:

$$C_{CHCC}^{2D} = C_{CHCC}^{(1)} + C_{CHCC}^{(2)} + C_{CHCC}^{(3)}, \quad (12)$$

где $C_{CHCC}^{(1)}$ соответствует беспороговому процессу оже-рекомбинации, $C_{CHCC}^{(2)}$ — квазипороговому процессу, а $C_{CHCC}^{(3)}$ — пороговому процессу. В пределе $a \rightarrow \infty$ (предел однородного полупроводника) сумма квазипорогового и порогового коэффициентов оже-рекомбинации, умноженных на квадрат ширины квантовой ямы, $C_{CHCC}^{(2)}a^2 + C_{CHCC}^{(3)}a^2$, стремится к объемному значению коэффициента оже-рекомбинации C_{CHCC}^{3D} , а произведение $C_{CHCC}^{(1)}a^2$ при этом стремится к нулю. Для достаточно узких квантовых ям значение двумерного коэффициента оже-рекомбинации, умноженного на a^2 , больше трехмерного значения C_{CHCC}^{3D} из-за преобладания беспорогового и квазипорогового процессов оже-рекомбинации. Для рассматриваемых структур сумма двумерных коэффициентов оже-рекомбинации при ком-

натной температуре составляет $C^{2D} = C_{CHCC}^{2D} + C_{CHHS}^{2D} \approx 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^4/\text{с}$. Соответствующее значение для трехмерного оже-коэффициента — $C^{2D}a^2 \approx 1 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6/\text{с}$, что на порядок больше, чем среднее объемное значение $C^{3D} \approx 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$ [12]. Таким образом, процесс оже-рекомбинации в квантовых ямах оказывается усиленным по сравнению с процессом в однородном полупроводнике. Это усиление оказывается еще более существенным при низких температурах. При этих условиях трехмерный коэффициент оже-рекомбинации C_{CHCC}^{3D} мал из-за экспоненциальной зависимости от температуры [8]. Отметим, что весь анализ зависимостей коэффициентов оже-рекомбинации от температуры и параметров квантовой ямы качественно применим в равной мере к $CHCC$ - и $CHHS$ -процессам оже-рекомбинации.

Обсуждение результатов

Из эксперимента был получен ряд зависимостей плотности порогового тока лазеров от температуры и длины резонатора для структур с разным числом и разной толщиной квантовых ям, а также с различным составом волновода. Плотность порогового тока в исследуемых структурах увеличивалась с ростом числа квантовых ям и для "4-сколотых" лазеров с $\alpha_{\text{ext}} \approx 0$ составляла 0.26 и 1.68 кА/см² соответственно для структур с 2 и 10 квантовыми ямами. Внутренние оптические потери α_{int} , полученные из зависимости обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора, возрастали примерно пропорционально числу квантовых ям и при комнатной температуре составляли 5 и 30 см⁻¹ соответственно для структуры с 2 и 10 квантовыми ямами. Это связано с ростом числа дополнительных гетерограниц в активных областях лазеров. Как показано в [5], в гетероструктурах внутризонное поглощение излучения возможно без участия, кроме электрона и фотона, третьей частицы. Электрон, поглощая фотон переходит в возбужденное состояние, рассеивая свой импульс на гетерограницах. Следовательно, наличие гетерограницы приводит к усилению процесса внутризонного поглощения излучения по сравнению с однородным случаем.

При комнатной температуре были рассчитаны в рамках описанной модели зависимости пороговой плотности тока от длины резонатора (рис. 3, *a, b*, кривые 2). При этом использовались следующие параметры структуры: $E_g = 0.76 \text{ эВ}$, $m_c = 0.053m_0$, $m_{hh} = 0.42m_0$. Значения глубины квантовых ям для электронов (ΔE_c), и дырок (ΔE_v) были взяты 0.117 и 0.233 эВ соответственно. Расчет показал качественно хорошее согласие теоретической модели с экспериментальными данными.

Путем изменения с помощью элемента Пельтье температуры кристалла в пределах 10–60°С были получены температурные зависимости пороговых токов лазеров с 2 и 10 квантовыми ямами. Соответствующие расчетные зависимости приведены на рис. 2, *a, b* (кривые 2, 3). Наблюдается качественное и количественное согласие теории и эксперимента для лазеров с разным числом квантовых

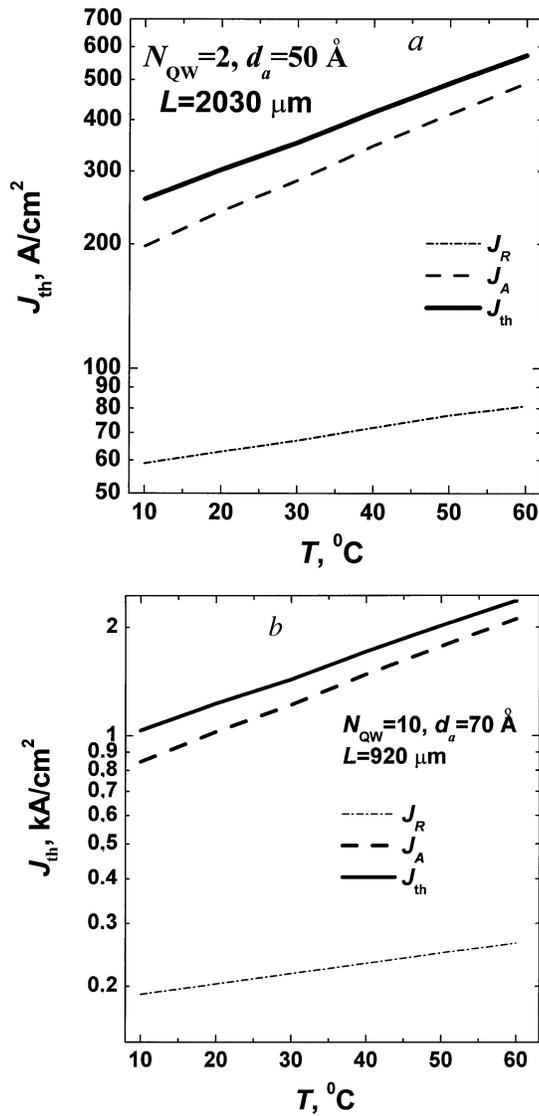


Рис. 6. Расчетные зависимости составляющих порогового тока от температуры для структуры с 2 (а) и 10 (б) квантовыми ямами. J_R — излучательный ток, J_A — безызлучательный ток, J_{th} — суммарный пороговый ток.

ям N_{QW} . При вычислении порогового тока мы рассмотрели два случая: первый соответствует постоянной величине внутренних потерь α_{int} (кривая 2), второй — внутренним потерям, зависящим от температуры (кривая 3). Во втором случае мы ограничились линейной зависимостью α_{int} от температуры: $\alpha_{int} = \alpha_0(T/10^\circ\text{C})$, где α_0 — значение α_{int} при комнатной температуре. Видно, что учет температурной зависимости α_{int} несколько улучшает согласие экспериментальной и теоретической зависимостей порогового тока от температуры.

Экспериментальные температурные зависимости пороговой плотности тока хорошо аппроксимируются степенной функцией температуры $J_{th} \propto T^k$ с показателем степени $k = 1.5$. Важно отметить тот факт, что даже при больших температурах, когда основным каналом

рекомбинации является безызлучательный оже-процесс, зависимость порогового тока от температуры остается степенной. Отсутствие экспоненциального роста, связанного с пороговым оже-процессом, характерным для трехмерного случая, свидетельствует о доминирующем беспороговом процессе оже-рекомбинации в лазерных структурах с квантовыми ямами. Беспороговый оже-процесс характеризуется степенной функцией температуры [8,9]. Чтобы более подробно рассмотреть температурную зависимость порогового тока, были рассчитаны парциальные вклады в пороговый ток в зависимости от температуры в соответствии с (8), (9), (11) для

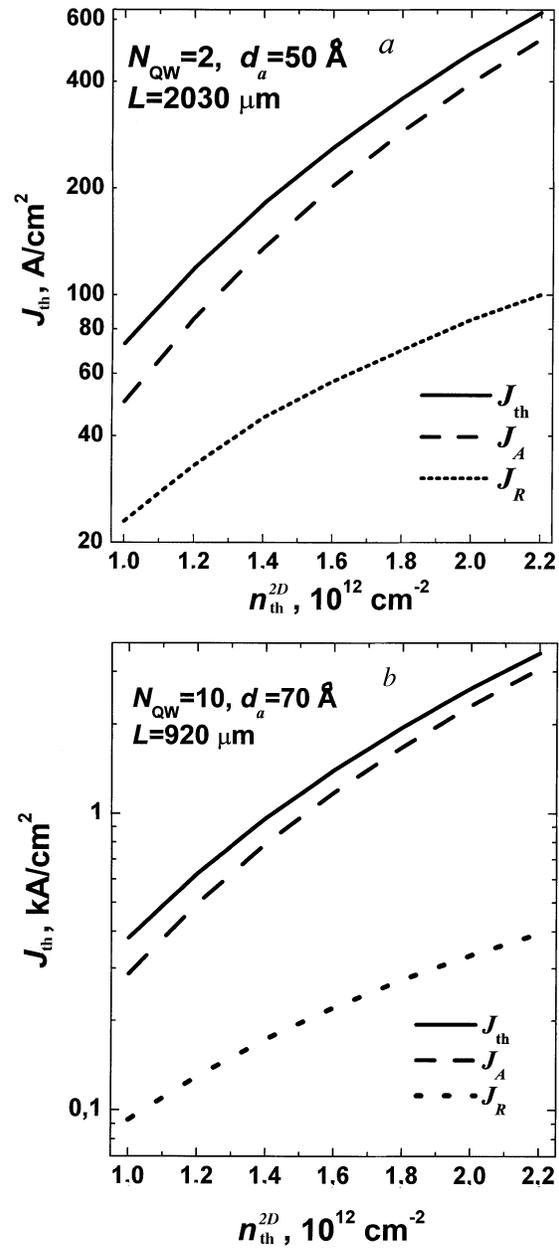


Рис. 7. Расчетные зависимости составляющих порогового тока от пороговой концентрации для структуры с 2 (а) и 10 (б) квантовыми ямами. J_R — излучательный ток, J_A — безызлучательный ток, J_{th} — суммарный пороговый ток.

структур с 2 и 10 квантовыми ямами (рис. 6, *a, b*). Как уже отмечалось выше, излучательный ток на пороге генерации представляет собой почти линейную функцию температуры — $J_R \propto T^{1+2\alpha}$, ток безызлучательной оже-рекомбинации — $J_A \propto T^{3/2}$. Таким образом, теоретический анализ показывает, что основной вклад в величину пороговой плотности тока вносят процессы оже-рекомбинации, причем именно процессы беспороговой оже-рекомбинации. Очевидно, что для увеличения квантовой эффективности длинноволновых лазеров, а следовательно, и мощности излучения, необходимо оптимизировать лазерную структуру с целью подавления процессов оже-рекомбинации [5].

Из экспериментальных температурных зависимостей порогового тока была вычислена зависимость характеристической температуры T_0 от длины резонатора для лазера с 2 квантовыми ямами (рис. 4, кривая 1). На рис. 4 также приведена расчетная зависимость $T_0(L)$ (кривая 2). Получено хорошее соответствие теоретической и экспериментальной зависимостей. Максимальное значение T_0 для исследуемой лазерной структуры составило 65 К.

Расчитаны зависимости отдельных компонент порогового тока от двумерной концентрации носителей при комнатной температуре для 2 и 10 квантовых ям (рис. 7, *a, b*). Концентрация варьировалась в интервале $(0.9-2) \cdot 10^{12}$ см⁻². Для 2 и 10 квантовых ям пороговый ток зависит от концентрации одинаково: $J_{th} \propto n_{th}^{2D}$.

С точки зрения минимального порогового тока наиболее оптимальная лазерная структура должна содержать 2–4 квантовые ямы, но если необходимо получить большую оптическую мощность и, соответственно, если используется длинный резонатор, то оптимальным будет выбор структуры с одной (широкой) квантовой ямой.

При анализе пороговых характеристик лазеров на квантовых ямах мы не учли процессы разогрева носителей заряда и решетки. Как показано в [13], процессы разогрева влияют на пороговые характеристики при высоких температурах. Наиболее сильное влияние процессы разогрева оказывают на ватт-амперную характеристику лазера. Этому вопросу будет посвящена отдельная статья. Кроме того, мы не учли зависимость времени внутризонной релаксации τ_{in} от температуры и концентрации носителей. Этот вопрос детально проанализирован в работе [11].

Выводы

В работе исследованы температурные зависимости пороговых характеристик лазеров с квантовыми ямами ($\lambda = 1.55$ мкм) в системе InGaAsP/InP. Подробно рассмотрены парциальные вклады в пороговый ток всех процессов рекомбинации с учетом особенностей безызлучательных оже-процессов в квантовых ямах, а также с учетом слабой локализации носителей заряда.

Показано, что экспериментальные температурные зависимости плотности порогового тока наилучшим образом аппроксимируются степенными функциями, что

свидетельствует о доминирующем беспороговом оже-процессе рекомбинации в лазерных структурах с квантовыми ямами. Именно беспороговый оже-процесс, как показано в [8,9], характеризуется степенной функцией температуры.

Хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей порогового тока лазеров с разным числом квантовых ям от температуры и длины резонатора свидетельствует о достаточно точном описании в рамках расчетной модели [1] пороговых плотностей токов лазера с квантовыми ямами. Также важным результатом настоящей работы является экспериментальное подтверждение степенной зависимости от температуры коэффициентов оже-рекомбинации, которое было впервые предсказано в работе [7].

Авторы выражают благодарность Р.А. Сурису за полезное обсуждение результатов работы.

Работа частично поддержана грантами РФФИ N 99-02-16796, 01-07-90299, 01-07-90300, 01-02-17851 и программой "Физика твердотельных наноструктур", гранты N 99-0238, 97-0003 и 97-1035.

Список литературы

- [1] I.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, Pey-Kee Lay, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
- [2] Е.Г. Голикова, В.П. Дураев, С.А. Козиков, В.Г. Кригель, О.А. Лабутин, В.И. Швейкин. *Квантовая электроника*, **22**, 85 (1995).
- [3] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылёв, Н.Ю. Давидюк, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. *Письма ЖТФ*, **26** (6), 5 (2000).
- [4] E.P. O'Reilly, A. Ghitii. In: *Quantum Well Lasers*, ed. by P.S. Zory Jr. (Boston, Academic Press Inc., 1991).
- [5] G.G. Zegrya. *Mid-Infrared Strained Diode Lasers in Antimonide-Related Strained-Laser Heterostructures*, ed. by M.O. Manasreh (Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1997) p. 273.
- [6] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1997).
- [7] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [8] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. *Phys. Rev. B*, **58**, 4039 (1998).
- [9] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113**, 1491 (1998).
- [10] M. Asada. In: *Quantum Well Lasers*, ed. by P.S. Zory Jr. (Boston, Academic Press Inc., 1991); M. Asada. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**, 2019 (1989).
- [11] G.G. Zegrya, N.A. Gunko, I.A. Kostko, G.V. Skrynnikov. *Proc. Int. Semicond. Conf.* (Romania, 2001).
- [12] *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **5**, (2) 120 (1993).
- [13] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, R.A. Suris, G.G. Zegrya, B.B. Elenknig, S. Smetora, J.G. Simmons, Pey-Kee Lay, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 1069 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Study of threshold characteristics of InGaAsP/InP heterolasers ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)

G.G. Zegrya, N.A. Pikhin, G.V. Skrynnikov,
S.O. Sliptchenko, I.S. Tarasov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract The aim of this work is to study the temperature dependence of threshold characteristics of InGaAsP/InP quantum well lasers. It was shown that the main contribution in threshold current is made by the thresholdless Auger recombination process and lateral diffusive leakage. A non-exponential temperature dependence of threshold current observed experimentally is explained by the dominance of thresholdless Auger recombination process over the threshold one in quantum wells.