

Пороговые характеристики ИК-лазера на основе глубоких квантовых ям InAsSb/AlSb

© Л.В. Данилов[¶], Г.Г. Зегря^{¶¶}

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

(Получена 13 августа 2007 г. Принята к печати 30 августа 2007 г.)

Исследованы основные пороговые характеристики полупроводникового ИК-лазера на основе гетероструктуры с глубокими квантовыми ямами InAs_{0.84}Sb_{0.16}/AlSb. Найдены пороговые концентрации носителей и пороговая плотность тока излучательной и оже-рекомбинации. Показано, что при определенных параметрах квантовой ямы имеет место существенное (на несколько порядков) подавление скорости оже-рекомбинации. Длина волны излучения при этом лежит в интервале значений 2–3.5 мкм, что отвечает среднему ИК-диапазону. В работе также рассчитан внутренний квантовый выход излучения на пороге генерации и продемонстрирована его зависимость от ширины квантовой ямы в пределах области подавления оже-рекомбинации. Кроме того, произведена оптимизация лазерной структуры по числу квантовых ям.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De, 42.55.Px

1. Введение

Интерес к полупроводниковым лазерам среднего инфракрасного (ИК) диапазона (2–5 мкм) связан прежде всего с широкими возможностями их научного и практического применения в различных областях науки и техники. С помощью ИК-лазеров как элементов полупроводниковых газоанализаторов осуществляют химический контроль выбросов в атмосферу, так как в диапазоне длин волн 2–5 мкм лежат полосы поглощения многих вредных (токсичных) промышленных газов. Длины волн излучения современных ИК-лазеров попадают в окна прозрачности атмосферы 3.5–5 и 8–13 мкм. Это означает, что они могут находить широкое практическое применение в области телекоммуникации и локации. Широкое применение находят длинноволновые лазеры в ИК-спектроскопии и медицине. Известно, что высокоэнергетические лазеры используют в качестве хирургического инструмента — это так называемый лазерный скальпель. Низкоэнергетические лазеры, каковыми являются полупроводниковые лазеры, используются для: 1) избирательного разрушения клеток раковой опухоли — фотодинамическая терапия, 2) облучения плохо заживающих ран или крови человека — лазеротерапия.

Однако создание ИК-лазеров, эффективно работающих при комнатной температуре в непрерывном режиме, затруднено главным образом из-за заметного преобладания процессов безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей над процессом излучательной рекомбинации.

В полупроводниках при высоких уровнях возбуждения существуют два основных механизма рекомбинации носителей: излучательная рекомбинация (с испусканием фотона) и безызлучательная оже-рекомбинация (ОР), связанная с электрон-электронным или дырочно-дырочным взаимодействием. В связи с этим различают два

наиболее вероятных процесса ОР в полупроводниках: СНСС-процесс с участием двух электронов и тяжелой дырки и СННС-процесс с участием электрона и двух тяжелых дырок с переходом одной из них в спин-орбитально отщепленную зону. В однородных полупроводниках такие процессы являются пороговыми [1]. Ограничения на темп ОР накладываются законами сохранения энергии и импульса носителей. Однако в гетероструктурах (квантовых ямах, нитях, точках) ограничения, накладываемые законом сохранения квазиимпульса, снимаются [2]. Вследствие этого в таких системах появляются дополнительные, более эффективные, беспороговые каналы оже-рекомбинации. Кроме того, в гетероструктурах вероятность ОР выше, чем в однородном полупроводнике, за счет большей локализации носителей заряда. Таким образом, безызлучательная ОР является важным механизмом рекомбинации носителей в гетероструктурах; особенно ярко это выражено в узкощелевых полупроводниках. В свою очередь это затрудняет создание инфракрасного (ИК) полупроводникового гетеролазера, эффективно работающего при комнатной температуре.

Для решения указанной проблемы с целью создания эффективных ИК-лазеров исследования ведут по двум направлениям. Первое — создание квантово-каскадных лазеров на межподзонных переходах (ККЛ) и второе — создание ИК-лазеров на межзонных переходах на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешетками (СР) типа I и II.

В работе [3] была предложена идея использования гетероструктур с глубокими и узкими квантовыми ямами для электронов и дырок с целью создания ИК-лазера. В таких структурах возможно существенное подавление беспороговых механизмов ОР. Для этого необходимо выполнение условий $(U_c, U_v) > E_g$ и $E_2 - E_1 > E_g$ (где E_1 и E_2 — энергии первого и второго уровня размерного квантования носителей, U_c, U_v — глубина квантовых ям для электронов и дырок соответственно, E_g —

[¶] E-mail: danleon84@mail.ru

^{¶¶} E-mail: zegrya@theory.ioffe.ru

ширина запрещенной зоны). В таких квантовых ямах энергия возбуждения недостаточна для выхода электрона в сплошной спектр (беспороговый механизм) или перехода на второй уровень размерного квантования (резонансный механизм). Современные технологии позволяют создавать подобные структуры на основе материалов InAs/AlSb и InAs/GaSb/AlSb.

В работе [4] было проведено исследование механизмов ОР в гетероструктуре I типа InAs_{0.84}Sb_{0.16}/AlSb с глубокими квантовыми ямами и продемонстрировано, что при правильном выборе параметров (ширины ямы, энергии разрыва зон) и состава структуры можно добиться подавления наиболее быстрых процессов (СННС) и отдельных механизмов (беспороговый и резонансный механизмы СНСС-процесса) безызлучательной оже-рекомбинации. А именно показано, что при таком составе твердого раствора InAs_{0.84}Sb_{0.16} вероятность оже-рекомбинации минимальна, если ширина квантовой ямы принадлежит интервалу значений 45–100 Å (области подавления). В области подавления единственным действующим каналом ОР остается пороговый СНСС-процесс, скорость которого на несколько порядков ниже, чем у СННС и резонансного СНСС-процессов.

Цель настоящей работы заключается в расчете и оптимизации пороговых характеристик лазера на основе полупроводниковой гетероструктуры InAs_{0.84}Sb_{0.16}/AlSb с глубокими квантовыми ямами. Получены значения пороговых концентраций носителей в яме и пороговой плотности тока накачки при комнатной температуре. Также найдены значения внутреннего квантового выхода лазера на пороге генерации.

В расчетах использовались следующие параметры исследуемой полупроводниковой системы: ширина запрещенной и спин-отщепленной зоны в узкозонном материале (InAs_{0.84}Sb_{0.16}) $E_{g1} = 0.245$ эВ и $\Delta_1 = 0.6$ эВ, для широкозонного материала (AlSb) $E_{g2} = 1.616$ эВ и $\Delta_2 = 0.676$ эВ, разрывы валентной зоны и зоны проводимости $U_c = 1.253$ эВ и $U_v = 0.118$ эВ соответственно; эффективные массы электронов, тяжелых и спин-отщепленных дырок $m_c = 0.018m_0$, $m_{hh} = 0.413m_0$, $m_{so} = 0.16m_0$. Все расчеты и исходные значения приведены для комнатной температуры $T = 300$ К.

2. Пороговая концентрация носителей

В работе [4] был проведен теоретический анализ основных процессов оже-рекомбинации в исследуемой гетероструктуре (рис. 1) и было выяснено, что при правильном выборе параметров квантовой ямы можно добиться снижения скорости ОР на несколько порядков за счет исключения наиболее быстрых ее процессов. Однако для обоснования практического применения гетероструктуры этого недостаточно, поскольку мы знаем, что в узкозонных материалах (ИК-диапазона) все процессы ОР протекают значительно быстрее, чем в материалах с большей E_g . Для установления возможности создания

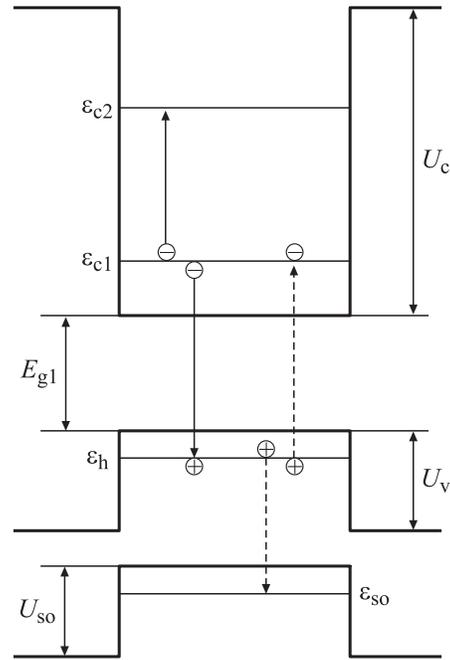


Рис. 1. Схема гетероструктуры с глубокими квантовыми ямами; сплошными стрелками показан СНСС-процесс оже-рекомбинации, пунктирными стрелками показан СННС-процесс оже-рекомбинации.

ИК-лазера на основе данной структуры необходимо определить его основные характеристики: пороговую плотность тока накачки и внутренний квантовый выход на пороге генерации.

Для расчета пороговой плотности тока необходимо найти пороговую концентрацию носителей в квантовой яме. Будем искать ее исходя из порогового условия генерации

$$N_{QW}\Gamma g_0^{\max} = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}, \quad (1)$$

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, N_{QW} — число квантовых ям.

Выражение для максимального коэффициента усиления на одну квантовую яму, выраженное через концентрацию носителей внутри ямы, имеет вид [5]

$$g_0^{\max} = I_{cv}^2 \frac{\pi}{a} \frac{\alpha}{\sqrt{\epsilon}} \frac{M}{1+M} \left(1 - \frac{m_c}{m_0}\right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3}\Delta_0} \frac{1}{E_0} \times \left[1 - \exp\left(\frac{-n_{QW}^{2D}}{N_c^{2D}}\right) - \exp\left(-\frac{1}{M} \frac{p_{QW}^{2D}}{N_c^{2D}}\right)\right], \quad (2)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$; ϵ — диэлектрическая проницаемость; n_{QW}^{2D} и p_{QW}^{2D} — двумерные концентрации электронов и дырок в активной области соответственно; a — ширина квантовой ямы (активной области); $M = m_{hh}/m_c$; $N_c^{2D} = m_c kT/\pi\hbar^2$ — двумерная эффективная плотность

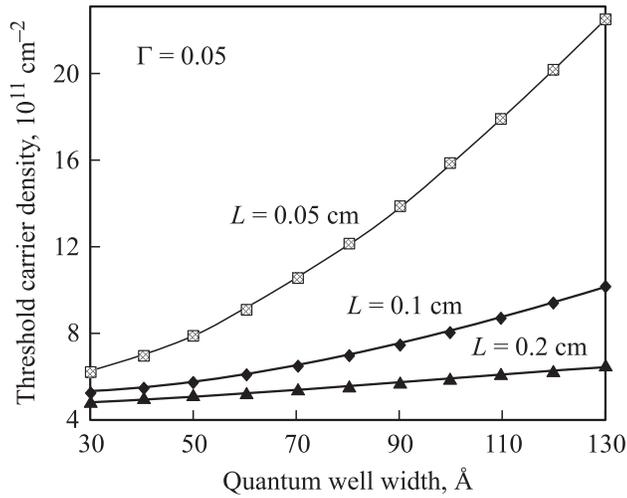


Рис. 2. Зависимость пороговой концентрации носителей от ширины активного слоя.

состояний для зоны проводимости внутри активной области; I_{cv} — интеграл перекрытия между волновыми функциями электронов и дырок [5]:

$$I_{cv} = \int \psi_c(x)\psi_v(x)dx = 2\sqrt{\frac{\epsilon_n\epsilon_p}{U_cU_v} \frac{m_{hh}U_v - m_cU_c}{m_{hh}\epsilon_p - m_c\epsilon_n}} \times \frac{\sqrt{m_c(U_c - \epsilon_n)m_{hh}(U_v - \epsilon_p)}}{\sqrt{m_c(U_c - \epsilon_n)} + \sqrt{m_{hh}(U_v - \epsilon_p)}} \times \left(1 + \sqrt{\frac{m_c(U_c - \epsilon_n)a^2}{2\hbar^2}}\right)^{-1/2} \times \left(1 + \sqrt{\frac{m_{hh}(U_v - \epsilon_p)a^2}{2\hbar^2}}\right)^{-1/2}.$$

Используя условие нейтральности суммарного заряда внутри квантовой ямы ($n_{QW}^{2D} = p_{QW}^{2D} = n_{th}$) и решая совместно уравнения (1) и (2), находим пороговую концентрацию n_{th} носителей внутри активной области. На рис. 2 представлен график зависимости n_{th} от ширины активной области для трех различных значений длины резонатора L при значении $\Gamma = 0.05$. Для простоты будем считать, что $\ln(1/R) \approx 1$. Здесь мы также принимаем $\alpha_{int} \ll \alpha_{ext}$ и $N_{QW} = 1$. Область подавления ОР (45–100 Å) соответствует значениям двумерных пороговых концентраций, лежащих в интервале значений от $6 \cdot 10^{11}$ до $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($\Gamma = 0.05$).

3. Пороговая плотность тока оже-рекомбинации

Зная пороговую концентрацию и коэффициент ОР, находим пороговую плотность оже-тока в исследуемой системе.

Пороговая плотность тока ОР пропорциональна n_{th}^3 .

$$J_{th}^a = eCn_{th}^3, \quad (3)$$

где C — коэффициент оже-рекомбинации.

На рис. 3 представлена зависимость пороговой плотности тока ОР от ширины активного слоя. На графике выделены три области. Каждая из этих областей характеризуется своим каналом ОР, а ее протяженность определяется соотношением между энергиями рекомбинационных переходов (CH, HS, CC) соответствующего процесса ОР (рис. 1). Первая область ($a < 45 \text{ Å}$) соответствует беспороговому СННС-процессу ОР, который выполняется при условии $E^{HS} < E^{CH}$ (здесь E^{HS} и E^{CH} — энергия перехода между основными уровнями тяжелых и спин-отщепленных дырок, а также энергия рекомбинации электронно-дырочной пары), а также незначительный вклад вносит пороговый СНСС-процесс. Резкий пик плотности оже-тока при малых значениях ширины квантовой яме объясняется тем, что энергия эффективной ширины запрещенной зоны (CH-переход) уменьшается с ростом a значительно быстрее энергии HS-перехода [4]. Это обстоятельство в свою очередь связано с различием в значениях эффективных масс электронов, тяжелых и спин-отщепленных дырок.

В области II ($45 < a < 100 \text{ Å}$) происходит полное подавление СННС-процесса и определяющим становится более слабый пороговый СНСС-процесс при двойном условии $E^{HS} > E^{CH} < E^{CC}$ (где E^{CC} — энергия перехода между основным и возбужденным уровнями энергии электронов в яме).

В третьей области ($a > 100 \text{ Å}$) единственным процессом ОР становится резонансный СНСС-процесс, который является наиболее мощным каналом ОР в этой системе. Такой процесс возможен при условии $E^{CH} > E^{CC}$.

Интересно сравнить значения плотностей оже-тока во второй и третьей областях. Так, для ширины активной области $a = 75$ и 120 Å расчет дает значения

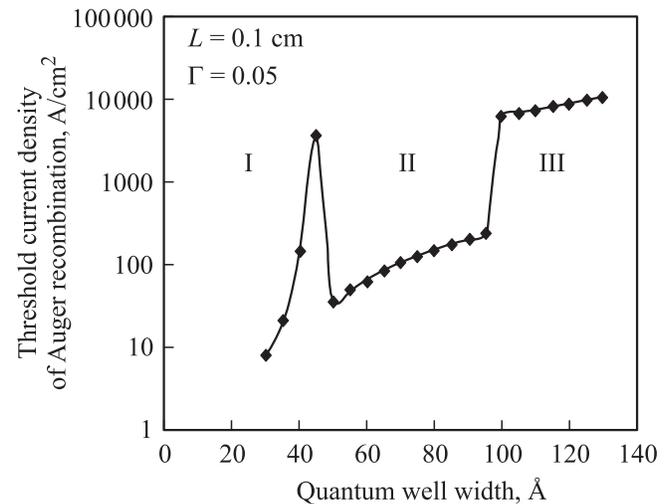


Рис. 3. Зависимость пороговой плотности тока оже-рекомбинации от ширины активного слоя.

$J_{th}^a = 120$ и $8 \cdot 10^3$ А/см² соответственно. Таким образом, значения пороговых плотностей тока ОР в областях II (подавления) и III должны отличаться по крайней мере на 2 порядка. Аналогичное соотношение (по порядку величины) между значениями пороговых плотностей оже-тока имеет место для областей I и II вблизи их общего края.

Из приведенного на рис. 3 графика видно, что при правильном выборе параметров гетероструктуры (a , U_c , U_v) и конфигурации резонатора (L , Γ) действительно возможно существенно снизить пороговый ток оже-рекомбинации, а с ним и суммарный пороговый ток.

4. Пороговая плотность тока излучательной рекомбинации

Плотность тока излучательной рекомбинации может быть представлена в виде [5]:

$$j_R = I_{cv}^2 e \frac{2}{3\pi} N_{QW} \alpha \frac{M}{1+M} \left(1 - \frac{m_c}{m_0}\right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3}\Delta_0} \times \frac{\sqrt{\epsilon}}{\hbar^3 c^2} \int_{E_0}^{\infty} E \left\{ \exp \left[\frac{\frac{M}{1+M}(E - E_0) + \epsilon_c - \mu_c}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} \times \left\{ \exp \left[\frac{\frac{M}{1+M}(E - E_0) + \epsilon_h - \mu_h}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} dE, \quad (4)$$

где $\epsilon_{c,h}$ и $\mu_{c,h}$ — энергии уровней размерного квантования и химические потенциалы электронов и дырок; E_0 — эффективная ширина запрещенной зоны, $E_0 = E_{g1} + \epsilon_{c1} + \epsilon_{h1}$.

Выражение (4) можно переписать в более простом виде

$$j_R = e N_{QW} B^{2D} n_{QW}^{2D} p_{QW}^{2D}, \quad (5)$$

где B^{2D} (см²с⁻¹) — константа излучательной рекомбинации для квантовых ям, являющаяся функцией температуры, $B^{2D} \propto \frac{1}{T}$.

Имея в распоряжении значение пороговой концентрации носителей n_{th} (рис. 2), можно определить пороговую плотность тока излучательной рекомбинации j_{th}^R . На рис. 4 приведена зависимость j_{th}^R от ширины активного слоя a (в пределах области подавления). Очевидно, что пороговая плотность тока возрастает с уменьшением длины резонатора. В свою очередь различие в характере зависимостей j_{th}^R от a при различных L связано с тем, что при малых длинах резонатора величина пороговой плотности тока главным образом определяется зависимостью n_{th} от a (рис. 2), в то время как при больших L определяющим фактором становится зависимость интеграла перекрытия I_{cv} от ширины квантовой ямы, который для подобных гетероструктур ($(U_c, U_v) > E_g$ и $U_c \gg U_v$) является убывающей функцией.

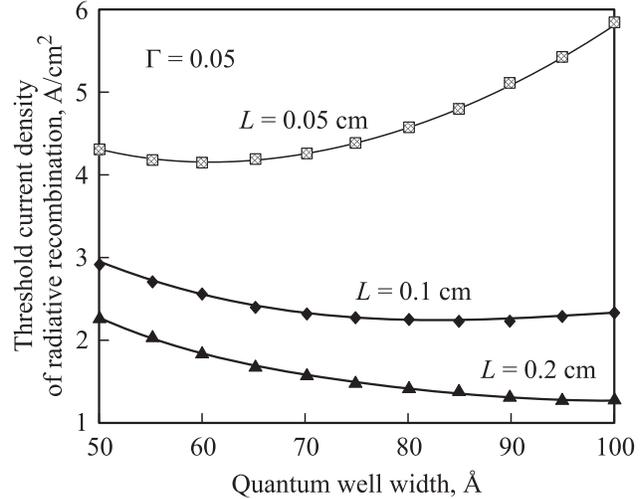


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока излучательной рекомбинации от ширины активного слоя.

5. Внутренний квантовый выход излучения

Полный ток, текущий через гетероструктуру, определяется суммой токов излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации, которые происходят внутри активной области:

$$j_{th} = j_R + j_A. \quad (6)$$

Здесь мы не учитываем наличия диффузионного тока боковой утечки, определяемого градиентом концентрации носителей вблизи гетерограницы. Более подробно этот вопрос исследован в работе [5].

Внутренний квантовый выход излучения определяется выражением

$$\eta = \frac{j_R}{j_{th}} \quad (7)$$

и характеризует долю электронов, участвующих в процессе излучательной рекомбинации (от общего числа электронов в активной области), т.е. эффективность преобразования потока электронов, проходящего через гетероструктуру, в излучение.

На рис. 5 приведен график зависимости квантового выхода лазера от ширины активного слоя в пределах области подавления. Видно, что эффективность работы лазера повышается с уменьшением ширины активного слоя (до 45–50 Å), при этом квантовый выход достигает значений 7–8%.

Используя определение коэффициента ОР C (3) и константы излучения B^{2D} (5), можно также записать

$$\eta = \frac{B^{2D}}{B^{2D} + C n_{th}}. \quad (8)$$

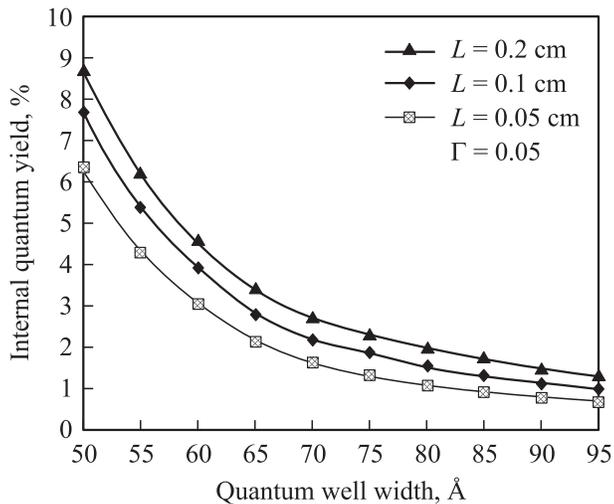


Рис. 5. Зависимость внутреннего квантового выхода от ширины активного слоя.

Значение внутреннего квантового выхода весьма сильно зависит от конфигурации волновода (рис. 5). При уменьшении длины резонатора L возрастают потери на зеркалах α_{ext} , что в свою очередь вызывает увеличение пороговой концентрации носителей, что, как видно из соотношения (8), приводит к уменьшению η . Аналогичным образом обстоят дела при выборе значения Γ : при уменьшении коэффициента оптического ограничения, т.е. при расширении волновода относительно активной области, возрастает значение пороговой концентрации носителей n_{th} и уменьшается значение внутреннего квантового выхода. Из рис. 5 также видно, что максимального значения внутренний квантовый выход достигает при ширине активного слоя, близкой к левой границе зоны подавления ОР, а это значит, что в вопросе о повышении эффективности работы лазера на первый план выходит проблема создания технологически совершенного интерфейса.

6. Оптимизация параметров гетероструктуры и характеристик лазера

До сих пор мы производили все расчеты для лазера с одной квантовой ямой ($N_{QW} = 1$). Однако в лазерах с коротким резонатором целесообразнее использовать сверхрешетку с несколькими квантовыми ямами.

На рис. 6 показана зависимость пороговой плотности тока накачки от числа квантовых ям в структуре. Видно, что для короткого резонатора ($L = 0.025$ см) кривая имеет явный минимум при $N_{QW} = 3$ (ширина ямы $a = 50$ Å), в то время как для резонатора с $L = 0.1$ см зависимость имеет линейный характер. Что касается внутреннего квантового выхода для двух рассматриваемых структур с оптимизированным числом квантовых ям, то

они имеют близкие по величине значения, лежащие в районе 7–8% (рис. 7). При увеличении числа квантовых ям в сверхрешетке η стремится к значению насыщения порядка 9%.

В заключение найдем диапазон длин волн излучения для гетероструктуры с шириной квантовой ямы, принадлежащей области подавления ОР. Длина волны излучения лазера выражается через энергию оптического перехода E_0 :

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_0}, \quad (9)$$

где λ — длина волны излучения, E_0 — энергия излучаемого фотона, c — скорость света в вакууме.

Как показывает расчет, длины волн излучения лазера с шириной активного слоя, принадлежащего области подавления ОР, соответствуют значениям λ , лежащим в диапазоне 2–3.5 мкм. Однако следует заметить, что

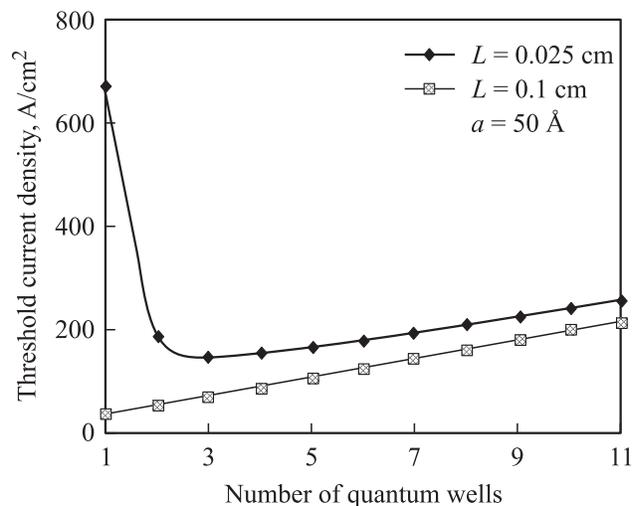


Рис. 6. Зависимость пороговой плотности тока от числа квантовых ям.

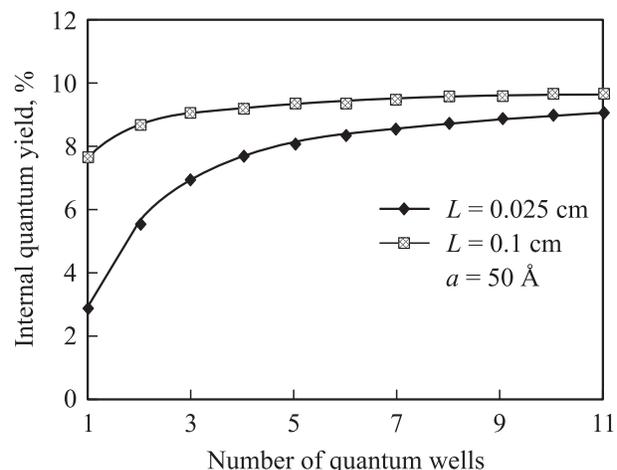


Рис. 7. Зависимость внутреннего квантового выхода от числа квантовых ям.

резкое уменьшение эффективности работы лазера при расширении активной области (рис. 5) накладывает ограничение и на возможные значения длины волны выходящего излучения. Поэтому реальный рабочий диапазон λ должен быть несколько уже за счет исключения более длинных волн.

Итак, подытожим полученные результаты (для определенности принимаем $\Gamma = 0.05$). Оптимизированная лазерная гетероструктура с длиной резонатора $L = 0.1$ см имеет следующие характеристики: 1) ширина активного слоя — 45–100 Å; 2) пороговая плотность тока накачки — 50–300 А/см²; 3) максимальное значение внутреннего квантового выхода на пороге генерации — 8%; 4) спектр излучения λ — 2–3.5 мкм; 5) число квантовых ям — $N_{\text{QW}} = 1$; для лазера с длиной резонатора $L = 0.025$ см оптимальное число квантовых ям (при тех же параметрах) равно 3.

7. Заключение

Основным результатом проведенной работы является подтверждение идеи использования гетероструктур с глубокими квантовыми ямами для создания ИК-лазера, эффективно работающего при комнатной температуре. Теоретически было продемонстрировано, что лазер на основе гетероструктуры $\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{AlSb}$ с оптимизированными параметрами имеет приемлемые для успешного практического применения характеристики. Важно отметить, что длины волн излучения такой структуры соответствуют интервалу значений 2–3.5 мкм, что отвечает среднему ИК-диапазону, а следовательно, данная гетероструктура может быть успешно использована для создания ИК-лазера, работающего в этом диапазоне.

В ходе выполнения данной работы были также получены следующие результаты.

1 Найдена пороговая концентрация носителей в активной области резонатора (при $T = 300$ К) и приведена ее зависимость от ширины квантовой ямы.

2 Вычислены значения пороговой плотности тока оже-рекомбинации и на графике ее зависимости от ширины активного слоя (рис. 3) наглядно продемонстрирована область наибольшего подавления ОР в исследуемой структуре.

3 Проведен расчет пороговой плотности тока излучательной рекомбинации и внутреннего квантового выхода лазера. Показана их зависимость от конфигурации резонатора (a, L).

4 Произведена оптимизация лазерной структуры по числу квантовых ям для короткого и длинного резонатора.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16679, 07-07-00283), программы президиума РАН „Квантовые наноструктуры“ и гранта президента № НШ-5730.2006.2.

Список литературы

- [1] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во ПИЯФ РАН, 1997).
- [2] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [3] G.G. Zegrya. In: *Antimonide Related Strained Layer Heterostructures*, ed. by M.O. Manasreh (Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1997).
- [4] Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **42** (2008).
- [5] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1132 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

Threshold characteristics of infrared laser based on deep quantum wells InAsSb/AlSb

L.V. Danilov, G.G. Zegrya

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

Abstract The work deals with the basic threshold characteristics of a semiconductor infrared laser based on heterostructure $\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{AlSb}$ with deep quantum wells. A threshold carrier concentration and a threshold current density of Auger and radiative recombination were found. Auger recombination suppression of several orders of magnitude is shown to take place under certain parameters of the structure. The laser emits in the middle infrared over a range of wavelengths 2–3.5 μm . The internal quantum yield of emission dependence on quantum well width at the generation threshold over the suppression area was calculated. The number of quantum wells optimization was made.