

Захват носителей заряда и выходная мощность лазера на квантовой яме

© З.Н. Соколова[¶], И.С. Тарасов, Л.В. Асрян⁺

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

⁺ Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

(Получена 20 апреля 2011 г. Принята к печати 29 апреля 2011 г.)

Исследовано влияние немгновенного захвата носителей заряда в наноразмерную активную область на мощностные характеристики полупроводникового лазера. Рассмотрена лазерная структура на основе одиночной квантовой ямы. Показано, что замедленный захват носителей заряда в квантовую яму приводит к уменьшению внутренней дифференциальной квантовой эффективности и к сублинейности ватт-амперной характеристики лазера. Основным параметром нашей теоретической модели является скорость захвата носителей из объемной области (волноводной области) в двумерную область (квантовую яму). Изучено влияние скорости захвата на зависимости следующих характеристик лазера от плотности тока накачки: выходной оптической мощности, внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения, тока стимулированной рекомбинации в квантовой яме, тока спонтанной рекомбинации в слое оптического ограничения и концентрации носителей в слое оптического ограничения. Уменьшение скорости захвата приводит к большей сублинейности ватт-амперной характеристики, что является следствием увеличения доли тока инжекции, расходуемой на паразитную спонтанную рекомбинацию в слое оптического ограничения, и соответственно уменьшения доли тока инжекции, расходуемой на стимулированную рекомбинацию в квантовой яме. Сравнение теоретических и экспериментальной ватт-амперных характеристик для рассмотренной в качестве примера структуры показывает, что хорошее согласие между ними (вплоть до очень высокой плотности тока инжекции 45 кА/см^2) достигается при значении скорости захвата $2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации лазеров на квантовой яме для генерации высоких мощностей оптического излучения.

1. Введение

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния захвата носителей заряда в наноразмерную активную область (квантовую яму, КЯ) на мощность оптического излучения полупроводниковых лазеров. В наиболее распространенных в настоящее время лазерных гетероструктурах раздельного ограничения наноразмерная активная область „встроена“ в волноводную область (слой оптического ограничения, СОО — optical confinement layer, OCL) на основе полупроводникового материала с большей шириной запрещенной зоны. Слой оптического ограничения в такой структуре выполняет две основные функции: во-первых, оптическое излучение ограничено в основном в пределах этого слоя; во-вторых, СОО служит резервуаром, из которого носители заряда „поставляются“ в активную область (дело в том, что носители изначально инжектируются из эмиттеров в СОО и только после этого захватываются из нее в активную область).

Захват носителей из СОО в активную область происходит не мгновенно, а имеет конечную скорость. Это приводит к накоплению носителей заряда и возрастанию их концентрации в волноводной области при увеличении тока накачки в режиме генерации стимулированного излучения. Возрастание концентрации носителей в СОО приводит в свою очередь к усилению паразитной

спонтанной рекомбинации в СОО [1–9]. В результате этого с ростом тока инжекции уменьшается внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения и, как следствие этого, ватт-амперная характеристика (ВтАХ) (light-current characteristic, LCC) лазера с квантово-размерной активной областью становится сублинейной [10,11]. Таким образом, накопление носителей заряда в волноводной области, имеющее место вследствие конечности скорости их захвата в активную область, может быть одной из причин, ограничивающих достижение большой выходной мощности в лазере с квантово-размерной активной областью.

Механизм нелинейности ВтАХ полупроводниковых лазеров, обусловленный замедленным захватом носителей заряда в квантово-размерную активную область, теоретически исследовался в работах [10,11]. Было получено универсальное аналитическое выражение для внутренней квантовой эффективности, применимое для лазеров на КЯ, лазеров на квантовых проволоках и лазеров на квантовых точках. В работах [10,11] были сделаны следующие предположения: а) внутренние оптические потери α_{int} в лазерной структуре не изменяются при увеличении плотности тока накачки j , т.е. $\alpha_{\text{int}} = \text{const}(j)$; б) имеет место электронейтральность отдельно в активной области и в СОО, т.е. имеет место равенство концентраций электронов и дырок как в активной области, так и в волноводной области. Из этих предположений непосредственно следует, что концентрация носителей в активной области не меняется при

[¶] E-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

увеличении j за порогом генерации. Результаты общего теоретического рассмотрения были проиллюстрированы в [10,11] на примере лазеров на квантовых точках.

Лазеры на КЯ являются основным и наиболее интенсивно используемым видом инжекционных лазеров, и им посвящено много экспериментальных и теоретических работ. Тем не менее, насколько нам известно, в литературе отсутствует систематический анализ зависимости влияния захвата носителей заряда из волноводной области в КЯ на мощностные характеристики лазера. В настоящей работе дается такой анализ. Мы используем здесь общий теоретический подход, разработанный в [10,11], и рассматриваем лазер на КЯ. Расчеты проводятся для экспериментальной лазерной структуры с отдельным ограничением с резонатором Фабри–Перо, описанной в [12]. Получено хорошее согласие рассчитанных нами и экспериментальной ВГАХ (см. далее), имеющее место вплоть до очень высокой плотности тока инжекции 45 кА/см^2 , что подтверждает обоснованность предположений, использованных в [10,11] и в настоящей работе, для таких значений j .

2. Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность и ватт-амперная характеристика лазера на квантовой яме

Выходная оптическая мощность лазера определяется из выражения [10,11]

$$P = \frac{\hbar\omega}{e} S(j - j_{\text{th}})\eta_{\text{int}} \frac{\beta}{\beta + \alpha_{\text{int}}}, \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона, e — заряд электрона, $S = LW$ — площадь полоскового контакта, L — длина резонатора Фабри–Перо, W — ширина контактного полоска, j — плотность тока инжекции, j_{th} — плотность порогового тока, $\beta = (1/L) \ln(1/R)$ — потери, связанные с выходом излучения из резонатора, R — коэффициент отражения зеркал, α_{int} — внутренние оптические потери в лазерной структуре.

Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность стимулированного излучения η_{int} , входящая в (1), определяется отношением плотности тока стимулированной рекомбинации j_{stim} к превышению плотности тока инжекции над плотностью порогового тока $j - j_{\text{th}}$ [6],

$$\eta_{\text{int}}(j) = \frac{j_{\text{stim}}(j)}{j - j_{\text{th}}}. \quad (2)$$

В рассматриваемой нами структуре материалом волноводного слоя является GaAs, что позволяет пренебречь оже-рекомбинацией в этом слое. В работах [10,11] для такого случая было получено следующее выражение

для η_{int} :

$$\eta_{\text{int}} = \left\{ \frac{1}{2} + \frac{j_{\text{th}}^{\text{OCL}}}{j_{\text{capt,th}}} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{j_{\text{th}}^{\text{OCL}}}{j_{\text{capt,th}}} \right)^2 + \frac{j_{\text{th}}^{\text{OCL}}}{j_{\text{capt,th}}} \frac{j - j_{\text{th}}}{j_{\text{capt,th}}}} \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ — паразитная компонента плотности порогового тока, обусловленная спонтанной излучательной рекомбинацией в СОО, $j_{\text{capt,th}}$ — плотность тока захвата носителей заряда из СОО в КЯ, также взятая на пороге генерации.

Выражение для $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ есть

$$j_{\text{th}}^{\text{OCL}} = ebB_{3D}(n_{\text{th}}^{\text{OCL}})^2, \quad (4)$$

где b — ширина СОО, B_{3D} — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в объемной области (СОО), $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ — концентрация свободных носителей в СОО на пороге генерации.

Плотность тока захвата носителей из СОО в КЯ на пороге генерации есть [10,11]

$$j_{\text{capt,th}} = en_{\text{th}}^{\text{OCL}}(1 - f_n)v_{\text{capt,0}}, \quad (5)$$

где f_n — степень заполнения (заселенности) состояния, соответствующего нижнему краю подзоны размерного квантования в КЯ, $v_{\text{capt,0}}$ — скорость захвата в пустую (при $f_n = 0$) одиночную КЯ, измеряемая в см/с. Множитель $(1 - f_n)$ в (5) учитывает заполнение подзоны размерного квантования в КЯ.

Несмотря на то, что $v_{\text{capt,0}}$ является единственным параметром, адекватно описывающим захват носителей из объемной области (СОО) в двумерную область (КЯ) (см. [11,13], где обсуждается этот вопрос), имеется сравнительно небольшое число работ, посвященных этому параметру (см. [14–18]). Следует также отметить, что в определенном смысле скорость захвата является аналогом скорости поверхностной рекомбинации.

Плотность порогового тока j_{th} , входящая в (1) и (3), есть

$$j_{\text{th}} = j_{\text{th}}^{\text{QW}} + j_{\text{th}}^{\text{OCL}}, \quad (6)$$

где $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ дается выражением (4), а $j_{\text{th}}^{\text{QW}}$ — плотность тока рекомбинации в наноразмерной КЯ. Так же, как и в GaAs СОО, мы пренебрегаем оже-рекомбинацией в InGaAs КЯ, а это означает, что $j_{\text{th}}^{\text{QW}}$ определяется спонтанной излучательной рекомбинацией,

$$j_{\text{th}}^{\text{QW}} = eB_{2D}(n^{\text{QW}})^2, \quad (7)$$

где B_{2D} — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной области (КЯ), а n^{QW} — двумерная концентрация носителей в КЯ. В рамках теоретической модели работ [10,11], используемой здесь (см. следующий раздел), n^{QW} остается неизменной при увеличении тока накачки за порогом генерации.

3. Концентрации носителей в квантовой яме, волноводной области и плотности токов j_{th}^{OCL} , j_{th} , $j_{capt,th}$

Для нахождения внутренней дифференциальной квантовой эффективности и далее мощности выходного излучения следует определить плотности токов j_{th}^{OCL} , j_{th} и $j_{capt,th}$, входящие в уравнение (3). В этом разделе показывается, что концентрация носителей в СОО на пороге генерации, а следовательно, и плотности токов j_{th}^{OCL} , j_{th} и $j_{capt,th}$ аналитически выражаются через концентрацию носителей в КЯ n^{QW} .

Условие лазерной генерации (равенство модального коэффициента усиления полным оптическим потерям) в структуре с КЯ может быть записано в следующем виде [19]:

$$g^{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) - \exp\left(-\frac{m_e^{QW}}{m_{hh}^{QW}} \frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) \right] = \beta + \alpha_{int}, \quad (8)$$

где

$$N_c^{2D} = \frac{m_e^{QW} k_B T}{\pi \hbar^2} \quad (9)$$

— двумерная эффективная плотность состояний в зоне проводимости КЯ, m_e^{QW} и m_{hh}^{QW} — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в КЯ, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Максимальный модальный коэффициент усиления лазера на КЯ, входящий в (8), есть [19]

$$\begin{aligned} g^{\max} &= \pi \frac{\alpha}{\sqrt{\epsilon}} \frac{2m_{ehh}^{QW} (P_{QW}/\hbar)^2}{E_0} I_{overlap} \frac{\Gamma}{a} \\ &= \pi \frac{\alpha}{\sqrt{\epsilon}} \frac{m_{hh}^{QW}}{m_e^{QW} + m_{hh}^{QW}} \left[1 - \frac{m_e^{QW}}{m_0} \right] \\ &\quad \times \frac{E_g^{QW} (E_g^{QW} + \Delta_0^{QW})}{E_g^{QW} + (2/3)\Delta_0^{QW}} \frac{1}{E_0} I_{overlap} \frac{\Gamma}{a}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, $\sqrt{\epsilon}$ — показатель преломления материала волноводной области, $m_{ehh}^{QW} = m_e^{QW} m_{hh}^{QW} / (m_e^{QW} + m_{hh}^{QW})$ — приведенная масса электрона и тяжелой дырки в КЯ, $E_0 = E_g^{QW} + \epsilon_n + \epsilon_p$ — энергия лазерного перехода в КЯ, E_g^{QW} — ширина запрещенной зоны материала КЯ, $\epsilon_{n,p}$ — энергии нижних краев подзон размерного квантования электронов и дырок в КЯ (отсчитанные от дна ямы), Γ — коэффициент оптического ограничения излучения в КЯ, a — ширина КЯ, m_0 — масса свободного электрона, Δ_0^{QW} — энергия спин-орбитального расщепления в материале КЯ.

Величина $I_{overlap}$ в выражении (10) — квадрат интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки в КЯ [19]. В расчетах мы принимали его равным 1, что справедливо для не очень тонких КЯ.

В (10) использовано следующее выражение для параметра Кейна P_{QW} :

$$(P_{QW})^2 = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^{QW}} - \frac{1}{m_0} \right) \frac{E_g^{QW} (E_g^{QW} + \Delta_0^{QW})}{E_g^{QW} + (2/3)\Delta_0^{QW}}. \quad (11)$$

Коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной области (КЯ), измеряемый в $\text{см}^2/\text{с}$ и входящий в выражение (7), имеет вид [20]

$$B_{2D} = \frac{4}{3} \pi \alpha \sqrt{\epsilon} \frac{\hbar}{(m_e^{QW} + m_{hh}^{QW}) k_B T} E_0 \left(\frac{P_{QW}}{\hbar c} \right)^2. \quad (12)$$

Коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в объемной области (СОО), измеряемый в $\text{см}^3/\text{с}$ и входящий в выражение (4), имеет вид [20,21]

$$\begin{aligned} B_{3D} &= \frac{4}{3} \sqrt{2} \pi^{3/2} \alpha \sqrt{\epsilon} \frac{\hbar^2}{[(m_e^{OCL} + m_{hh}^{OCL}) k_B T]^{3/2}} \\ &\quad \times E_g^{OCL} \left(\frac{P_{OCL}}{\hbar c} \right)^2, \quad (13) \end{aligned}$$

где m_e^{OCL} и m_{hh}^{OCL} — эффективные массы электрона и тяжелой дырки, E_g^{OCL} — ширина запрещенной зоны, а P_{OCL} — параметр Кейна для материала СОО.

Выражение (8), которое выполняется как на пороге лазерной генерации ($j = j_{th}$), так и выше его ($j > j_{th}$), представляет собой алгебраическое уравнение для нахождения n^{QW} . Поскольку плотность тока инжекции j не входит в это уравнение, то его решение для n^{QW} не зависит от j — концентрации носителей в активной области КЯ, не меняется при увеличении j за порогом генерации. Как уже отмечалось выше и как непосредственно видно из (8), независимость n^{QW} от j является следствием предположений о том, что коэффициент внутренних оптических потерь α_{int} не зависит от j и что имеет место электронейтральность отдельно в активной области ($n^{QW} = p^{QW}$) и в СОО ($n^{OCL} = p^{OCL}$).

Предполагая, что ниже порога лазерной генерации и на самом пороге распределение носителей заряда в структуре является равновесным, можно выразить как концентрацию носителей в КЯ n^{QW} , так и концентрацию свободных носителей в СОО на пороге генерации n_{th}^{OCL} через степень заполнения края подзоны размерного квантования в КЯ f_n . Таким образом, для концентрации носителей в КЯ имеем [22–24]

$$n^{QW} = N_c^{2D} \ln \frac{1}{1 - f_n}. \quad (14)$$

Концентрация свободных носителей в СОО дается в виде [21,25]

$$n_{th}^{OCL} = n_1^{OCL} \frac{f_n}{1 - f_n}, \quad (15)$$

где

$$n_1^{OCL} = N_c^{3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \epsilon_n}{k_B T}\right). \quad (16)$$

В выражении (16) ΔE_c — разрыв края зоны проводимости на гетероконтакте СОО–КЯ, а объемная эффективная плотность состояний в зоне проводимости СОО есть

$$N_c^{3D} = 2 \left(\frac{m_e^{\text{OCL}} k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}. \quad (17)$$

Из уравнения (14) мы можем выразить f_n через концентрацию носителей в КЯ,

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2D}}\right). \quad (18)$$

Используя (18) в (15), мы получаем следующее выражение для концентрации свободных носителей в СОО на пороге генерации в виде функции от двумерной концентрации носителей в КЯ:

$$n_{\text{th}}^{\text{OCL}} = n_1^{\text{OCL}} \left[\exp\left(\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2D}}\right) - 1 \right]. \quad (19)$$

Таким образом, единственное уравнение, требующее численного решения в нашей модели, — это алгебраическое уравнение (8) для нахождения n^{QW} . Решив это уравнение, мы сразу же определяем $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ с помощью (19). Далее легко вычисляются все величины, входящие в выражение (3) для внутренней дифференциальной квантовой эффективности, — компонента плотности порогового тока $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}$ (выражение (4)), полная плотность порогового тока j_{th} (выражение (6)) и плотность тока захвата носителей из СОО в КЯ на пороге генерации $j_{\text{capt,th}}$ (выражение (5)).

4. Влияние скорости захвата носителей в квантовую яму на линейность ватт-амперной характеристики лазера

В этом разделе исследуется влияние скорости захвата носителей заряда в КЯ на линейность ВтАХ лазера. С использованием теоретической модели разд. 2 рассчитывается внутренняя дифференциальная квантовая эффективность η_{int} (см. (3)) в виде функции от плотности тока накачки j (рис. 1) и далее рассчитывается ВтАХ (см. (1) и рис. 2). Расчеты проводятся при различных значениях скорости захвата носителей из СОО в КЯ $v_{\text{capt,0}}$. Выбранный нами диапазон значений $v_{\text{capt,0}} = (0.5-3) \cdot 10^6$ см/с соответствует данным литературы [14,16–18].

В качестве примера для расчетов рассматривается экспериментальная лазерная структура раздельного ограничения с широким волноводом на основе GaAs с резонатором Фабри–Перо [12]. Активная область состоит из одиночной напряженной КЯ толщиной 80 \AA на основе $\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$. Материалом эмиттеров n - и p -типа является твердый раствор AlGaAs. Используются следующие значения параметров: ширина волноводной

области $b = 1.7 \text{ мкм}$, длина резонатора $L = 1.5 \text{ мм}$, ширина полоскового контакта $W = 100 \text{ мкм}$, коэффициент отражения зеркал $R = 0.32$, внутренние оптические потери $\alpha_{\text{int}} = 1 \text{ см}^{-1}$.

Рассчитанная длина волны лазерного излучения равна 1.044 мкм . Экспериментально измеренная длина волны в максимуме интенсивности спектра генерации есть 1.04 мкм [12]. Концентрация носителей в КЯ, определенная из уравнения (8), $n^{\text{QW}} = 1.36 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а концентрация свободных носителей в СОО на пороге генерации, определенная из (19), $n_{\text{th}}^{\text{OCL}} = 2.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной и объемной областях, рассчитанные по формулам (12) и (13), суть $B_{2D} = 2.51 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ и $B_{3D} = 2.04 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. Рассчитанная плотность порогового тока, определяемая только лишь процессами спонтанной излучательной рекомбинации в КЯ и СОО,

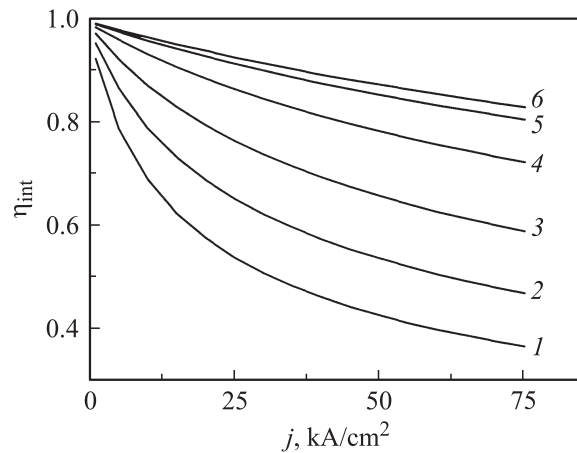


Рис. 1. Зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности от плотности тока накачки при различных скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt,0}}$, 10^6 см/с: 1 — 0.5, 2 — 0.7, 3 — 1, 4 — 1.5, 5 — 2, 6 — 3.

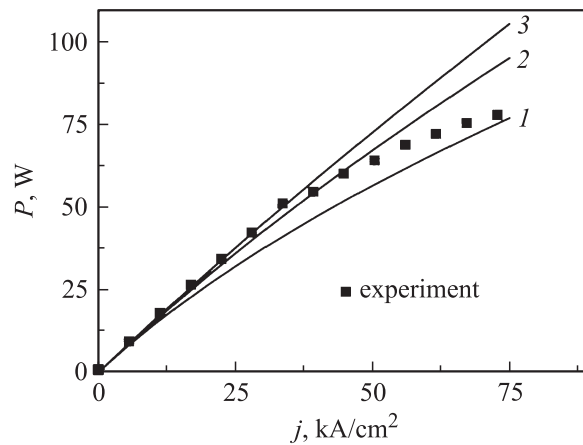


Рис. 2. Зависимости выходной оптической мощности от плотности тока накачки при различных скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt,0}}$, 10^6 см/с: 1 — 1.2, 2 — 2, 3 — 3. Точки — экспериментальная ВтАХ [12].

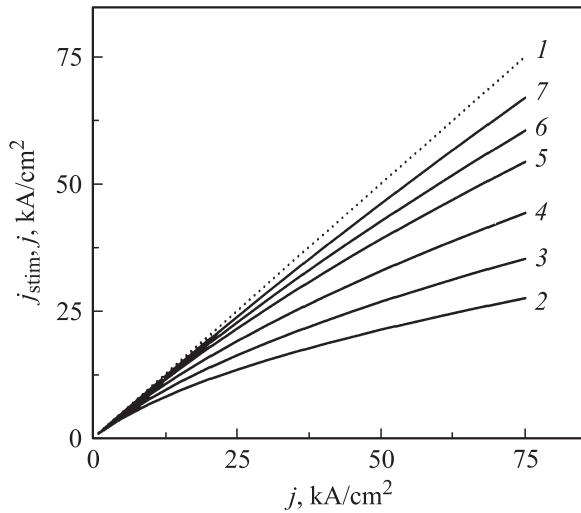


Рис. 3. Зависимости плотности тока стимулированной рекомбинации от плотности тока накачки при различных скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt},0}$, 10^6 см/с: 2 — 0.5, 3 — 0.7, 4 — 1, 5 — 1.5, 6 — 2, 7 — 3. 1 — плотность тока накачки.

есть $j_{\text{th}} = 78 \text{ А/см}^2$. Экспериментальное значение плотности порогового тока есть 80 А/см^2 .

Из рис. 1 видно, что внутренняя дифференциальная квантовая эффективность падает с увеличением тока инжекции. Это падение особенно сильно при малых скоростях захвата носителей в КЯ.

На рис. 2 изображены зависимости выходной оптической мощности P от плотности тока накачки j (ВтАХ), рассчитанные при различных значениях скорости захвата $v_{\text{capt},0}$. Как видно из рисунка, уменьшение $v_{\text{capt},0}$ приводит к бóльшей сублинейности ВтАХ. Для сравнения на рисунке также показана экспериментальная ВтАХ из работы [12] для лазера с указанными выше параметрами. Измерения в [12] проводились в импульсном режиме, что исключало эффекты разогрева и связанную с ними сублинейность ВтАХ, не учитываемые в нашей модели. Хорошее согласие (вплоть до очень высоких плотностей тока инжекции $j = 45 \text{ кА/см}^2$) рассчитанных и экспериментальных ВтАХ достигается при $v_{\text{capt},0} = 2 \cdot 10^6$ см/с. Отклонение расчетной ВтАХ от экспериментальной при еще более высоких j коррелирует с наблюдаемым уширением спектра лазерной генерации [26] и может быть обусловлено другими факторами (в частности возрастанием концентрации носителей в КЯ), не учитываемыми нашей моделью.

На рис. 3 изображена плотность тока стимулированной рекомбинации в КЯ в зависимости от плотности тока инжекции при различных значениях $v_{\text{capt},0}$, рассчитанная согласно (см. (2))

$$j_{\text{stim}}(j) = (j - j_{\text{th}})\eta_{\text{int}}(j). \quad (20)$$

Из рисунка видно, насколько велико отклонение j_{stim} от $j - j_{\text{th}}$ при высоких j и малых значениях $v_{\text{capt},0}$.

На рис. 4 показана зависимость концентрации носителей в СОО от j , которая дается следующим выражением

(см. [10,11]):

$$n^{\text{OCL}}(j) = n_{\text{th}}^{\text{OCL}} \left[1 + \frac{j_{\text{stim}}(j)}{j_{\text{capt,th}}} \right]. \quad (21)$$

Из рисунка видно, что эффект накопления носителей в волноводной области за порогом генерации проявляется сильно даже при больших скоростях захвата в КЯ — при высоких токах накачки n^{OCL} значительно (в десятки раз) выше пороговой величины $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$.

Рост концентрации носителей в волноводной области за порогом генерации (рис. 4), особенно при малых скоростях захвата, приводит к усилению „паразитного“ процесса — спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области. При этом соответственно уменьшается доля носителей, участвующих в „полезной“

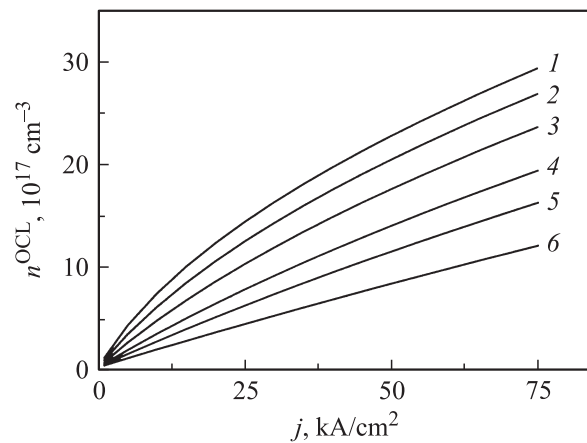


Рис. 4. Зависимости концентрации носителей в волноводной области от плотности тока накачки при различных скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt},0}$, 10^6 см/с: 1 — 0.5, 2 — 0.7, 3 — 1, 4 — 1.5, 5 — 2, 6 — 3.

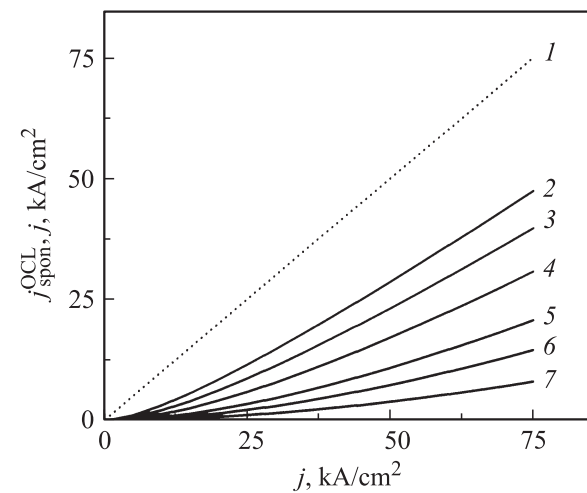


Рис. 5. Зависимости плотности тока спонтанной рекомбинации в волноводной области от плотности тока накачки при различных скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt},0}$, 10^6 см/с: 2 — 0.5, 3 — 0.7, 4 — 1, 5 — 1.5, 6 — 2, 7 — 3. 1 — плотность тока накачки.

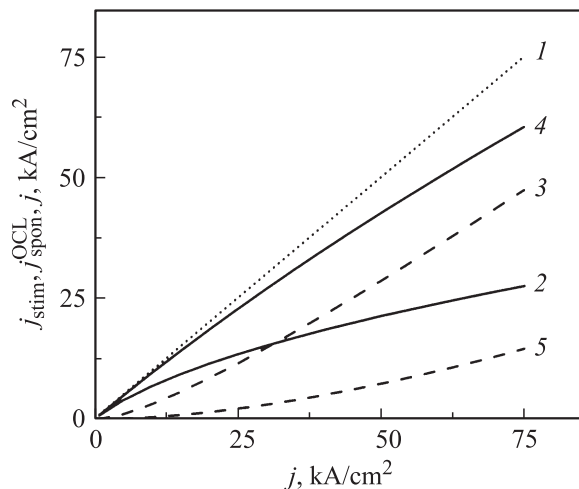


Рис. 6. Зависимости плотностей токов стимулированной рекомбинации в КЯ (2,4) и спонтанной рекомбинации в волноводной области (3,5) от плотности тока накачки при двух скоростях захвата в КЯ $v_{\text{capt},0}$, 10^6 см/с: 2, 3 — 0.5; 4, 5 — 2. 1 — плотность тока накачки.

стимулированной рекомбинации в КЯ. Плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области за порогом генерации

$$j_{\text{spon}}^{\text{OCL}}(j) = ebB_{3D}[n^{\text{OCL}}(j)]^2, \quad (22)$$

где $n^{\text{OCL}}(j)$ дается выражением (21), приведена на рис. 5 для различных значений скорости захвата. Возрастание спонтанной излучательной рекомбинации в СОО при увеличении плотности тока накачки согласуется с экспериментальными результатами работ [26,27], вплоть до $j \approx 45$ кА/см². Наблюдаемое в [26,27] значительное увеличение спонтанного излучения из волноводной области при еще более высоких плотностях тока накачки может быть связано с возрастанием концентрации носителей в КЯ, которое в данной работе не учитывается.

На рис. 6 для сравнения приведены плотности токов рекомбинации: стимулированной (в КЯ) и спонтанной (в волноводной области). При $v_{\text{capt},0} = 2 \cdot 10^6$ см/с $j_{\text{spon}}^{\text{OCL}}$ мала по сравнению с j_{stim} во всем диапазоне значений j , показанном на рисунке. Однако при уменьшении скорости захвата до $5 \cdot 10^5$ см/с $j_{\text{spon}}^{\text{OCL}}$ начинает превышать j_{stim} уже при плотности тока накачки $j = 32$ кА/см².

5. Заключение

В работе показано, что немгновенный захват носителей заряда из волноводной области в КЯ является фактором, сильно влияющим на мощностные характеристики лазера. В качестве основного параметра теоретической модели использована скорость захвата носителей из объемной области (волноводной области) в двумерную область (КЯ). Чем меньше скорость захвата, тем сильнее накопление носителей в волноводной

области. С ростом концентрации носителей усиливается паразитная спонтанная излучательная рекомбинация в волноводной области, т.е. увеличивается доля тока инжекции, расходуемая на эту рекомбинацию. Соответственно уменьшается доля тока инжекции, расходуемая на стимулированную рекомбинацию в КЯ, т.е. уменьшается внутренняя дифференциальная квантовая эффективность, что приводит к сублинейности ВТАХ лазера. Получено хорошее согласие рассчитанных и экспериментальной ВТАХ, имеющее место вплоть до очень высокой плотности тока инжекции 45 кА/см². Результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации лазеров на КЯ для генерации высоких мощностей оптического излучения.

З.Н. Соколова и И.С. Тарасов благодарят Федеральную целевую программу „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (контракт № П2319), а Л.В. Асрян благодарит Исследовательский офис армии США (U.S. Army Research Office) (грант № W911-NF-08-1-0462) за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 928 (1991).
- [2] W. Rideout, W.F. Sharfin, E.S. Koteles, M.O. Vassell, B. Elman. IEEE Photon. Technol. Lett., **3**, 784 (1991).
- [3] N. Tessler, R. Nagar, G. Eisenstein, S. Chandrasekhar, C.H. Joyner, A.G. Dentai, U. Koren, G. Raybon. Appl. Phys. Lett., **61**, 2383 (1992).
- [4] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. Appl. Phys. Lett., **61**, 2398 (1992).
- [5] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. IEEE J. Quantum Electron., **30**, 54 (1994).
- [6] L.A. Coldren and S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (N.Y., Wiley, 1995).
- [7] G.W. Taylor, P.R. Claisse. IEEE J. Quantum Electron., **31**, 2133 (1995).
- [8] P.M. Snowton, P. Blood. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., **3**, 491 (1997).
- [9] G.W. Taylor, S. Jin. IEEE J. Quantum Electron., **34**, 1886 (1998).
- [10] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **81**, 2154 (2002).
- [11] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quantum Electron., **39**, 404 (2003).
- [12] А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н.Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **42**, 106 (2008).
- [13] D.-S. Han, L.V. Asryan. Nanotechnology, **21**, 015 201 (2010).
- [14] I.N. Yassievich, K. Schmalz, M. Beer. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1763 (1994).
- [15] C.-Y. Tsai, Y.H. Lo, R.M. Spencer, L.F. Eastman. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., **1**, 316 (1995).
- [16] С.А. Соловьев, И.Н. Ясневич, В.М. Чистяков. ФТП, **29**(7), 1264 (1995).
- [17] A. Dargys, J. Kundrotas. Semicond. Sci. Technol., **13**, 1258 (1998).
- [18] R.A. Suris. NATO ASI Series, **E323**, 197 (1996).

- [19] 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**, 1131 (2000).
- [20] L.V. Asryan. *Квант. электрон.*, **35**, 1117 (2005).
- [21] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
- [22] K.J. Vahala, C.E. Zah. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1945 (1988).
- [23] L.V. Asryan, S. Luryi. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5368 (2003).
- [24] L.V. Asryan, S. Luryi. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 833 (2004).
- [25] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. *ФТП*, **38**, 3 (2004).
- [26] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
- [27] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41**, 1003 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Capture of carriers and output power of a quantum well laser

Z.N. Sokolova, I.S. Tarasov, L.V. Asryan⁺

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

⁺ Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

Abstract The effect of noninstantaneous capture of carriers into a nanosize active region on the power characteristics of a semiconductor laser is studied. A laser structure based on a single quantum well is considered. Delayed capture of carries into a quantum well is shown to lead to reduction of the internal differential quantum efficiency and to sublinearity of the light-current characteristic of the laser. The main parameter in our theoretical model is the velocity of carrier capture from a bulk region (waveguide region) into a two-dimensional region (quantum well). The effect of the capture velocity on the dependences of the following characteristics on the pump current density is studied: output optical power (light-current characteristic), internal quantum efficiency of stimulated emission, stimulated recombination current in the quantum well, spontaneous recombination current in the optical confinement layer and carrier density in the optical confinement layer. A decrease of the capture velocity leads to a stronger sublinearity of the light-current characteristic, which is due to an increased fraction of the injection current going into the parasitic spontaneous recombination in the optical confinement layer and, consequently, due to a reduced fraction of the current going into the stimulated recombination in the quantum well. A comparison of theoretical and experimental light-current characteristics for the structure considered as an example shows that a good agreement between them (up to a very high injection current density 45 kA/cm^2) is attained at the capture velocity value $2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. The findings of this work may be used for optimization of quantum well lasers for generation of high optical powers.