

# Влияние числа квантовых ям в активной области на линейность ватт-амперной характеристики полупроводникового лазера

© З.Н. Соколова<sup>†</sup>, 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 1 февраля 2012 г. Принята к печати 27 февраля 2012 г.)

Рассчитана ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера с несколькими квантовыми ямами с учетом замедленного захвата носителей заряда из волноводной области в ямы. Показано, что увеличение числа квантовых ям является более эффективным способом улучшения мощностных характеристик лазера по сравнению с увеличением скорости захвата в каждую из ям. Так, использование двух квантовых ям в качестве активной области приводит к значительному увеличению внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения и существенно большей линейности ватт-амперной характеристики лазера по сравнению с одноямной структурой. Использование же трех или более квантовых ям дает лишь незначительное улучшение мощностных характеристик лазера по сравнению с двухъямной структурой. Таким образом, с точки зрения высоких выходных мощностей и простоты роста двухъямная структура является наиболее оптимальной.

## 1. Введение

Повышение мощности выходного оптического излучения является одной из актуальнейших задач при разработке полупроводниковых лазеров. В лазерах с наноразмерной активной областью, состоящей из одной или нескольких квантовых ям (КЯ), наблюдается насыщение мощности излучения при больших токах накачки и ватт-амперная характеристика (ВтАХ) становится сублинейной [1,2]. Согласно работам [3,4], одной из причин этого может быть замедленный захват носителей заряда из волноводной области лазерной структуры раздельного ограничения в КЯ. В работе [5] теоретически исследовалось влияние скорости захвата носителей в одиночную КЯ на мощность оптического излучения лазера с резонатором Фабри–Перо.

В данной работе изучается влияние замедленного захвата носителей на мощностные характеристики лазера с несколькими КЯ. Показано, что использование двух КЯ в качестве активной области существенно повышает линейность ВтАХ и выходную мощность по сравнению со структурой с одиночной КЯ. Дальнейшее же увеличение числа КЯ приводит лишь к незначительному улучшению мощностных характеристик лазера. Таким образом, с учетом того обстоятельства, что рост бездефектной структуры с большим числом КЯ может быть технологически более сложным, делается вывод об оптимальности двухъямной структуры для генерации высоких мощностей лазерного излучения.

## 2. Внутренняя квантовая эффективность и ватт-амперная характеристика лазера с несколькими квантовыми ямами

В данной работе используется модель, подробно изложенная в работе [5]. Общий теоретический подход был разработан в работах [3,4]. Расчеты проводятся для лазерной гетероструктуры раздельного ограничения с GaAs волноводной областью и с активной областью из нескольких КЯ  $\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  одинаковой толщины (80 Å). Носители заряда поставляются в активную область такой структуры непрямым образом — инжекцией из эмиттеров AlGaAs в волноводную область (слой оптического ограничения — COO; optical confinement layer — OCL) и далее посредством захвата из COO в КЯ. Вследствие конечности скорости захвата происходит накопление носителей в COO с увеличением тока накачки выше порога лазерной генерации [3–5]. С ростом концентрации носителей  $n^{\text{OCL}}$  в COO усиливается паразитная спонтанная рекомбинация в этом слое [6–13]. Поскольку зависимость темпа этой рекомбинации от  $n^{\text{OCL}}$  суперлинейная (квадратичная или кубическая в случаях, когда доминирующим механизмом рекомбинации является спонтанная излучательная рекомбинация или оже-рекомбинация), с ростом тока уменьшается внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения из КЯ. В результате этого ВтАХ лазера становится сублинейной.

ВтАХ полупроводникового лазера (выходная мощность излучения в зависимости от плотности тока на-

<sup>†</sup> E-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

качки) дается выражением

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

где  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $e$  — заряд электрона,  $S = LW$  — площадь полоскового контакта,  $L$  — длина резонатора Фабри–Перо,  $W$  — ширина полоскового контакта,  $j$  — 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,  $\alpha_{int}$  — внутренние оптические потери. В данной работе в расчетах использовались следующие значения величин:  $L = 1.5$  мм,  $W = 100$  мкм,  $R = 0.32$ . Энергия фотона  $\hbar\omega = 1.188$  эВ и соответственно длина волны лазерного излучения  $\lambda_0 = 1.044$  мкм.

Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность стимулированного излучения  $\eta_{int}$  определяется в виде отношения плотности тока стимулированной рекомбинации  $j_{stim}(j)$  к превышению плотности тока инжекции  $j$  над плотностью порогового тока  $j_{th}$ :  $\eta_{int}(j) = j_{stim}(j)/(j - j_{th})$ . Для  $\eta_{int}$  было получено следующее выражение [3,4]:

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

где

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

— паразитная компонента плотности порогового тока, обусловленная спонтанной излучательной рекомбинацией в СОО;  $b$  — ширина СОО;  $B_{3D}$  — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в СОО (см. выражение для  $B_{3D}$  в [14,15]);  $n_{th}^{OCL}$  — концентрация свободных носителей в СОО на пороге генерации.

Плотность тока захвата (на пороге генерации) носителей из СОО в  $N_{QW}$  идентичных (имеющих одну и ту же ширину и одинаковый состав) КЯ записывается в виде

$$j_{capt, th} = en_{th}^{OCL} N_{QW} (1 - f_n) v_{capt, 0}, \quad (4)$$

где  $f_n$  — степень заполнения (заселенность) состояния, соответствующего нижнему краю подзоны размерного квантования КЯ;  $v_{capt, 0}$  — скорость захвата в пустую (при  $f_n = 0$ ) одиночную КЯ, измеряемая в см/с. Скорость захвата (capture velocity) играет ключевую роль в нашей теоретической модели. Мы используем здесь значения  $v_{capt, 0}$  в диапазоне  $(0.5-2) \cdot 10^6$  см/с, который соответствует работам [16-19].

Плотность порогового тока равна сумме

$$j_{th} = j_{th}^{QW} + j_{th}^{OCL}, \quad (5)$$

где паразитная компонента  $j_{th}^{OCL}$  дается выражением (3), а компонента, обусловленная спонтанной излучательной

рекомбинацией в КЯ, есть

$$j_{th}^{QW} = eN_{QW}B_{2D}(n^{QW})^2, \quad (6)$$

где  $B_{2D}$  — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной области (КЯ) (см. выражение для  $B_{2D}$  в [14]),  $n^{QW}$  — двумерная концентрация носителей в каждой из КЯ (напомним, что мы рассматриваем случай идентичных КЯ, т. е.  $n^{QW}$  одинакова во всех КЯ). В рамках модели, используемой здесь и в работах [3-5],  $n^{QW}$  не меняется с увеличением тока инжекции выше порога генерации (по этой причине мы не используем индекс „th“ (от „threshold“) в обозначении  $n^{QW}$ ).

При условии, что ниже и вплоть до порога лазерной генерации имеет место равновесное распределение носителей заряда в структуре [15,20], не только  $j_{th}^{QW}$  (см. (6)), но и плотности токов  $j_{th}^{OCL}$  (и, следовательно,  $j_{th}$ ), и  $j_{capt, th}$ , входящие в выражение (2) для  $\eta_{int}$ , аналитически выражаются через концентрацию носителей  $n^{QW}$  в КЯ, которая определяется из следующего условия генерации (равенства модального коэффициента усиления полным оптическим потерям) [5,21,22]:

$$N_{QW}g^{\max} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) - \exp\left(-\frac{m_e^{QW}}{m_{hh}^{QW}} \frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) \right] = \beta + \alpha_{int}, \quad (7)$$

где  $g^{\max}$  — максимальный модальный коэффициент усиления лазера, приходящийся на одну КЯ (см. выражения (10) и (3) в [5] и [22] соответственно для  $g^{\max}$ );  $m_e^{QW}$  и  $m_{hh}^{QW}$  — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в КЯ;  $N_c^{2D}$  — двумерная эффективная плотность состояний в зоне проводимости одиночной КЯ.

Как видно из выражения (2), при заданном превышении плотности тока инжекции над плотностью порогового тока  $j - j_{th}$  внутренняя квантовая эффективность контролируется отношением  $j_{th}^{OCL}/j_{capt, th}$ . Чем меньше этот параметр, тем выше  $\eta_{int}$  (см. [4], где обсуждается этот параметр в полупроводниковом лазере на квантовых точках). Проанализируем зависимость этого параметра от скорости захвата  $v_{capt, 0}$  в одиночную КЯ и от числа КЯ  $N_{QW}$ . С учетом (3) и (4) для  $j_{th}^{OCL}/j_{capt, th}$  имеем

$$\frac{j_{th}^{OCL}}{j_{capt, th}} = \frac{bB_{3D}}{v_{capt, 0}} \frac{n_{th}^{OCL}}{N_{QW}(1 - f_n)}. \quad (8)$$

В первую дробь в правой стороне выражения (8) сгруппированы величины, не зависящие от  $N_{QW}$ , а во вторую — зависящие от  $N_{QW}$ .

Концентрация свободных носителей в СОО на пороге генерации выражается через двумерную концентрацию носителей в КЯ  $n^{QW}$  [5,22]:

$$n_{th}^{OCL} = n_1^{OCL} \left[ \exp\left(\frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) - 1 \right], \quad (9)$$

где

$$n_1^{\text{OCL}} = N_c^{3\text{D}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_n}{k_B T}\right), \quad (10)$$

где  $N_c^{3\text{D}}$  — объемная эффективная плотность состояний в зоне проводимости СОО;  $\Delta E_c$  — разрыв края зоны проводимости на гетерогранице СОО-КЯ;  $\varepsilon_n$  — энергия нижнего края подзоны размерного квантования электронов, отсчитанная от дна ямы;  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

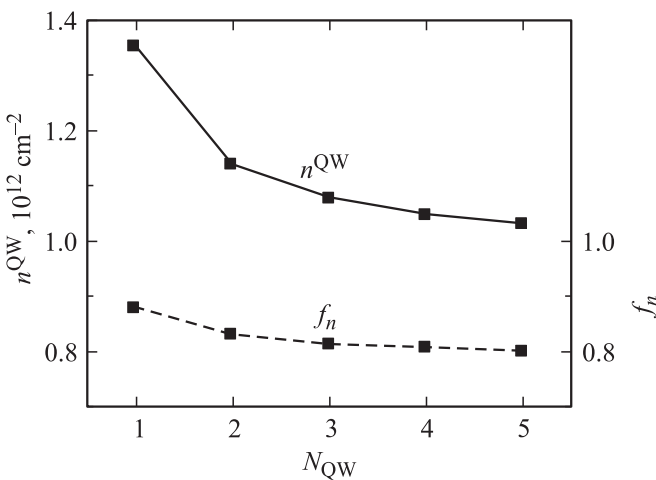
Степень заполнения края подзоны размерного квантования в КЯ также выражается через  $n^{\text{QW}}$  [5,23–25]:

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2\text{D}}}\right). \quad (11)$$

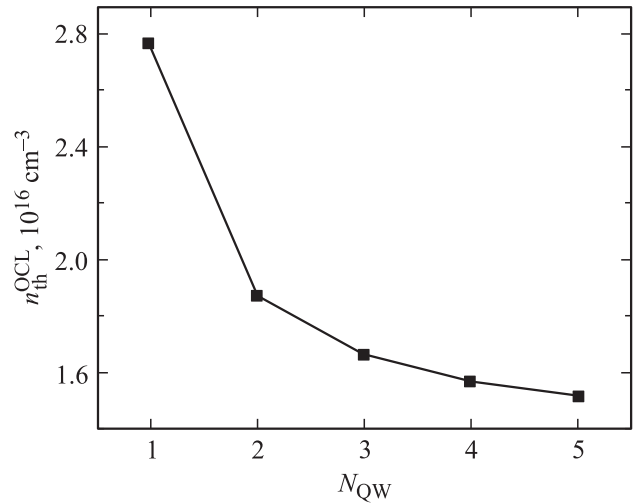
С помощью (9) и (11) выражение (8) для отношения  $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}/j_{\text{capt, th}}$  может быть представлено в виде

$$\frac{j_{\text{th}}^{\text{OCL}}}{j_{\text{capt, th}}} = \frac{bB_{3\text{D}}n_1^{\text{OCL}}}{v_{\text{capt, 0}}} \frac{1}{N_{\text{QW}}} \exp\left(\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2\text{D}}}\right) \left[\exp\left(\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2\text{D}}}\right) - 1\right], \quad (12)$$

где, как видно из условия генерации (7), двумерная концентрация носителей  $n^{\text{QW}}$  в каждой из КЯ не зависит от скорости захвата  $v_{\text{capt, 0}}$  в одиночную КЯ, но падает с увеличением числа ям  $N_{\text{QW}}$  (рис. 1, левая ось, сплошная кривая). Соответственно с увеличением  $N_{\text{QW}}$  уменьшается степень заполнения края подзоны размерного квантования в КЯ [см. (11)] (рис. 1, правая ось, штриховая кривая). Этот результат является естественным следствием использованного предположения о независимости полных оптических потерь (правой стороны выражения (7)) от числа КЯ, что означает, что с ростом  $N_{\text{QW}}$  требуется меньшее заполнение каждой из КЯ носителями заряда для обеспечения модального



**Рис. 1.** Двумерная концентрация носителей (левая ось, сплошная кривая) и степень заполнения края подзоны размерного квантования (правая ось, штриховая кривая) в каждой из КЯ в зависимости от числа КЯ  $N_{\text{QW}}$ . Всюду в работе внутренние потери  $\alpha_{\text{int}}$  полагались независимыми от числа КЯ и равными  $1 \text{ cm}^{-1}$ .



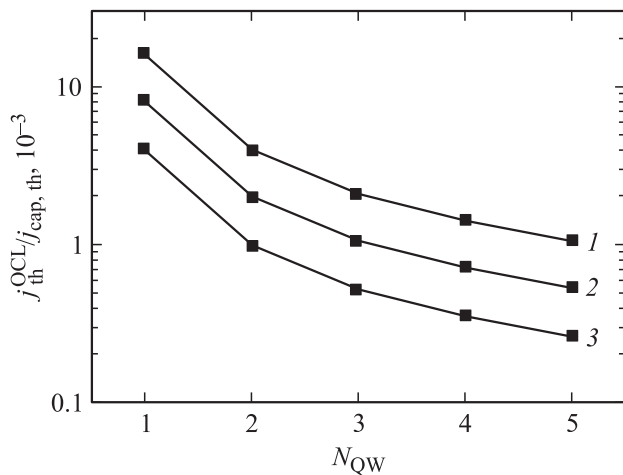
**Рис. 2.** Концентрация свободных носителей в волноводной области на пороге генерации в зависимости от числа КЯ.

коэффициента усиления (левая сторона выражения (7)) на уровне потерь.

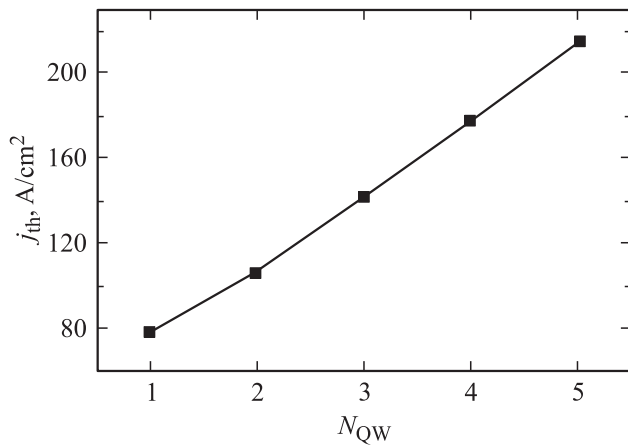
Поскольку  $n^{\text{QW}}$  падает с ростом числа КЯ, концентрация свободных носителей  $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$  в СОО на пороге генерации также падает (см. (9)) (рис. 2). Таким образом, как видно из (8) и (12), параметр  $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}/j_{\text{capt, th}}$  уменьшается как с увеличением скорости захвата  $v_{\text{capt, 0}}$  в одиночную КЯ, так и с ростом числа КЯ (рис. 3). При заданном превышении плотности тока инжекции над плотностью порогового тока  $j - j_{\text{th}}$  результатом уменьшения параметра  $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}/j_{\text{capt, th}}$  является увеличение внутренней квантовой эффективности (см. (2)) и ослабление ее зависимости от плотности тока инжекции  $j$ , т. е. повышение линейности ВТАХ лазера (см. (1)). Возможность повышения линейности ВТАХ с использованием большего числа КЯ является чрезвычайно важным результатом. Дело в том, что в случае, когда заданы составы СОО и КЯ, а также размер КЯ (что может диктоваться технологическими факторами, а также необходимой длиной волны излучения), скорость захвата  $v_{\text{capt, 0}}$  в одиночную КЯ будет являться фиксированной величиной, в то время как число КЯ может варьироваться.

Следует также отметить, что ввиду зависимости двумерной концентрации носителей  $n^{\text{QW}}$  от числа КЯ  $N_{\text{QW}}$  и ее независимости от  $v_{\text{capt, 0}}$ , зависимость параметра  $j_{\text{th}}^{\text{OCL}}/j_{\text{capt, th}}$  (см. (12)) от числа КЯ более сильная, чем от скорости захвата в одиночную КЯ. Это означает, что, например, увеличение  $N_{\text{QW}}$  в 2 раза улучшит линейность ВТАХ сильнее, чем такое же увеличение  $v_{\text{capt, 0}}$  (см. рис. 10, 11).

Указанное выше условие о заданном значении разности  $j - j_{\text{th}}$ , входящей в (1) и (2), несущественно ограничивает вывод об увеличении  $\eta_{\text{int}}$  и повышении линейности ВТАХ с увеличением числа КЯ. Действительно, несмотря на то что плотность порогового тока  $j_{\text{th}}$  зависит от  $N_{\text{QW}}$  (см. далее), наибольший интерес



**Рис. 3.** Параметр  $j_{th}^{OCL}/j_{cap, th}$ , контролирующий линейность ВТАХ (см. (12) и (2)), в зависимости от числа КЯ при различных скоростях захвата носителей в одиночную КЯ  $v_{cap, 0}$ ,  $10^6$  см/с: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2.



**Рис. 4.** Плотность порогового тока в зависимости от числа КЯ.

представляют высокие мощности излучения, т.е. плотности тока накачки  $j$ , намного превышающие плотность порогового тока  $j_{th}$ . При таких  $j$  можно пренебречь  $j_{th}$  в выражениях (1) и (2).

Рост концентрации носителей  $n^{OCL}$  в СОО выше порога лазерной генерации с увеличением  $j$  описывается следующим выражением [3–5]:

$$n^{OCL}(j) = n_{th}^{OCL} \left[ 1 + \frac{j_{stim}(j)}{j_{cap, th}} \right] = n_{th}^{OCL} \left[ 1 + \frac{j - j_{th}}{j_{cap, th}} \eta_{int}(j) \right], \quad (13)$$

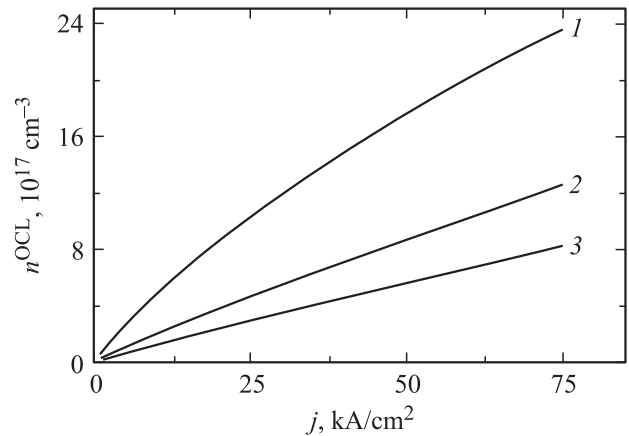
где пороговое значение концентрации,  $n_{th}^{OCL}$ , дается выражением (9) (см. рис. 2 для зависимости  $n_{th}^{OCL}$  от числа КЯ).

### 3. Обсуждение

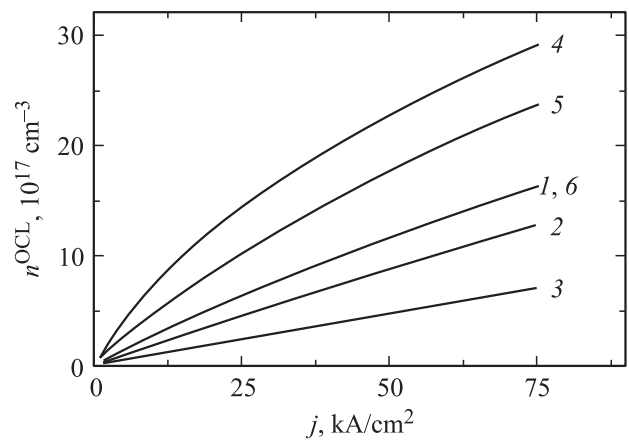
В этом разделе приводятся результаты расчетов на основе вышеописанной модели. Всюду в нашей работе коэффициент внутренних оптических потерь  $\alpha_{int}$  полагался независимым от числа КЯ и равным  $1\text{ см}^{-1}$ .

Двумерная концентрация носителей заряда и степень заполнения края подзоны размерного квантования в каждой из КЯ показаны на рис. 1 в зависимости от числа КЯ. Зависимость концентрации свободных носителей в СОО на пороге генерации от числа КЯ показана на рис. 2.

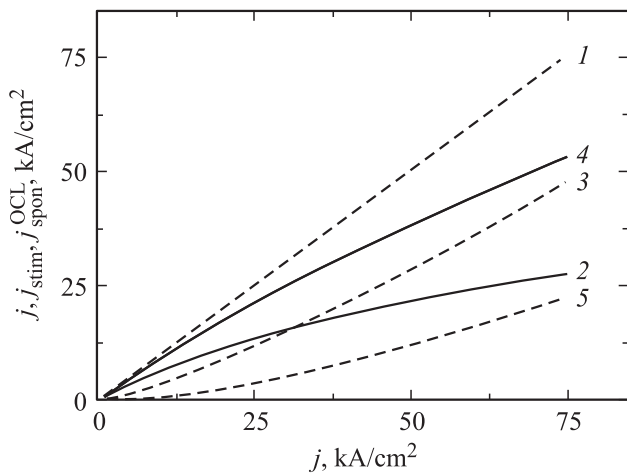
На рис. 3 изображен параметр  $j_{th}^{OCL}/j_{cap, th}$  в зависимости от числа КЯ. Как показано в разд. 2 (и как видно из рис. 3 и 5–8), этот параметр контролирует зависимость внутренней дифференциальной квантовой эффективности от тока накачки и, следовательно, линейность ВТАХ.



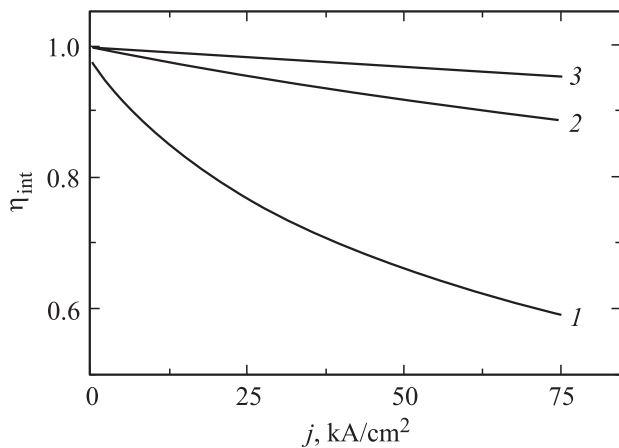
**Рис. 5.** Зависимости концентрации носителей в волноводной области от плотности тока накачки для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) КЯ. Скорость захвата в одиночную КЯ  $v_{cap, 0} = 10^6$  см/с.



**Рис. 6.** Зависимости концентрации носителей заряда в волноводной области от плотности тока накачки для структур с двумя (1–3) и одной (4–6) КЯ при различных скоростях захвата в одиночную КЯ  $v_{cap, 0}$ ,  $10^6$  см/с: 1 — 0.7; 2, 5 — 1; 3, 6 — 2; 4 — 0.5.



**Рис. 7.** Зависимости плотностей токов стимулированной рекомбинации в КЯ (2, 4) и спонтанной рекомбинации в волноводной области (3, 5) в структурах с одной (2, 3) и двумя (4, 5) КЯ от плотности тока накачки при скорости захвата в одиночную КЯ  $v_{capt,0} = 5 \cdot 10^5$  см/с. 1 — плотность тока накачки.



**Рис. 8.** Зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности от плотности тока накачки для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) КЯ. Скорость захвата в одиночную КЯ  $v_{capt,0} = 10^6$  см/с.

Плотность порогового тока  $j_{th}$  в зависимости от числа КЯ показана на рис. 4. Как видно из рисунка,  $j_{th}$  монотонно возрастает с ростом  $N_{QW}$  в рассматриваемой в данной работе структуре.  $j_{th}$  может также иметь минимум при определенном  $N_{QW}$  (см., например, [21]).

Зависимости концентрации носителей заряда в волноводной области от плотности тока накачки показаны на рис. 5 для структур с одной (кривая 1), двумя (кривая 2) и тремя (кривая 3) КЯ при значении скорости захвата  $v_{capt,0} = 10^6$  см/с. Из рисунка видно, что при высоких уровнях накачки концентрация носителей в СОО  $n^{OCL}$  за порогом генерации в десятки раз превосходит пороговое значение этой концентрации  $n_{th}^{OCL}$ . Эффект накопления носителей в волноводной области

оказывается сильным даже в структурах с несколькими КЯ и при высоких скоростях захвата. Однако  $n^{OCL}$  в двухъямной и трехъямной структурах в несколько раз ниже, чем в одноямной структуре (рис. 5). Отличие между трехъямной и двухъямной структурами гораздо меньше, чем между двухъямной и одноямной.

На рис. 6 приведены для сравнения зависимости  $n^{OCL}(j)$  для структур с двумя КЯ (кривые 1–3) и одной КЯ (кривые 4–6) при различных скоростях захвата  $v_{capt,0}$ : 1 —  $7 \cdot 10^5$  см/с, 2 и 5 —  $10^6$  см/с, 3 и 6 —  $2 \cdot 10^6$  см/с, 4 —  $5 \cdot 10^5$  см/с. Как и из рис. 5, из рис. 6 видно, что при использовании в лазерной структуре двух КЯ вместо одной эффект накопления носителей в волноводной области проявляется значительно слабее. Практически полное совпадение кривых 1 и 6 на рис. 6 означает, что использование двух КЯ вместо одной примерно соответствует повышению скорости захвата в одноямной структуре в 3 раза.

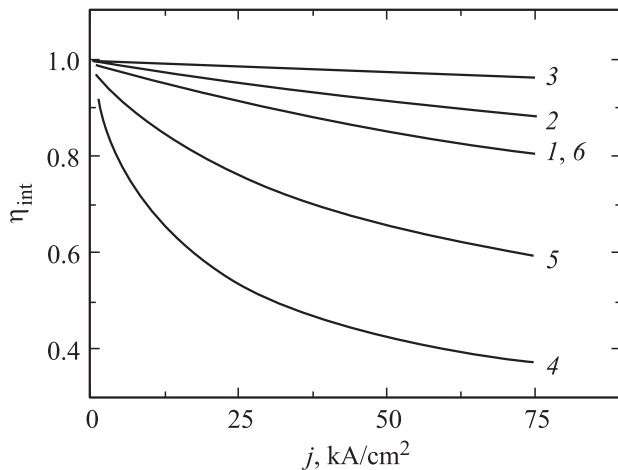
Рост концентрации носителей в волноводной области за порогом генерации (рис. 5 и 6), особенно при малых скоростях захвата, приводит к усилению паразитного процесса в этой области — спонтанной излучательной рекомбинации. При этом соответственно уменьшается доля носителей, участвующих в полезной стимулированной рекомбинации в КЯ. На рис. 7 приведены для сравнения плотности токов рекомбинаций: стимулированной в КЯ  $j_{stim}$  (кривые 2 и 4) и спонтанной в СОО  $j_{spon}^{OCL}$  (кривые 3 и 5) в структурах с одной (кривые 2 и 3) и двумя (кривые 4 и 5) КЯ. В двухъямной лазерной структуре (кривые 4 и 5)  $j_{spon}^{OCL}$  мала по сравнению с  $j_{stim}$  во всем интервале значений  $j$ , даже при невысокой скорости захвата  $v_{capt,0} = 5 \cdot 10^5$  см/с. При этой же скорости захвата в структуре с одной КЯ (кривые 2 и 3) эффект накопления носителей в СОО проявляется намного сильнее — при значениях  $j > 32$   $kA/cm^2$ ,  $j_{spon}^{OCL}$  превышает  $j_{stim}$ .

На рис. 8 показана внутренняя квантовая эффективность  $\eta_{int}$  в виде функции от плотности тока накачки  $j$  для лазерных структур с одной (кривая 1), двумя (кривая 2) и тремя (кривая 3) КЯ. Скорость захвата  $v_{capt,0}$  в пустую одиночную КЯ считалась равной  $10^6$  см/с для всех трех структур. Из рисунка видно, что при использовании в активной области лазера двух КЯ вместо одной внутренняя эффективность значительно возрастает, а ее спад с увеличением тока накачки существенно замедляется. При увеличении числа КЯ от двух до трех происходит дальнейшее улучшение  $\eta_{int}$ , однако изменения в величине и характере зависимости  $\eta_{int}$  от  $j$  менее существенны.

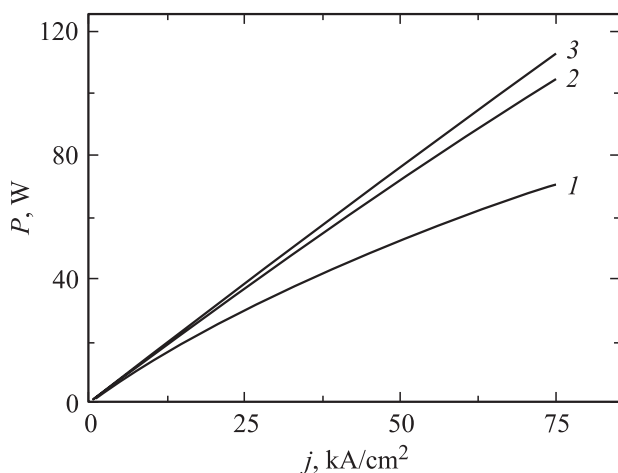
На рис. 9 приведены для сравнения зависимости  $\eta_{int}(j)$  для структур с двумя КЯ (кривые 1–3) и одной КЯ (кривые 4–6) при различных скоростях захвата  $v_{capt,0}$ : 1 —  $v_{capt,0} = 7 \cdot 10^5$  см/с, 2 и 5 —  $10^6$  см/с, 3 и 6 —  $2 \cdot 10^6$  см/с, 4 —  $5 \cdot 10^5$  см/с. Как отмечалось выше, параметр  $j_{th}^{OCL}/j_{capt,th}$ , контролирующий  $\eta_{int}(j)$  и линейность ВГАХ, зависит от числа КЯ сильнее, чем от

скорости захвата в одиночную КЯ. Именно это демонстрирует сравнение кривых 1 и 6 на рис. 9 — видно, что использование в рассматриваемой в данной работе лазерной структуре двух КЯ вместо одной примерно соответствует увеличению скорости захвата носителей в одноямной структуре в 3 раза.

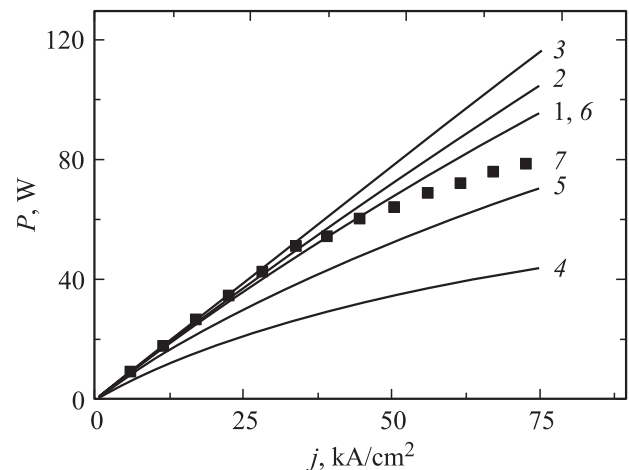
На рис. 10 показана ВтАХ (зависимость выходной мощности  $P$  от  $j$ , даваемая выражением (1)) для структур с одной (кривая 1), двумя (кривая 2) и тремя (кривая 3) КЯ. Кривые рассчитаны при значении скорости захвата  $v_{\text{сарт},0} = 10^6$  см/с. Из рисунка видно, что при использовании в активной области лазера двух КЯ вместо одной оптическая мощность при больших уровнях накачки сильно увеличивается, а ВтАХ остается



**Рис. 9.** Зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности от плотности тока накачки для структур с двумя (1–3) и одной (4–6) КЯ при различных скоростях захвата в одиночную КЯ  $v_{\text{сарт},0}$ ,  $10^6$  см/с: 1 — 0.7; 2, 5 — 1; 3, 6 — 2; 4 — 0.5.



**Рис. 10.** Зависимости выходной оптической мощности от плотности тока накачки (ВтАХ) для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) КЯ. Скорость захвата в одиночную КЯ  $v_{\text{сарт},0} = 10^6$  см/с.



**Рис. 11.** Зависимости выходной оптической мощности от плотности тока накачки (ВтАХ) для структур с двумя (1–3) и одной (4–6) КЯ при различных скоростях захвата в КЯ  $v_{\text{сарт},0}$ ,  $10^6$  см/с: 1 — 0.7; 2, 5 — 1; 3, 6 — 2; 4 — 0.5. 7 — экспериментальная ВтАХ для структуры с одной КЯ [26].

практически линейной во всем исследуемом диапазоне значений  $j$ . При увеличении числа КЯ от двух до трех мощность излучения возрастает лишь незначительно.

На рис. 11 приведены для сравнения ВтАХ для структур с двумя КЯ (кривые 1–3) и одной КЯ (кривые 4–6) при различных скоростях захвата  $v_{\text{сарт},0}$ : 1 —  $v_{\text{сарт},0} = 7 \cdot 10^5$  см/с, 2 и 5 —  $10^6$  см/с, 3 и 6 —  $2 \cdot 10^6$  см/с, 4 —  $5 \cdot 10^5$  см/с. Как и на рис. 9, близость кривых 1 и 6 на рис. 11 означает, что использование двух КЯ вместо одной примерно равнозначно увеличению скорости захвата носителей в одноямной структуре в 3 раза. Из рисунка видно, что увеличение сублинейности ВтАХ с уменьшением  $v_{\text{сарт},0}$  проявляется в одноямной структуре намного сильнее, чем в двухъямной. Квадраты на рис. 11 — экспериментальная ВтАХ из работы [26] для структуры с одной КЯ ( $\lambda_0 = 1.04$  мкм). Хорошее согласие экспериментальной и рассчитанной ВтАХ (вплоть до плотностей тока инжекции  $j = 45$  кА/см<sup>2</sup>) для одноямной структуры достигается при  $v_{\text{сарт},0} = 2 \cdot 10^6$  см/с. Для описания экспериментальных ВтАХ [26,27] при еще более высоких токах накачки потребуется учесть также и другие факторы, например, возможное возрастание концентрации носителей в самих КЯ с увеличением тока накачки.

#### 4. Заключение

Показано, что использование в лазерной структуре двух КЯ вместо одной повышает эффективность захвата носителей в КЯ, благодаря чему компонента тока инжекции, „расходуемая“ на стимулированную рекомбинацию в КЯ, значительно превышает компоненту, расходуемую на спонтанную рекомбинацию в волноводной области.



Это приводит к увеличению внутренней дифференциальной квантовой эффективности и большей линейности ВтАХ в двухъямной структуре по сравнению с одноямной.

Для рассмотренных в данной работе структур с волноводной областью GaAs и  $\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  КЯ показано, что для достижения одинаковой мощности в лазерах с одной и двумя КЯ скорость захвата носителей в одноямной структуре должна быть приблизительно в 3 раза больше. Это означает, что использование в наших лазерных структурах двух КЯ вместо одной примерно равнозначно увеличению скорости захвата носителей в 3 раза.

Показано, что дальнейшее увеличение числа КЯ (т.е. использование трех или более КЯ) приводит лишь к незначительному улучшению мощностных характеристик лазера. Таким образом, с учетом того что при большом числе КЯ заполнение ям носителями заряда может быть неравномерным [28] (что может понизить линейность ВтАХ), а также с учетом фактора простоты роста, двухъямная структура представляется наиболее оптимальной для генерации высоких мощностей лазерного излучения.

Работа выполнена З.Н. Соколовой и И.С. Тарасовым в рамках плана ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также при частичной поддержке Программы ОФН-III.7 и Программы президиума РАН № 24. 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] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 1017 (2006).
- [2] И.С. Тарасов. Квант. электрон., **40**, 661 (2010).
- [3] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **81**, 2154 (2002).
- [4] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 404 (2003).
- [5] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **45**, 1533 (2011).
- [6] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 928 (1991).
- [7] W. Rideout, W.F. Sharfin, E.S. Koteles, M.O. Vassell, B. Elman. IEEE Phot. Technol. Lett., **3**, 784 (1991).
- [8] N. Tessler, R. Nagar, G. Eisenstein, S. Chandrasekhar, C.H. Joyner, A.G. Dentai, U. Koren, G. Raybon. Appl. Phys. Lett., **61**, 2383 (1992).
- [9] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. Appl. Phys. Lett., **61**, 2398 (1992).
- [10] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. IEEE J. Quant. Electron., **30**, 54 (1994).
- [11] G.W. Taylor, P.R. Claisse. IEEE J. Quant. Electron., **31**, 2133 (1995).
- [12] P.M. Snowton, P. Blood. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3**, 491 (1997).
- [13] G.W. Taylor, S. Jin. IEEE J. Quant. Electron., **34**, 1886 (1998).
- [14] L.V. Asryan. Квант. электрон., **35**, 1117 (2005).
- [15] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).
- [16] I.N. Yassievich, K. Schmalz, M. Beer. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1763 (1994).
- [17] С.А. Соловьев, И.Н. Яссьевич, В.М. Чистяков. ФТП, **29**, 1264 (1995).
- [18] A. Dargys, J. Kundrotas. Semicond. Sci. Technol., **13**, 1258 (1998).
- [19] R.A. Suris. NATO ASI Series, **E 323**, 197 (1996).
- [20] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **38**, 3 (2004).
- [21] 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).
- [22] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. Semicond. Sci. Technol., **26**, 055 025 (2011).
- [23] K.J. Vahala, C.E. Zah. Appl. Phys. Lett., **52**, 1945 (1988).
- [24] L.V. Asryan, S. Luryi. Appl. Phys. Lett., **83**, 5368 (2003).
- [25] L.V. Asryan, S. Luryi. IEEE J. Quant. Electron., **40**, 833 (2004).
- [26] А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **42**, 106 (2008).
- [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).
- [28] N. Tessler, G. Eisenstein. Appl. Phys. Lett., **62**, 10 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

## Effect of the number of quantum wells in the active region on the linearity of the light-current characteristic of a semiconductor 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 light-current characteristic of a semiconductor laser with multiple quantum wells is calculated taking into account delayed capture of charge carriers from the waveguide region into the wells. The increase of the number of quantum wells is shown to be a more efficient way of improving the power characteristics of a laser as compared to the increase of the velocity of capture into each well. Thus, the use of two quantum wells as an active region leads to a considerable increase of the internal quantum efficiency of stimulated emission and a significantly higher linearity of the laser light-current characteristic compared to a single-well structure. The use of three or more quantum wells provides, however, only an insignificant improvement of the laser power characteristics as compared to a double-well structure. Hence, from the viewpoint of high output powers and ease of growth, a double-well structure is the most optimum.