

Расчет мощностных характеристик полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами при одновременном учете электронов и дырок

З.Н.Соколова, И.С.Тарасов, Л.В.Асрян

С использованием усовершенствованной теоретической модели, включающей в себя скоростные уравнения как для электронов, так и для дырок, изучены мощностные характеристики полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами. Выявлены нетривиальные зависимости концентраций электронов и дырок в волноводной области лазера от скоростей захвата обоих типов носителей из волноводной области в квантовую яму. Получены зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности и выходной оптической мощности лазера от скоростей захвата электронов и дырок. Показано, что увеличение скоростей захвата приводит к подавлению паразитной рекомбинации в волноводной области и, следовательно, к существенному росту квантовой эффективности и выходной мощности.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, квантовая яма, скорость захвата электронов и дырок.

1. Введение

В работах [1–4] теоретически показано, что с ростом тока инжекции имеет место снижение внутренней дифференциальной квантовой эффективности (эффективность стимулированного излучения) η_{int} полупроводниковых лазеров с кванторазмерной активной областью, в результате чего ватт-амперная характеристика (ВтАХ) таких лазеров становится сублинейной. Одной из причин уменьшения η_{int} и сублинейности ВтАХ является немгновенность захвата носителей заряда из волноводной области (слой оптического ограничения – ОСЛ) в активную область. По мере роста тока накачки, превышающего порог лазерной генерации, происходит накопление носителей в волноводной области вследствие немгновенности их захвата. Рост концентрации носителей в волноводной области, в свою очередь, вызывает увеличение в ней интенсивности паразитной спонтанной рекомбинации, наблюдавшееся экспериментально еще в начале 1990-х годов в лазерных диодах на основе как InGaAsP/InP- [5], так и AlGaAs/GaAs-структур [6].

Необходимость учета роста концентраций носителей в волноводной области для расчета внутренней квантовой эффективности лазера отмечалась в монографии [7]. В ней же подчеркивалась сложность оценки степени влияния роста концентраций носителей на снижение внутренней квантовой эффективности.

В теоретических работах (включая [1–4]), посвященных мощностным характеристикам инжекционных лазеров, для простоты рассмотрения обычно используются скоростные уравнения только для одного типа носителей заряда. Аналитическая модель расчета характеристик по-

лупроводниковых лазеров с низкоразмерной активной областью, учитывающая динамику как электронов, так и дырок и, следовательно, включающая в себя скоростные уравнения для обоих типов носителей заряда, была разработана в [8]. В частности, в этой работе было выведено универсальное выражение для внутренней дифференциальной квантовой эффективности в виде явной функции от плотности тока накачки и параметров лазерной структуры (см. ниже выражение (10)). Теоретическая модель работы [8] применима к лазерам как с квантовыми ямами (КЯ), так и с активной областью более низкой размерности (т.е. к лазерам на квантовых проволоках или квантовых точках).

В настоящей работе мы используем теоретическую модель статьи [8] для изучения зависимостей мощностных характеристик полупроводниковых лазеров с одиночной КЯ от скоростей захвата в нее электронов и дырок. Расчеты проведены для лазерной гетероструктуры раздельного ограничения на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs.

2. Описание аналитической модели

Приведем здесь стационарные скоростные уравнения из работы [8] для случая одной КЯ в активной области лазера.

Уравнение для свободных электронов в объемной волноводной области толщиной b ($b(\partial n^{\text{OCL}}/\partial t) = 0$) имеет следующий вид:

$$\frac{j}{e} + \frac{n^{\text{OCL}}}{\tau_{n,\text{esc}}} - v_{n,\text{capt},0}(1 - f_n)n^{\text{OCL}} - bB_{3D}n^{\text{OCL}}p^{\text{OCL}} = 0. \quad (1)$$

Два первых слагаемых в левой части (1) описывают приход электронов в волноводную область за счет тока инжекции и выброса из КЯ, а два последних слагаемых – уход электронов из волноводной области в результате их захвата в КЯ и спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области.

Уравнение для свободных дырок в волноводной области ($b(\partial p^{\text{OCL}}/\partial t) = 0$) аналогично уравнению (1):

З.Н.Соколова, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул.Политехническая, 26; e-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru
Л.В.Асрян. Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA; e-mail: asryan@vt.edu

$$\frac{j}{e} + \frac{p^{QW}}{\tau_{p,esc}} - v_{p,capt,0}(1-f_p)p^{OCL} - bB_{3D}n^{OCL}p^{OCL} = 0. \quad (2)$$

Уравнение для электронов в КЯ ($\partial n^{QW}/\partial t = 0$) таково:

$$v_{n,capt,0}(1-f_n)n^{OCL} - \frac{n^{QW}}{\tau_{n,esc}} - B_{2D}n^{QW}p^{QW} - v_g g^{max}(f_n + f_p - 1)\frac{N}{S} = 0. \quad (3)$$

Первое слагаемое в левой части (3) описывает приход электронов в КЯ за счет захвата из волноводной области, а три других слагаемых – уход из КЯ в результате выброса в волноводную область, а также спонтанной и стимулированной рекомбинации в КЯ.

Уравнение для дырок в КЯ ($\partial p^{QW}/\partial t = 0$) аналогично уравнению (3):

$$v_{p,capt,0}(1-f_p)p^{OCL} - \frac{p^{QW}}{\tau_{p,esc}} - B_{2D}n^{QW}p^{QW} - v_g g^{max}(f_n + f_p - 1)\frac{N}{S} = 0. \quad (4)$$

Для числа фотонов N в лазерной моде ($\partial N/\partial t = 0$)

$$v_g g^{max}(f_n + f_p - 1)N - v_g(\beta + \alpha_{int})N = 0. \quad (5)$$

Первое слагаемое в левой части (5) описывает «приход» фотонов за счет стимулированного излучения, а второе – их «уход» через зеркала резонатора и в результате внутренних оптических потерь.

В уравнениях (1)–(5) использованы следующие обозначения: n^{OCL} и p^{OCL} – объемные концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области; n^{QW} и p^{QW} – двумерные концентрации электронов и дырок в КЯ; N – число фотонов в резонаторе; f_n и f_p – степени заполнения (населенности) состояний, отвечающих нижнему и верхнему краям подзон размерного квантования электронов и дырок в КЯ соответственно; j – плотность тока накачки; e – заряд электрона; $\tau_{n,esc}$ и $\tau_{p,esc}$ – времена выброса электронов и дырок из КЯ в волноводную область; $v_{n,capt,0}$ и $v_{p,capt,0}$ – скорости захвата электронов и дырок в незаполненную (при $f_n = 0$ и $f_p = 0$) одиночную КЯ (см/с); B_{3D} и B_{2D} – коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в объемной волноводной области и в двумерной КЯ (см³/с и см²/с соответственно); аналитические выражения для B_{3D} и B_{2D} см. в [10]; v_g – групповая скорость света; g^{max} – максимальный модальный коэффициент усиления в КЯ; $S = WL$ – площадь активной области; W – ширина полоскового контакта; L – длина резонатора Фабри–Перо; $\beta = (1/L)\ln(1/R)$ – потери, связанные с выходом излучения из резонатора; R – коэффициент отражения зеркал; α_{int} – внутренние оптические потери в лазерной структуре.

Степени заполнения f_n и f_p связаны с двумерными концентрациями n^{QW} и p^{QW} следующим образом [9]:

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{QW}}{N_{c,v}^{2D}}\right), \quad f_p = 1 - \exp\left(-\frac{p^{QW}}{N_v^{2D}}\right), \quad (6)$$

где $N_{c,v}^{2D}$ – двумерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне в КЯ.

Ключевыми параметрами, характеризующими захват электронов и дырок из объемной волноводной области в двумерную КЯ, являются скорости захвата электронов и дырок в незаполненную КЯ. Плотности токов захвата электронов и дырок в КЯ выражаются через $v_{n,capt,0}$ и $v_{p,capt,0}$ следующим образом [1–4, 8]:

$$j_{capt,n} = ev_{n,capt,0}(1-f_n)n^{OCL}, \quad (7)$$

$$j_{capt,p} = ev_{p,capt,0}(1-f_p)p^{OCL}.$$

Факторы $1-f_n$ и $1-f_p$ в (7) учитывают заполнение носителями заряда подзон размерного квантования в зоне проводимости и в валентной зоне КЯ. Скорости захвата электронов и дырок являются аналогами скоростей поверхностной рекомбинации. Следует отметить, что число работ, посвященных скоростям захвата в КЯ, невелико [1–4, 8, 11–19].

Выходная оптическая мощность P полупроводникового лазера в зависимости от плотности тока накачки j дается следующим выражением:

$$P(j) = \frac{\hbar\omega}{e} S(j - j_{th})\eta_{int}(j)\frac{\beta}{\beta + \alpha_{int}}, \quad (8)$$

где $\hbar\omega$ – энергия фотона; j_{th} – плотность порогового тока.

Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность η_{int} , входящая в (8), определяется в виде отношения плотности тока стимулированной рекомбинации $j_{stim}(j)$ к превышению плотности тока инжекции j над пороговой плотностью j_{th} :

$$\eta_{int}(j) = \frac{j_{stim}(j)}{j - j_{th}}. \quad (9)$$

В работе [8] была решена система стационарных скоростных уравнений (1)–(5) и получено следующее выражение для η_{int} :

$$\eta_{int}(j) = \left\{ \frac{1}{2} + \frac{j_{spon,th}^{OCL}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}} + \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{j_{spon,th}^{OCL}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}} \right)^2 + \frac{j_{spon,th}^{OCL}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{geom}} \frac{j - j_{th}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{geom}} \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}$ и $\langle j_{capt,th} \rangle_{geom}$ представляют собой соответственно среднее гармоническое и среднее геометрическое от плотностей токов захвата электронов и дырок в КЯ на пороге лазерной генерации,

$$\frac{1}{\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{j_{capt,n,th}} + \frac{1}{j_{capt,p,th}} \right), \quad (11)$$

$$\langle j_{capt,th} \rangle_{geom} = \sqrt{j_{capt,n,th} j_{capt,p,th}}. \quad (12)$$

В выражение (10) входит компонента $j_{spon,th}^{OCL}$ плотности порогового тока, связанная с паразитной спонтанной излучательной рекомбинацией в волноводной области:

$$j_{spon,th}^{OCL} = ebB_{3D}n_{th}^{OCL}p_{th}^{OCL}, \quad (13)$$

где n_{th}^{OCL} и p_{th}^{OCL} – концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области на пороге лазерной генерации.

В настоящей работе подробно исследованы зависимости концентраций электронов и дырок в волноводной области, а также зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности и выходной оптической мощности лазера от скоростей захвата $v_{n,capt,0}$ и $v_{p,capt,0}$ в КЯ.

3. Зависимости лазерных характеристик от скоростей захвата электронов и дырок в КЯ

Ниже приводятся результаты расчетов для лазерной структуры с расширенным волноводом, исследованной экспериментально в [20–22]. Рассматривалась InGaAs/GaAs/AlGaAs-структура, активная область которой содержала одну напряженную $\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ -КЯ толщиной 80 Å. Материалом широкого ($b = 1.7$ мкм) волновода является GaAs, материалом эмиттеров – $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Длина волны излучения лазера равна 1.044 мкм, длина резонатора Фабри–Перо $L = 1.5$ мм, ширина полоскового контакта $W = 100$ мкм, коэффициент отражения зеркал $R = 0.32$, потери на выход излучения $\beta = 7.6 \text{ см}^{-1}$, внутренние оптические потери $\alpha_{\text{int}} = 1 \text{ см}^{-1}$, температура $T = 300$ К. Максимальный модальный коэффициент усиления в КЯ $g^{\text{max}} = 49.1 \text{ см}^{-1}$.

Концентрации свободных электронов и дырок в объемной волноводной области в зависимости от скоростей

захвата электронов $v_{n,capt,0}$ и дырок $v_{p,capt,0}$ при различных плотностях тока накачки представлены на рис.1 и 2. Видно, что с ростом тока накачки концентрации как электронов, так и дырок в волноводной области растут. Из рис.1,*а* также следует, что с увеличением $v_{n,capt,0}$ концентрация электронов в волноводной области уменьшается. Чем выше плотность тока накачки, тем более резкой становится эта зависимость. При возрастании же $v_{p,capt,0}$ концентрация электронов в волноводной области увеличивается (рис.1,*б*). Аналогичные зависимости имеют место и для дырок на рис.2.

Увеличение концентрации электронов в волноводной области с ростом скорости захвата дырок можно объяснить следующим образом. При одновременном рассмотрении захвата электронов и дырок концентрация электронов в волноводной области зависит от скорости захвата не только электронов, но и дырок:

$$n^{\text{OCL}}(j, v_{n,capt,0}, v_{p,capt,0}) = n_{\text{th}}^{\text{OCL}} + \frac{j_{\text{stim}}(j, v_{n,capt,0}, v_{p,capt,0})}{e v_{n,capt,0} (1 - f_n)}. \quad (14)$$

С увеличением скорости захвата дырок плотность тока j_{stim} стимулированной рекомбинации в КЯ возрастает (см. рис.3,*б*), что, как следует из (14), должно приводить к росту концентрации электронов в волноводной области.

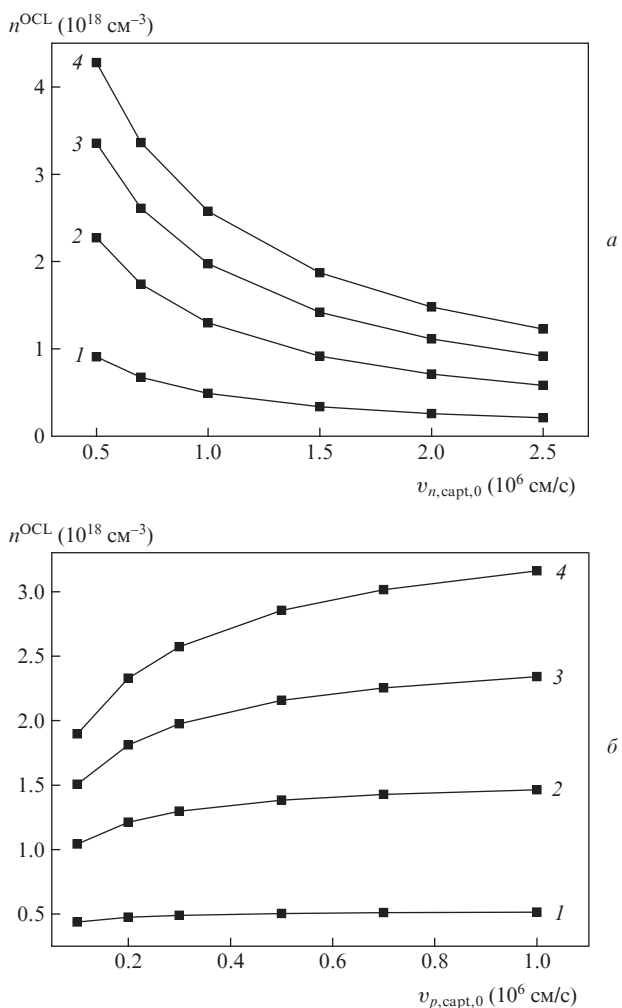


Рис.1. Концентрации свободных электронов в волноводной области в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5 \text{ см/с}$ (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6 \text{ см/с}$ (б); плотность тока накачки $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

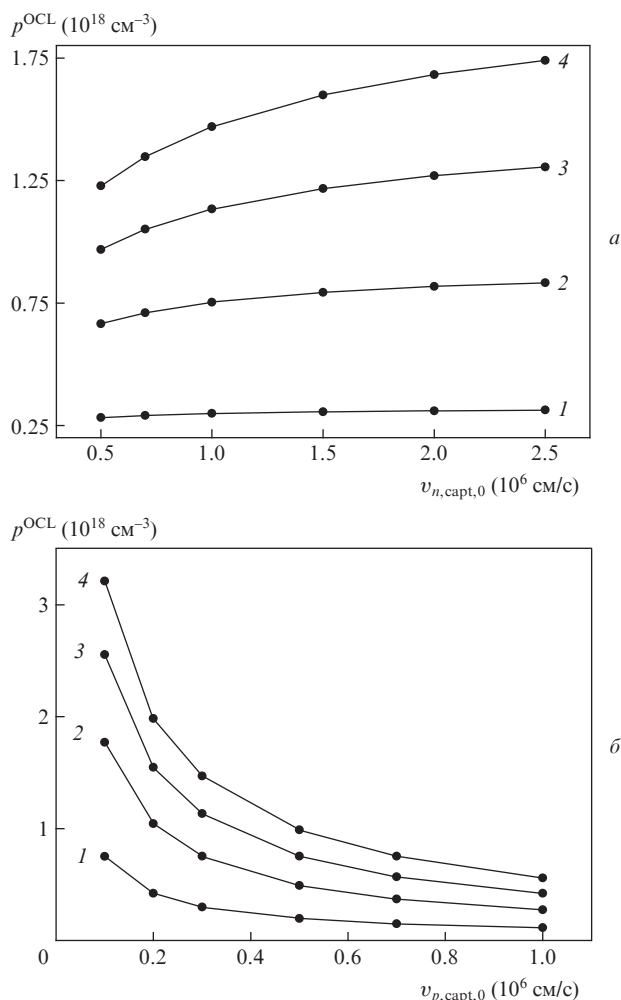


Рис.2. Концентрации свободных дырок в волноводной области в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5 \text{ см/с}$ (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6 \text{ см/с}$ (б); $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

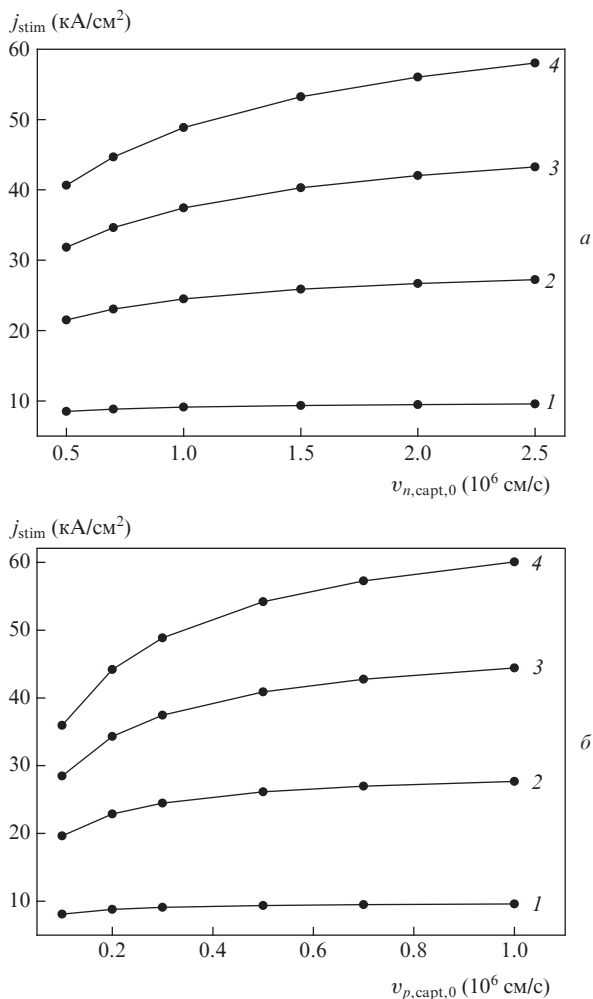


Рис.3. Плотности тока стимулированной излучательной рекомбинации в КЯ в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5$ см/с (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6$ см/с (б); $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

Из сравнения зависимостей на рис.1,а и 2,а видно, что с увеличением скорости захвата электронов при неизменной скорости захвата дырок концентрация электронов в волноводной области уменьшается быстрее, чем увеличивается концентрация дырок. Аналогично из рис.1,б и 2,б видно, что с ростом скорости захвата дырок при неизменной скорости захвата электронов концентрация дырок уменьшается быстрее, чем увеличивается концентрация электронов.

Зависимости плотности тока стимулированной рекомбинации j_{stim} в КЯ от скоростей захвата электронов и дырок представлены на рис.3.

Зависимости плотности тока спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области j_{spont}^{OCL} от скоростей захвата электронов и дырок показаны на рис.4. Спонтанная излучательная рекомбинация в волноводной области – «паразитный» процесс, снижающий внутреннюю дифференциальную квантовую эффективность. Из рис.4 видно, что j_{spont}^{OCL} уменьшается с ростом скоростей захвата.

Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность и выходная оптическая мощность лазера показаны на рис.5 и 6 как функции скоростей захвата электронов и дырок в КЯ при различных плотностях тока инжекции. Видно, что η_{int} и P существенно возрастают с увеличением скоростей захвата.

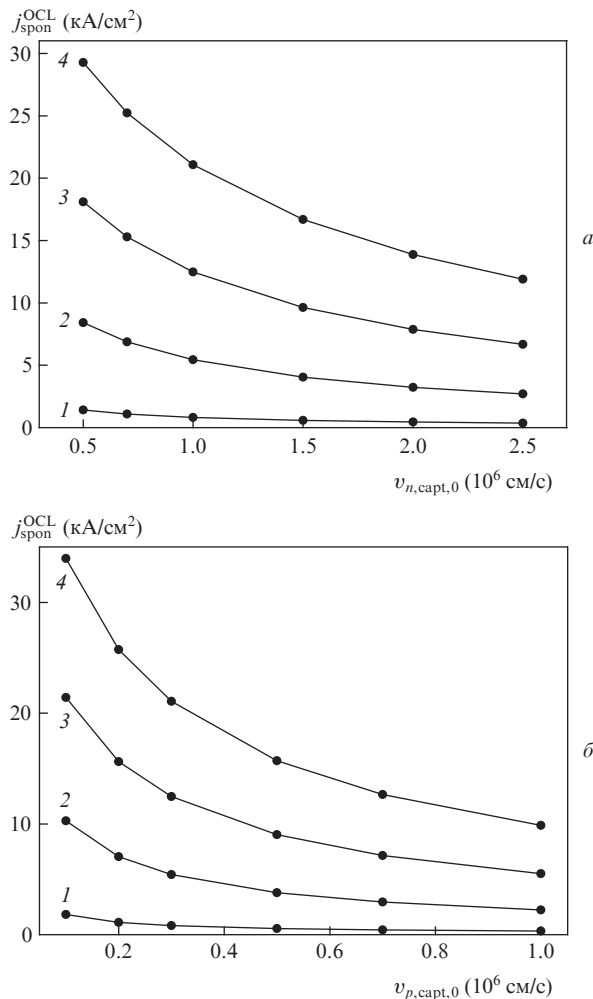


Рис.4. Плотности тока паразитной спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5$ см/с (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6$ см/с (б); $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

4. Заключение

Изучены мощностные характеристики диодных лазеров с КЯ. Использована теоретическая модель, включающая в себя скоростные уравнения как для электронов, так и для дырок. Выявлены нетривиальные зависимости концентраций n^{OCL} и p^{OCL} в волноводных областях лазера от скоростей захвата обоих типов носителей из волноводной области в КЯ. Получены зависимости внутренней дифференциальной квантовой эффективности и выходной оптической мощности лазеров от скоростей захвата электронов и дырок. Показано, что увеличение скоростей захвата приводит к подавлению паразитной рекомбинации в волноводной области и, следовательно, к существенному росту η_{int} и P .

Работа выполнена И.С.Т. и З.Н.С. в соответствии с государственным заданием ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Л.В.А. благодарит Исследовательский офис армии США (U.S. Army Research Office, грант № W911NF-13-1-0445) за поддержку данной работы.

- Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2154 (2002).
- Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 404 (2003).
- Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45**, 1553 (2011).

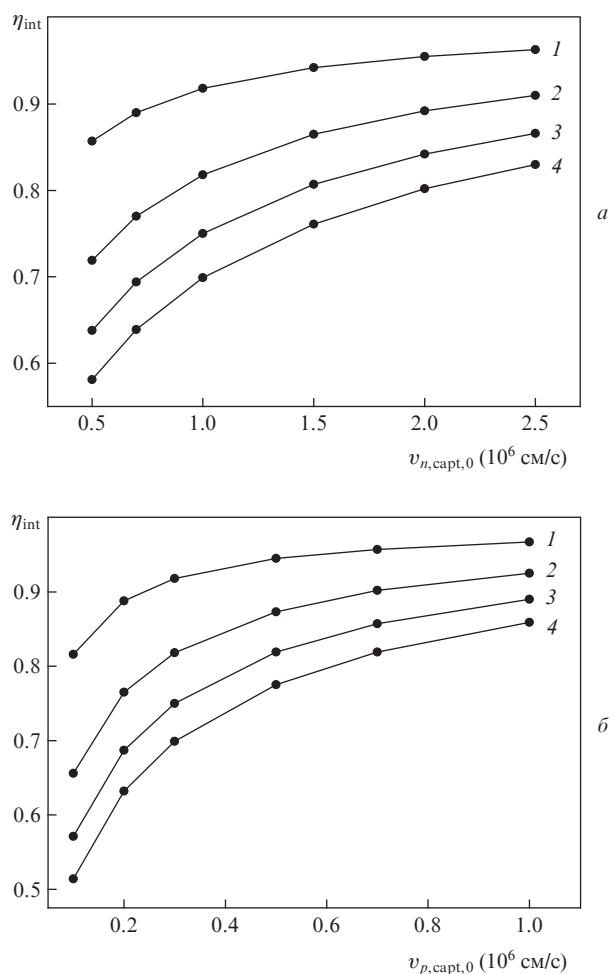


Рис.5. Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5$ см/с (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6$ см/с (б); $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

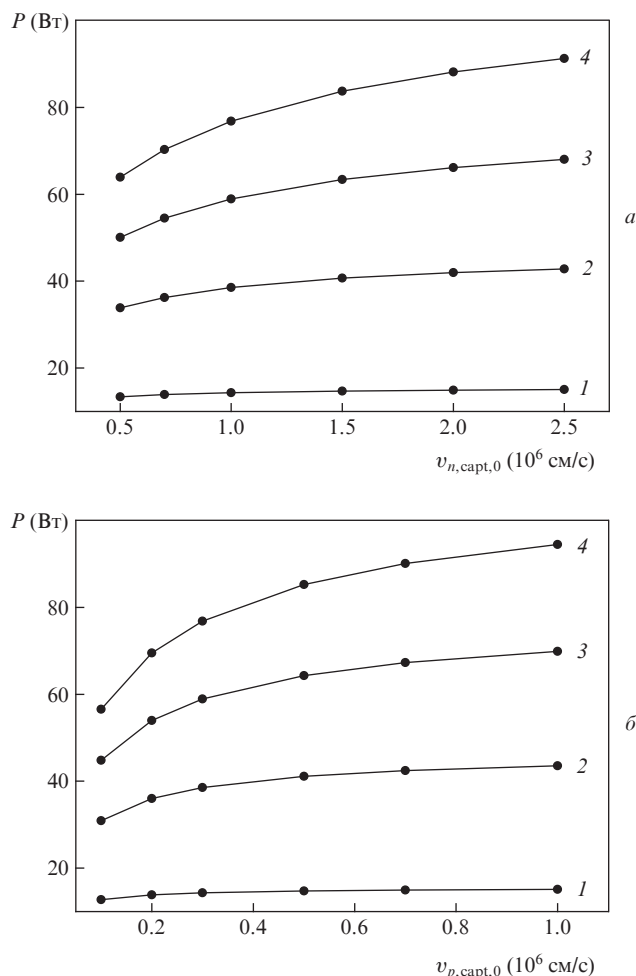


Рис.6. Выходная оптическая мощность лазера в зависимости от $v_{n,capt,0}$ при $v_{p,capt,0} = 3 \times 10^5$ см/с (а) и от $v_{p,capt,0}$ при $v_{n,capt,0} = 1 \times 10^6$ см/с (б); $j = 10$ (1), 30 (2), 50 (3) и 70 кА/см² (4).

4. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **46**, 1067 (2012).
5. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
6. Гарбузов Д.З., Гулаков А.Г., Кочнев И.В., Шерняков Ю.М., Халфин В.Б., Явич Б.С. *ФТП*, **27**, 1713 (1993).
7. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: Wiley, 1995).
8. Asryan L.V., Sokolova Z.N. *J. Appl. Phys.*, **115**, 023107 (2014).
9. Asryan L.V., Luryi S. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5368 (2003).
10. Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **35**, 1117 (2005).
11. Yassievich I.N., Schmalz K., Beer M. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1763 (1994).
12. Tsai C.-Y., Lo Y.H., Spencer R.M., Eastman L.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 316 (1995).
13. Solov'ev S.A., Yassievich I.N., Chistyakov V.M. *Semiconductors*, **29**, 654 (1995).
14. Suris R.A. *NATO ASI Series*, **E323**, 197 (1996).
15. Dargys A., Kundrotas J. *Semicond. Sci. Technol.*, **13**, 1258 (1998).
16. Esquivias I., Weisser S., Romero B., Ralston J.D., Rosenzweig J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**, 1294 (1996).
17. Kalna K., Mosko M. *Phys. Rev. B*, **54**, 17730 (1996).
18. Han D.-S., Asryan L.V. *J. Lightwave Technol.*, **27**, 5775 (2009).
19. Han D.-S., Asryan L.V. *Nanotechnol.*, **21**, 015201 (2010).
20. Лютецкий А.В., Борщев К.С., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **42**, 106 (2008).
21. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
22. Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **40**, 661 (2010).