

Эффективность генерации квантоворазмерных GaInAs/GaAs-лазеров при неоднородном возбуждении квантовых ям

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко, В.Я.Алешкин

Развита модель расчета мощностных характеристик лазерных структур с учетом неоднородного возбуждения квантовых ям (КЯ), процессов рекомбинации в барьерных областях и эффектов нелинейного усиления. Показано, что для структур Ga_{0,8}In_{0,2}As/GaAs/InGaP при увеличении числа КЯ мощность генерации сначала существенно возрастает, затем незначительно снижается. При этом в широком диапазоне токов инжекции оптимальное количество КЯ составляет 5 ± 1. Неоднородность возбуждения КЯ растет с увеличением тока инжекции и приводит к снижению мощности генерации по сравнению с однородным возбуждением.

Ключевые слова: GaInAs/GaAs-лазер, квантовая яма, неоднородное возбуждение, эффективность генерации.

1. Введение

В лазерах с высокой выходной мощностью используются сверхширокие волноводы различных конструкций [1–3], к которым предъявляются высокие требования по точности толщин слоев и расположению активных квантовых ям (КЯ) для подавления многомодовой генерации. Лазеры с вытекающими модами [4–6] также имеют ряд достоинств. Они обладают большой апертурой излучающей области и всегда генерируют на основной моде. Кроме того, большая апертура такого лазера приводит к сужению диаграммы направленности и уменьшению лучевой нагрузки на зеркала, что позволяет получать большие выходные мощности излучения.

Первый лазер с вытекающей модой в гетеросистеме GaAs/InGaAs/InGaP продемонстрирован в [7]. В работах [8, 9] путем увеличения толщины подложки и уменьшения ее легирования проведена оптимизация оптической схемы и улучшены энергетические параметры лазеров в гетеросистеме GaAs/InGaAs/InGaP.

В настоящей работе проанализирована зависимость эффективности генерации в лазерной структуре Ga_{0,8}In_{0,2}As/GaAs/GaInP от количества КЯ. При моделировании учитывались неоднородное возбуждение КЯ, а также процессы рекомбинации в барьерных областях и эффекты нелинейного усиления, роль которых значительно увеличивается при больших токах инжекции.

2. Скоростные уравнения и неоднородное возбуждение КЯ

Анализ выходных характеристик многослойного квантоворазмерного лазера проводился аналогично [10, 11] на

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: ushakovdv@bsu.by, afonenko@bsu.by

В.Я.Алешкин. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ГСП-105; e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 29 марта 2013 г., после доработки – 17 июля 2013 г.

основе скоростных уравнений в одномодовом приближении

$$\frac{dn_{bi}}{dt} = \frac{\eta_i j}{e} - R_{bi} - \frac{n_{bi}}{\tau_{cap}} \left[1 - \exp\left(\frac{\Delta F_{wi} - \Delta F_{bi}}{kT}\right) \right] \frac{d_{wi}}{L_i}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_{wi}}{dt} = \frac{n_{bi}}{\tau_{cap}} \left[1 - \exp\left(\frac{\Delta F_{wi} - \Delta F_{bi}}{kT}\right) \right] \frac{d_{wi}}{L_i} - R_{wi} - v_{gr} G_i S, \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = v_{gr} \left(\sum_i G_i - k_{th} \right) S + \beta \sum_i R_{wi}. \quad (3)$$

Здесь t – время; n_{bi} и n_{wi} – двумерные концентрации носителей тока в i -й барьерной области протяженностью L_i и КЯ толщиной d_{wi} ; S – двумерная плотность фотонов генерирующей моды; j – плотность тока накачки; R_{wi} и R_{bi} – скорости рекомбинации в КЯ и прилегающих барьерных областях с соответствующими квазиуровнями Ферми ΔF_{wi} и ΔF_{bi} ; η_i – коэффициент инжекции носителей тока в i -ю барьерную область; k_{th} – коэффициент оптических потерь; β – фактор, определяющий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; v_{gr} – групповая скорость света; τ_{cap} – эффективное время захвата носителей заряда в КЯ; G_i – коэффициент модового усиления. Отношение d_{wi}/L_i учитывает уменьшение времени захвата при увеличении протяженности барьерных областей. Процессы выброса носителей заряда учитываются в уравнениях (1), (2) экспоненциальным слагаемым. Такая запись обращает в нуль результирующую скорость захвата-выброса при равенстве квазиуровней Ферми ($\Delta F_{wi} = \Delta F_{bi}$).

Коэффициент модового усиления с учетом нелинейности рассчитывался согласно

$$G_i = \frac{\Gamma_i g_i}{1 + \varepsilon_i S}, \quad (4)$$

где g_i – коэффициент материального усиления i -й квантовой ямы на длине волны генерации λ ; Γ_i – параметр оптического ограничения; ε_i – параметр нелинейного усиления. Скорость рекомбинации в барьерных областях рассчитывалась как

$$R_{bi} = A_{cv} N_r \exp\left(\frac{\Delta F_{bi} - E_{gb}}{kT}\right) L_i, \quad (5)$$

где A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, а N_r и E_{gb} – приведенная объемная плотность состояний и ширина запрещенной зоны в барьерных слоях. При этом учитывалась рекомбинация во всем волноводном слое GaAs, границы барьерных областей выбирались по центру между КЯ. Длина волны генерации определялась по максимуму результирующего спектра усиления.

Как показали оценки процессов захвата-выброса носителей в КЯ, при сравнительно небольшой глубине КЯ в системе Ga_{0,8}In_{0,2}As/GaAs неоднородность возбуждения барьерных областей и КЯ незначительна. Поэтому скорость рекомбинации в барьерных областях можно включить в рекомбинацию носителей R_{spi} соседних КЯ. Тогда в системе уравнений (1)–(3) уравнения (1) и (2) можно сложить и заменить уравнением [11, 12]

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{\eta_i j}{e} - R_{spi} - \frac{v_{gr} \Gamma_i g_i S}{1 + \epsilon_i S} \quad (6)$$

где $R_{spi} = R_{wi} + R_{bi}$ – результирующая скорость рекомбинации в КЯ и прилегающих барьерных областях.

Выходная мощность лазера рассчитывалась как

$$P = h\nu_{gr} k_r L W S, \quad (7)$$

где W – ширина полоскового контакта диода; L – длина резонатора; k_r – коэффициент полезных потерь. Уменьшение внешнего квантового выхода из-за поглощения излучения в подложке здесь не учитывалось как несущественное для поиска оптимума.

Барьерные слои между КЯ выполняются, как правило, нелегированными. В этом случае для широких барьеров можно считать, что концентрации электронов и дырок равны. Из-за большой подвижности электронов квазиуровень Ферми в структуре практически постоянен, а неоднородное возбуждение КЯ осуществляется путем изменения квазиуровня Ферми для дырок. Эффективность инжекции носителей тока в i -ю КЯ определялась как

$$\eta_i = \frac{j_{i+1,i} - j_{i,i-1}}{j}, \quad \frac{j_{i,i-1}}{e} = D \frac{n_{bi-1}^{3D} - n_{bi}^{3D}}{L_{i-1}/2 + L_i/2}, \quad (8)$$

где D – коэффициент диффузии дырок. Объемная концентрация n_{bi}^{3D} носителей для преимущественно бoльцмановского распределения носителей заряда в i -й барьерной области может быть рассчитана как

$$n_{bi}^{3D} = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{\Delta F_{bi} - E_{gb}}{2kT}\right). \quad (9)$$

Здесь N_c , N_v – объемные эффективные плотности состояний электронов и дырок в барьерных слоях, а $n_{bi} = L_i n_{bi}^{3D}$.

Степень неоднородного возбуждения увеличивается при уменьшении эффективной плотности диффузионного тока, которая зависит от толщины барьерных слоев и коэффициента диффузии. В зависимости от концентрации подвижность дырок в GaAs составляет 40–400 см²·В⁻¹·с⁻¹, что при комнатной температуре соответствует коэффициенту диффузии ~1–10 см²/с.

3. Расчет коэффициента усиления

Для напряженных соединений Ga_{0,8}In_{0,2}As/GaAs при расчете уровней энергии и волновых функций необходимо учитывать эффект смешения подзон валентной зоны. Расчеты проведены в приближении четырехзонного $k \cdot p$ -метода [13, 14]. Коэффициент усиления $g(v)$ в модели с вы-

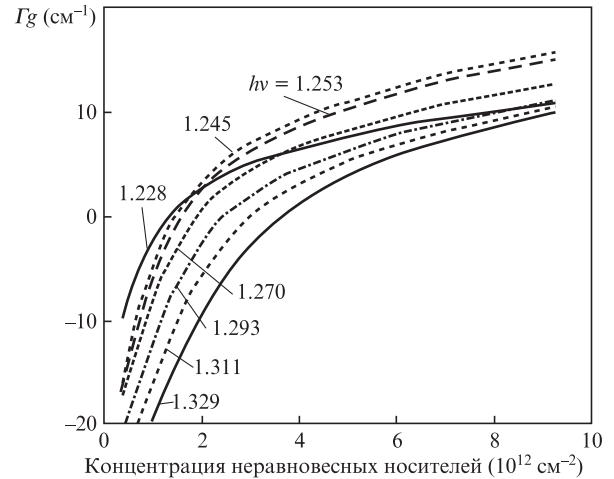


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления ТЕ моды одной КЯ $Gg(h\nu)$ от концентрации неравновесных носителей для различных энергий квантов излучения $h\nu$, $d_w = 9$ нм, $\Gamma = 0.008$.

полнением правила отбора по волновому вектору для квантовой ямы толщиной d_w рассчитывался согласно [13]:

$$g(v) = \frac{e^2}{\epsilon \epsilon_0 m_c^2 n_a v d_w} \int \frac{dk_{\parallel}}{(2\pi)^2} \times \sum_{n,i} |M_{nn}|^2 [f_e(E_{cn}(k_{\parallel})) + f_h(E_{vn}(k_{\parallel})) - 1] F(h\nu - h\nu_0), \quad (10)$$

где $h\nu_0 = E_g + E_{cn}(k_{\parallel}) - E_{vn}(k_{\parallel})$; E_g – ширина запрещенной зоны; $E_{cn}(k_{\parallel})$ и $E_{vn}(k_{\parallel})$ – энергии уровней, участвующих в излучательной рекомбинации электрона и дырки; M_{nn} – матричные элементы прямых межзонных переходов; f_e и f_h – функции распределения Ферми–Дирака для электронов и дырок; n_a – показатель преломления активной области структуры; $F(h\nu - h\nu_0)$ – функция уширения линии излучения. В выражении (10), кроме правила отбора по волновым векторам k_x и k_y , предполагалось выполнение правила отбора по квантовому числу n . Расчеты проводились для ТЕ поляризации.

Коэффициент усиления $g(v)$ и скорость спонтанной рекомбинации $r_{sp}(h\nu)$ связаны между собой универсальным соотношением [15]. Тогда суммарная скорость рекомбинации в КЯ R_{wi} находится интегрированием $r_{sp}(h\nu)$ по всем частотам.

При расчетах спектров усиления учитывались гидростатические и сдвиговые напряжения [16] в слоях Ga_{0,8}In_{0,2}As. Гидростатические поправки сдвига края валентной зоны $\Delta E_{v,av}^{hyd}$ и зоны проводимости ΔE_c^{hyd} включались в ширину запрещенной зоны

$$E_g = E_{g0} + \Delta E_{v,av}^{hyd} + \Delta E_c^{hyd}, \quad (11)$$

где E_{g0} – ширина запрещенной зоны ненапряженной структуры. Сдвиговые напряжения учитывались при расчете уровней энергии.

На рис.1 показаны результаты численных расчетов коэффициента материального усиления для ТЕ моды. Параметры структуры представлены в табл.1.

4. Численный расчет и обсуждение результатов

Расчет мощностных характеристик при различных значениях тока J структуры, состоящей из 2–10 КЯ Ga_{0,8}In_{0,2}As

Табл.1. Параметры структуры, используемые при расчете.

Слой	E_g (300 K) (эВ)	m_c/m_e	m_{vl}/m_e	m_{vh}/m_e	m_{vlt}/m_e	m_{vht}/m_e	ΔE_v (мэВ)	ΔE_c (мэВ)
GaAs	1.422	0.062	0.090	0.350	0.203	0.111	0	0
Ga _{0.8} In _{0.2} As	1.211	0.053	0.061	0.346	0.160	0.077	71	172

Примечание: m_c – эффективная масса электрона; m_{vl} – эффективная масса легких дырок; m_{vh} – эффективная масса тяжелых дырок; m_{vlt} – эффективная масса легких дырок в поперечном направлении; m_{vht} – эффективная масса тяжелых дырок в поперечном направлении.

толщиной 9 нм, проведен на основе численного решения системы балансных уравнений с учетом зависимости коэффициентов инжекции носителей заряда в КЯ от уровня их возбуждения. Мощностные характеристики, рассчитанные из стационарных уравнений (1)–(3), показаны на рис.2, 3. Были использованы следующие значения параметров: $\Gamma_i = 8 \times 10^{-3}$, $\beta = 2 \times 10^{-6}$ [5], $\epsilon_i = 10^{-12} \text{ см}^2$, $\tau_{\text{cap}} = 10^{-12} \text{ с}$ [17], $W = 360 \text{ мкм}$, $L = 1 \text{ мм}$. Коэффициент усиления брался в максимуме распределения спектра, который, согласно рис.1, при $T = 300 \text{ К}$ находился на $h\nu = 1.245 \text{ эВ}$, что соответствовало переходу с первого уровня электрона на первый уровень тяжелой дырки. Толщина волноводного слоя GaAs считалась равной 2.1 мкм.

При малом количестве КЯ пороговая концентрация носителей в них может быть значительно больше инверсной населенности из-за эффекта стабилизации усиления с ростом концентрации носителей и нелинейного усиления. При этом в барьерных областях существенна рекомбинация из-за их сопоставляющей населенности. При увеличении количества КЯ влияние эффекта стабилизации ослабевает, но все большая часть инжектированных носителей тратится на достижение инверсии населенностей в КЯ.

При малых коэффициентах потерь в структуре с одной КЯ порог генерации может реализоваться при уровне возбуждения, близком к инверсному, и мощность генерации при больших токах инжекции практически не зависит от числа ям. При больших коэффициентах потерь из-за эффекта стабилизации усиления, структуры с малым количеством ям (от одной до трех) наименее эффективны (рис.2). В таких структурах при высоком уровне возбуждения КЯ населенность барьерных областей значительна. При большем числе ям (от шести до десяти) мощность генерации практически не зависит от их количества. Оптимальные потери составляют $\sim 20 \text{ см}^{-1}$.

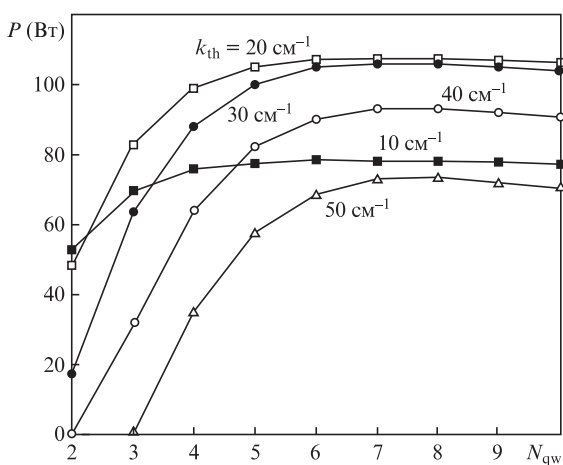


Рис.2. Зависимость мощности излучения от количества КЯ N_{qw} в активной области квантоворазмерной лазерной гетероструктуры Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs при различных коэффициентах потерь k_{th} ; $h\nu = 1.245 \text{ эВ}$, $J = 160 \text{ А}$, $d_b = 115 \text{ нм}$, $D = 10 \text{ см}^2/\text{с}$.

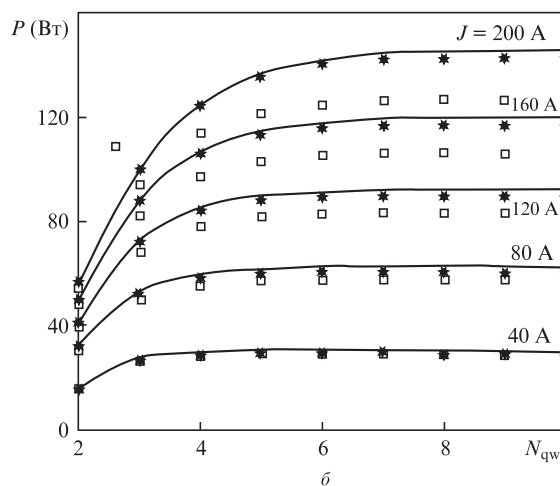
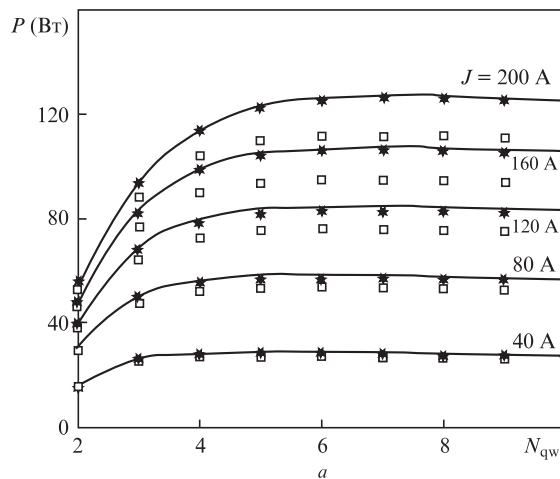


Рис.3. Зависимость мощности излучения от количества КЯ N_{qw} в активной области квантоворазмерной лазерной гетероструктуры Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs при различных токах J для энергии фотона $h\nu = 1.245 \text{ эВ}$ в случае практически однородного (сплошные линии, $D = 10 \text{ см}^2/\text{с}$) и неоднородного (квадраты, $D = 6 \text{ см}^2/\text{с}$) возбуждения КЯ при $d_b = 115 \text{ (а)}$ и 30 нм (б) . Звездочками показаны расчеты мощности в модели с однородным возбуждением барьерных слоев и КЯ на основе уравнений (3), (6); $k_{\text{th}} = 20 \text{ см}^{-1}$.

Как показано на рис.3, результаты расчета мощностных характеристик на основе системы уравнений (1)–(3) с учетом процессов захвата-выброса носителей заряда практически совпадают с результатами расчета для модели с однородным возбуждением барьерных слоев и КЯ на основе уравнений (3), (6). Это обусловлено тем, что при сравнительно небольшой глубине КЯ разность квазиуровней Ферми в барьерных областях ΔF_{bi} и в КЯ ΔF_{wi} не превышает 2 мэВ, что много меньше kT .

Неоднородное возбуждение КЯ приводит к снижению эффективности генерации, негативное влияние неоднородности возбуждения ям растет с увеличением тока инжекции. Уменьшить это влияние можно, разместив КЯ близко друг к другу. Расчеты структуры [8] показывают, что

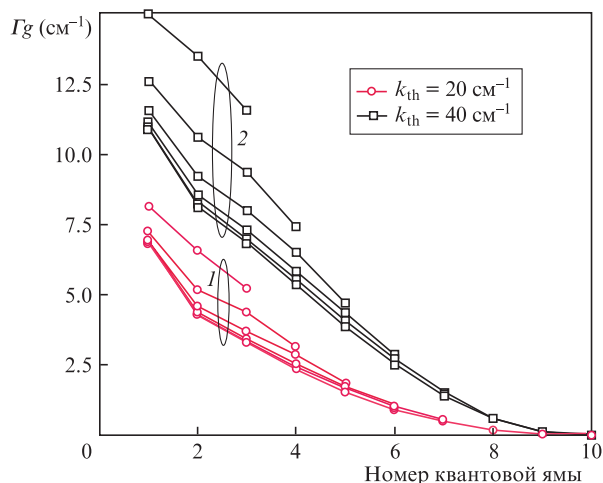


Рис.4. Распределение коэффициента усиления TE моды $\Gamma g(l\nu)$ по КЯ для активных областей с различным набором КЯ (от трех до десяти) при коэффициентах потерь $k_{th} = 20$ (1) и 40 см^{-1} (2); $J = 160 \text{ А}$, $d_b = 115 \text{ нм}$, $D = 6 \text{ см}^2/\text{с}$.

при уменьшении расстояния между КЯ с 115 нм (рис.3,а) до 30 нм (рис.3,б) можно ожидать увеличения мощности генерации на 10%. Отметим, что для активной области, состоящей из шести КЯ, при токе накачки $J = 130 \text{ А}$ экспериментально полученная мощность составляет 56 Вт [8]. Это согласуется с расчетным значением мощности ($\sim 85 \text{ Вт}$), если дополнительно учесть поглощение генерируемого излучения в подложке с коэффициентом поглощения свободными носителями $\sim 5 \text{ см}^{-1}$.

Следует отметить, что представленные результаты получены при постоянной температуре 300 К. Как показывают расчеты, учет нагрева активной области приводит к снижению мощности излучения на 10%–15% на каждый прирост температуры в 50 К. При этом положение оптимума мощности излучения в зависимости от числа КЯ в диапазоне 300–400 К не изменяется.

При сильно неоднородном возбуждении часть КЯ может не участвовать в усилении излучения. Поэтому оптимальное количество КЯ уменьшается по сравнению со случаем однородного возбуждения. При этом число «рабочих» (усиливающих) КЯ растет с увеличением коэффициента потерь. Как видно из рис.4, для лазерных структур с числом КЯ больше пяти кривые распределения коэффициента усиления по КЯ практически совпадают. При этом для КЯ с седьмой по десятую коэффициент модового усиления меньше 1 см^{-1} и стремится к нулю с увеличением номера КЯ. Таким образом, оптимальное число КЯ в зависимости от коэффициента потерь и тока накачки составляет 5 ± 1 .

5. Заключение

Таким образом, создана модель расчета мощностных характеристик лазерных структур с учетом неоднородного возбуждения КЯ, процессов рекомбинации в барьерных областях и эффектов нелинейного усиления. Показано, что при увеличении числа КЯ мощность генерации в лазерных структурах $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}/\text{GaAs}$ сначала существенно возрастает, затем незначительно снижается. При этом оптимальное количество КЯ составляет 5 ± 1 в широком диапазоне токов инжекции. Неоднородное возбуждение структуры приводит к снижению мощности генерации по сравнению с однородным возбуждением. В рассмотренной структуре [8] уменьшение толщины барьерных слоев между КЯ с 115 до 30 нм приводит к увеличению мощности генерации на 10%. При этом максимальные мощности при токе накачки 160 А реализуются при коэффициенте потерь $\sim 20 \text{ см}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проекты № Ф12Р–107, 12-02-90024–Бел).

1. Геловани В.А., Скороходов А.П., Швейкин В.И. *Высокоэффективные высокоомощные диодные лазеры нового типа* (М.: URSS, 2005).
2. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л. и др. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
3. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
4. Scifres D.R., Streifer W., Burnham R.D. *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1), 23 (1976).
5. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Алавердян Ю.С. и др. *Квантовая электроника*, **27** (5), 131 (1999).
6. Богатов А.П., Дракин А.Е., Швейкин В.И. *Квантовая электроника*, **26** (1), 28 (1999).
7. Звонков Н.Б., Звонков Б.Н., Ершов А.В., Ускова Е.А., Максимов Г.А. *Квантовая электроника*, **25** (7), 622 (1998).
8. Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Колесников М.Н., Дикарёва Н.В., Алёшкин В.Я., Дубинов А.А. *Вестник Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского*, № 1 (1), 30 (2012).
9. Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Карзанова М.В., Дикарева Н.В. и др. *Квантовая электроника*, **42** (10), 931 (2012).
10. Keating T., Jin X., Chuang S.L., Hess K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (10), 1526 (1999).
11. Kononenko V.K., Manak I.S., Nalivko S.V. *Spectrochim. Acta, Part A*, **55** (10), 2091 (1999).
12. Ушаков Д.В., Кононенко В.К. *Квантовая электроника*, **38** (11), 1001 (2008).
13. Issanchou O., Barrau J., Idiart-Alhor E., Quillec M. *J. Appl. Phys.*, **78** (6), 3925 (1995).
14. Ahn D., Chuang S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24** (12), 2400 (1988).
15. Грибковский В.П. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск: Наука и техника, 1975, с. 102).
16. Van de Walle C.G. *Phys. Rev. B*, **39** (3), 1871 (1989).
17. Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Гавриленко Л.В., Красильник З.Ф., Курицын Д.И. и др. *ФТП*, **46** (7), 940 (2012).