

Получение широкого спектра волноводного усиления в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах на основе $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$

Д.В.Ушаков, В.К.Кононенко

В рамках четырехзонного $k\mathbf{r}$ -метода проведен детальный теоретический анализ спектров волноводного усиления асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе соединений $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$. Предложена эффективная процедура получения широкого и практически плоского спектра усиления. Рассчитаны конструкции полупроводниковых излучателей с различными наборами неоднородно возбужденных квантовых ям, дающих широкий спектр волноводного усиления в диапазонах 1.28–1.525 и 1.36–1.6 мкм.

Ключевые слова: четверные соединения, волноводное усиление, $k\mathbf{r}$ -метод, набор квантовых ям, неоднородное возбуждение, широкий спектр, ИК область.

1. Введение

В задачах когерентной лазерной спектроскопии, для волоконно-оптических линий связи, химического анализа, метрологии и мониторинга окружающей среды требуются высокоэффективные перестраиваемые лазерные источники излучения, охватывающие спектральный диапазон 1.3–1.6 мкм. Генерацию излучения в этой области можно получить в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах на основе тройных и четверных соединений $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ [1–4] с набором неоднородно возбужденных квантовых ям различной ширины.

Идея неоднородного возбуждения квантовых ям предложена для соединений $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в [5, 6], где получен широкий спектр усиления, перекрывающий диапазон длин волн 0.79–0.85 мкм. Показано, что в квантоворазмерных лазерах длина волны, соответствующая излучательным межзонным переходам, зависит от толщины активных слоев. Квантовые ямы различной ширины усиливают излучение в разных диапазонах длин волн, поэтому суммарный спектр усиления квантоворазмерной гетероструктуры с такими квантовыми ямами может охватывать достаточно широкий спектральный диапазон.

Переход к тройным и четверным соединениям с меньшей шириной запрещенной зоны, лежащей в ИК области спектра, приводит к увеличению области усиления. В настоящей работе исследуются спектры волноводного усиления асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе соединений $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (квантовая яма) и $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ (барьерный слой), согласованных с подложкой InP.

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

В.К.Кононенко. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 70;
e-mail: lavik@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 21 апреля 2008 г., после доработки – 27 мая 2008 г.

2. Теоретический расчет

Для соединений $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ при расчете уровней энергии и волновых функций необходимо учитывать эффект смешения подзон валентной зоны. Поэтому в работе был применен четырехзонный $k\mathbf{r}$ -метод в приближении Люттинжера и Кона [7–9] с использованием метода конечных элементов [10, 11]. Параметры численного расчета для четверных соединений $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}_y\text{D}_{1-y}$ аппроксимировались по экспериментальным и теоретическим данным тройных ($\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$) и бинарных (AB) соединений согласно формуле [12]:

$$G_{\text{ABCD}}(x, y) = \frac{x(1-x)[yG_{\text{ABC}}(x) + (1-y)G_{\text{ABD}}(x)]}{x(1-x) + y(1-y)} + \frac{y(1-y)[xG_{\text{ACD}}(y) + (1-x)G_{\text{BCD}}(y)]}{x(1-x) + y(1-y)}, \quad (1)$$

$$G_{\text{ABC}}(x) = xG_{\text{AC}} + (1-x)G_{\text{BC}} - x(1-x)b_{\text{ABC}}.$$

Здесь в качестве G могут быть использованы эффективные массы электронов (m_e), параметры Люттинжера ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$), энергия спин-орбитального отщепления (ΔS_0), ширина запрещенной зоны (E_g), а также оптическая (ϵ_g) и статическая (ϵ) диэлектрические проницаемости. Данные интерполяции для соединений $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ и InP представлены в табл.1. При расчетах зонной структуры, уровней энергии и волновых функций глубина потенциальных ям в зоне проводимости и валентной зоне принималась равной 0.161 и 0.241 эВ.

Коэффициент усиления $K_j(\nu)$ на частоте ν для поляризации ТЕ или ТМ ($j = \text{ТЕ}$ или ТМ) в модели с выполнением правила отбора по волновому вектору для квантовой ямы шириной d рассчитывался согласно [1, 9]:

$$K_j(\nu) = \frac{e^2}{c\epsilon_0 m_e^2 n_a \nu d} \int \frac{dk_{\parallel}}{(2\pi)^2} \sum_{n,i} |M_{mj}|^2 \{f_e[E_{cn}(k_{\parallel})] + f_h[E_{vn}(k_{\parallel})] - 1\} F(h\nu - h\nu_0), \quad (2)$$

Табл.1. Параметры квантоворазмерной гетероструктуры $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{InP}$ ($T = 300$ K), использованные в численных расчетах.

Материал	m_c/m_e	γ_1	γ_2	γ_3	ΔS_0	E_g (эВ)	ε	ε_g
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	0.0430	13.8806	5.4732	6.2531	0.3296	0.735	14.09	11.47
$\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$	0.0646	9.9993	3.7764	4.5782	0.1914	1.137	13.25	10.52
InP	0.0795	5.0800	1.6000	2.1000	0.1080	1.357	12.50	9.61

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; f_c и f_h – функции распределения Ферми – Дирака для электронов и дырок; n_a – показатель преломления активной области структуры; $F(h\nu - h\nu_0)$ – гауссова функция уширения линии излучения. В выражении (2), кроме правила отбора по k_x и k_y , предполагалось выполнение правила отбора по квантовому числу n .

Матричные элементы прямых межзонных переходов $|M_{ln}|^2$ электрона с уровня l на уровень n тяжелой или легкой дырки при учете эффекта смешения зон имели следующий вид [1, 9]:

$$|M_{ln}|_{\text{TE}}^2 = \frac{1}{4} |\mathbf{P}_{cv}|^2 \left\{ \langle \phi_l | f_n^{3/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-3/2} \rangle^2 + \frac{1}{3} \left(\langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle^2 \right) + \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\langle \phi_l | f_n^{3/2} \rangle \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle + \langle \phi_l | f_n^{-3/2} \rangle \langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle \right) \cos 2\varphi \right\}, \quad (3)$$

$$|M_{ln}|_{\text{TM}} = \frac{1}{3} |\mathbf{P}_{cv}|^2 \left\{ \langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle^2 \right\}.$$

Здесь $|\mathbf{P}_{cv}|^2 = |\langle S | p_x | X \rangle|^2 = |\langle S | p_y | Y \rangle|^2 = |\langle S | p_z | Z \rangle|^2 \approx m_e^2 E_g / 2m$; $\varphi = \arctan(k_y/k_x)$; ϕ – огибающая волновая функция в зоне проводимости; f_n^v – огибающая волновая функция с магнитным квантовым числом $v = 3/2, -1/2, 1/2, -3/2$; $|S\rangle$ – волновая функция, соответствующая s -орбитали.

Поскольку в квантовой яме локализована не вся электромагнитная волна, необходимо рассчитать волновое усиление. Фактор оптического ограничения Γ находился из модели трехслойного волновода [13]. Для i -й квантовой ямы с учетом ТЕ- и ТМ-поляризаций выражения для Γ имеют следующий вид [13]:

$$\Gamma_{\text{TE}} = d_i \left[d + \frac{2}{d(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_c)} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$\Gamma_{\text{TM}} = d_i \left[d + \frac{2}{d(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_c)} \left(\frac{\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_c} \right) \left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_c} \right)^{3/2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где ε_i и ε_c – диэлектрические проницаемости i -й квантовой ямы и обкладок; $\varepsilon_{\text{eff}} = d^{-1} \int \varepsilon(z) dz$ и $\varepsilon_{\text{eff}}^{-1} = d^{-1} \int \varepsilon^{-1}(z) dz$ – эффективные диэлектрические проницаемости для ТЕ- и ТМ-моды соответственно. На длине волны $\lambda = 1.5$ мкм показатель преломления для соединений $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ и InP составляет 3.79, 3.39 и 3.24. Для системы из нескольких квантовых ям суммарный коэффициент волноводного усиления

$$g(v) = \sum_i g_i(v) = \sum_i \Gamma_i K_i(v). \quad (5)$$

Для расчета электрофизических параметров квантоворазмерной гетероструктуры применялась система ура-

внений, включающая уравнение Пуассона для нахождения электростатического потенциала φ и уравнения непрерывности для плотностей электронного (j_c) и дырочного (j_h) токов [14]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n + N_d - N_a),$$

$$\frac{\partial j_c}{\partial z} = eR, \quad j_c = \mu_e n \frac{\partial F_c}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial j_h}{\partial z} = -eR, \quad j_h = \mu_h p \frac{\partial F_h}{\partial z},$$

где n и p – концентрации электронов и дырок; N_a и N_d – концентрации ионизованных акцепторов и доноров; R – интегральная скорость рекомбинации; μ_e и μ_h – подвижности электронов и дырок; F_c и F_h – квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

3. Обсуждение результатов

Расчеты спектров волноводного усиления проводились в несколько этапов. На первом этапе на основе четырехзонного $k\mathbf{p}$ -метода при различных уровнях возбуждения рассчитывались энергетические и спектральные характеристики для квантовых ям шириной 2–15 нм. Полученная база данных применялась на втором этапе при оптимизации уровней возбуждения полупроводниковой системы из нескольких квантовых ям различной ширины с целью получения широкого и плоского спектра волноводного усиления в требуемом диапазоне длин волн. На третьем этапе на основе системы уравнений (6) определялись электрофизические характеристики, а также находились уровни легирования и толщины барьерных слоев с целью получения рассчитанных на втором этапе неоднородных уровней возбуждения квантовых ям.

В табл.2 представлены результаты вычисления основных уровней энергии, частот и длин волн переходов для квантовых ям различной ширины. Как следует из таблицы, используя наборы различных квантовых ям, мож-

Табл.2. Основные уровни энергии, частоты и длины волн переходов, рассчитанные при различных ширинах квантовых ям.

d (нм)	E_{c1} (мэВ)	E_{v1} (мэВ)	$h\nu_{c1v1}$ (мэВ)	λ_{c1v1} (мкм)
2	129	87	951	1.30
3	107	54	896	1.38
4	89	36	860	1.44
5	74	26	835	1.48
7	53	15	803	1.54
9	40	10	785	1.58
11	31	7	773	1.60
13	25	5.3	765	1.62
14	22	4.6	762	1.628
15	20	4.1	759	1.633

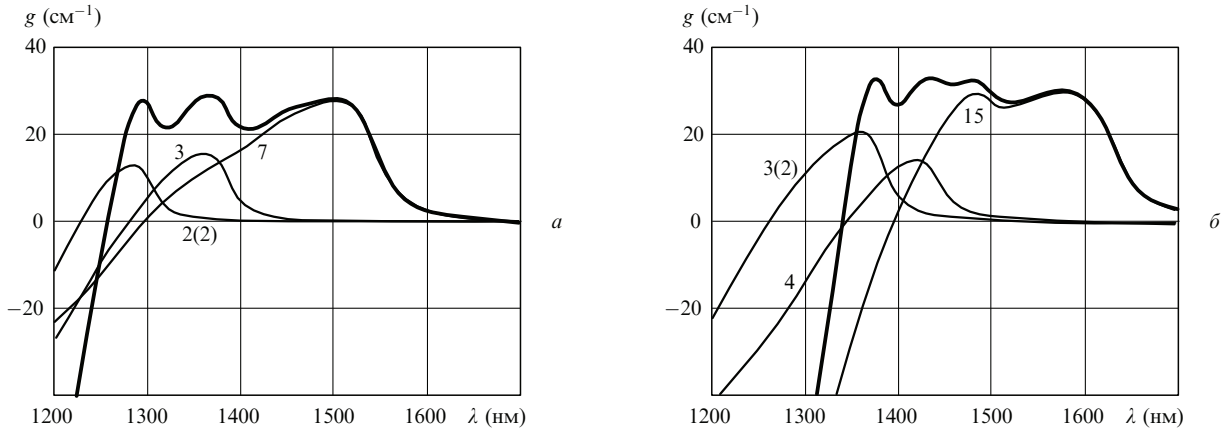


Рис.1. Спектры волноводного усиления ТЕ-моды для квантоворазмерной структуры $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.4}P_{0.6}$ с четырьмя квантовыми ямами с набором ширины 2(2)–3–7 нм (а) и 3(2)–4–15 нм (б) при неоднородном возбуждении квантовых ям, а также суммарный спектр модового усиления (жирная линия). Числа у кривых соответствуют ширинам квантовых ям d : а – две ямы с $d = 2$ нм – $\Delta F = 1.01$ эВ, $\Gamma = 2.4 \times 10^{-3}$; яма с $d = 3$ нм – $\Delta F = 0.97$ эВ, $\Gamma = 3.6 \times 10^{-3}$; яма с $d = 7$ нм – $\Delta F = 0.96$ эВ, $\Gamma = 8.4 \times 10^{-3}$ ($U = 1.015$ В, $j = 355$ А/см²) и б – две ямы $d = 3$ нм – $\Delta F = 0.99$ эВ, $\Gamma = 3.9 \times 10^{-3}$; яма с $d = 4$ нм – $\Delta F = 0.92$ эВ, $\Gamma = 5.2 \times 10^{-3}$; яма с $d = 15$ нм – $\Delta F = 0.89$ эВ, $\Gamma = 19.7 \times 10^{-3}$ ($U = 0.987$ В, $j = 373$ А/см²).

но получить широкий спектр излучения в диапазоне 1.3–1.6 мкм. На рис.1 приведены результаты численного расчета спектров волноводного усиления для многослойной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя наборами из четырех квантовых ям. В системе из квантовых ям шириной 2(2)–3–7 нм на уровне максимального коэффициента усиления $g_{max} = 25$ см⁻¹ диапазон усиления составляет 1.28–1.525 мкм. При этом на половине высоты две однородно возбужденные квантовые ямы шириной по 2 нм усиливают в области 1.25–1.3 мкм, квантовая яма шириной 3 нм – в диапазоне 1.31–1.39 мкм, а квантовая яма шириной 7 нм – в широкой области 1.36–1.54 мкм.

При использовании набора квантовых ям 3(2)–4–15 нм область усиления на уровне $g_{max} = 30$ см⁻¹ составляет 1.36–1.60 мкм. При этом две однородно возбужденные квантовые ямы шириной по 3 нм усиливают в области 1.29–1.39 мкм, квантовая яма шириной 4 нм – в диапазоне 1.36–1.54 мкм, а квантовая яма шириной 15 нм – в широкой области 1.43–1.63 мкм. Отметим, что в обоих случаях в коротковолновой области для компенсации поглощения широкой квантовой ямы используются две узкие квантовые ямы, а отклонения от заданного g_{max} составляют ~ 3 см⁻¹. При другом выборе квантовых ям

возможно получение и большего максимального коэффициента волноводного усиления с плоским спектром. Например, для набора 4(2)–5–15 нм диапазон усиления при $g_{max} = 40 - 50$ см⁻¹ составляет 1.42–1.6 мкм, а отклонения от g_{max} не превышают 1 см⁻¹.

На рис.2 представлены результаты численного решения системы уравнений (6) для структуры $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.4}P_{0.6}$ с подложкой InP и набора квантовых ям с ширинами 2(2)–3–7 нм и 3(2)–4–15 нм. С целью контроля уровней возбуждения в квантовых ямах (согласно данным рис.1) производилось легирование донорными примесями (концентрация 5×10^{17} см⁻³) барьерных слоев $Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.4}P_{0.6}$ и InP между второй и третьей, а также между третьей и четвертой квантовыми ямами; кроме того, подбирались толщины барьерных слоев. Рассчитанные значения напряжения U и плотности тока инжекции j для первой и второй структур составили 1.015 В, 355 А/см² и 0.987 В, 373 А/см² соответственно.

Отметим, что с ростом тока накачки спектр усиления трансформируется и его максимум смещается в коротковолновую область 1.25–1.35 мкм из-за увеличения, в основном, населенности в узких квантовых ямах, поэтому в длинноволновой области 1.5–1.6 мкм коэффициент усиления растет гораздо медленнее. Аналогичное поведение

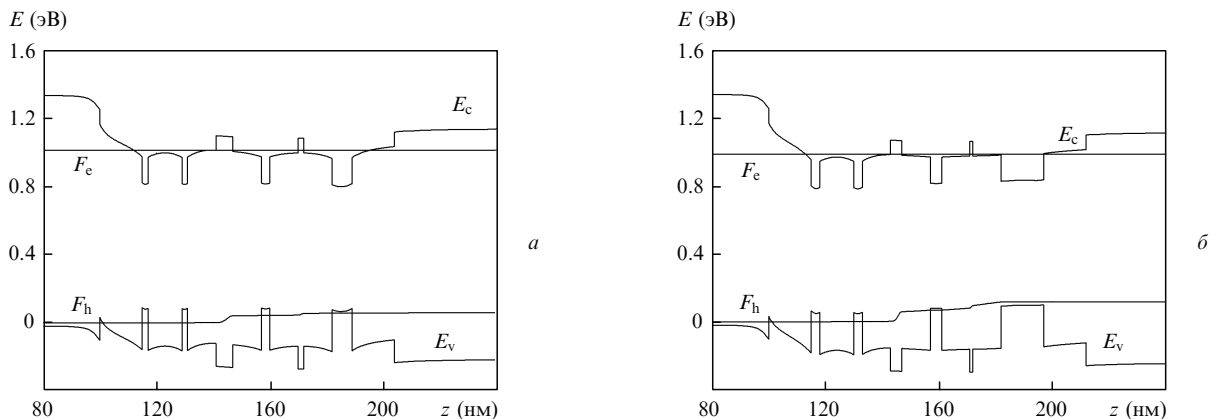


Рис.2. Распределение зоны проводимости $E_c(z)$ и валентной зоны $E_v(z)$ для системы $InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As/Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.4}P_{0.6}/InP$ многослойной гетероструктуры с четырьмя квантовыми ямами с набором ширины 2(2)–3–7 нм (а) и 3(2)–4–15 нм (б).

спектра результирующего модового усиления наблюдались для асимметричных квантоворазмерных гетероструктур на GaAs [5].

4. Заключение

Таким образом, в работе с учетом эффекта смещения подзон валентной зоны в приближении четырехзонного k_p -метода проведены расчеты спектров волноводного усиления квантоворазмерных гетероструктур в системе $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$. При неоднородном возбуждении квантовых ям различной ширины получен практически плоский широкий спектр волноводного усиления. В этом случае область плоского участка при различных наборах квантовых ям охватывает спектральные диапазоны 1.28–1.525 и 1.36–1.60 мкм. Предложенные конструкции асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{InP}$ могут применяться в качестве составных элементов оптоэлектронных и фотонных интегральных схем.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

1. Issanchou O., Barrau J., Idiart-Alhor E., Quillec M. *J. Appl. Phys.*, **78**, 3925 (1995).
2. Yamatoya T., Mori S., Koyama F., Iga K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 5121 (1999).
3. Hong-Quan Zhao, Li-Juan Yu, Yong-Zhen Huang. *J. Appl. Phys.*, **100**, 023513 (2006).
4. Манак И.С., Ушаков Д.В., Белявский В.С. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **72**, 262 (2008).
5. Kononenko V.K., Manak I.S., Nalivko S.V. *Spectrochim. Acta. Pt. A*, **55**, 2091 (1999).
6. Manak I.S., Kononenko V.K., Nalivko S.V. *Phys. Chem. Sol. State*, **6**, 666 (2005).
7. Luttinger J.M., Kohn W. *Phys. Rev.*, **97**, 869 (1955).
8. Пикус Г.Е., Бир Г.Л. *ФТТ*, **1**, 1642 (1959).
9. Наливко С.В., Манак И.С., Чиж А.Л. *Литовский физ. журн.*, **39**, 365 (1999).
10. Nakamura K., Shimizu A., Koshiha M., Hayata K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 889 (1989).
11. Yi J.C., Dagli N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 208 (1995).
12. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
13. Афоненко А.А., Манак И.С. *Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров* (Минск: изд-во Белгосуниверситета, 1997).
14. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. *Теория полупроводниковых лазеров* (Минск: изд-во Белгосуниверситета, 1995).