РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$/ $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ СТРУКТУР kp-МЕТОДОМ

Д. В. Ушаков, И. С. Манак

Белорусский государственный университет, Минск

В последние годы узкозонные гетероструктуры в системе твердых растворов GaSb-InAs активно исследуются как перспективные материалы для создания опто-электронных приборов, работающих в спектральном диапазоне 2-5мкм [1-3]. Наибольшие перспективы имеют инжекционные лазеры на многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах на основе четверных соединений $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$/$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$, в которых можно получить широкий спектр волноводного усиления в диапазоне 2.30–2.84 мкм [4] и реализовать оптические модули с разнесенными частотами генерации и одинаковой мощностью генерируемого излучения.

При расчете зонной энергетической диаграммы квантоворазмерных гетероструктур широко используется метод эффективной массы и огибающей волновой функции. Дисперсия энергетического спектра зоны проводимости достаточно точно описывается параболическим законом. При учете эффекта смешения дырочных состояний дисперсионные кривые валентной зоны не описываются квадратической зависимостью энергии дырок от компонентов волнового вектора. В этом случае для более точного расчета энергетических уровней тяжелых и легких дырок используется четырехзонный **k·p**-метод [5–7].

Коэффициент усиления на частоте ν в модели с выполнением правила отбора по волновому вектору для квантовой ямы шириной d рассчитывался по формуле [8, 9]

$$K_j(\nu) = \frac{e^2}{c\varepsilon_0 m_e^2 n_a \nu d} \sum_{n,i} \left|M_{nn}\right|_j^2 \left[f_e\left(E_{cn}\left(k_\parallel\right)\right) + f_h\left(E_{vin}\left(k_\parallel\right)\right) - 1 \right] \times \\ \times \frac{dk_\parallel}{(2\pi)^2} \delta\left[h\nu - E_{cn}\left(k_\parallel\right) + E_{vin}\left(k_\parallel\right) \right], \quad (1)$$

где $j=TE, TM$; n_a - показатель преломления активной области кристалла; f_e и f_h - функции распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок; $E_{cn}(k_{||})$ и $E_{vin}(k_{||})$ - энергии уровней участвующих в излучательной рекомбинации электрона и дырки. В формуле (1), кроме правила отбора по k_x и k_y, предполагалось выполнение правила отбора по квантовому числу n. Матричные элементы прямых межзонных переходов с учетом

поляризационной зависимости вероятности перехода электрона на уровень тяжелой или легкой дырки при учете эффекта смешения зон рассчитывались по формулам [10]

$$\left(M_{\ln}\right)^2_{TE} = \frac{1}{4}\left(P_{cv}\right)^2 \left\{\left(\phi_l \mid f_n^{3/2}\right)^2 + \left(\phi_l \mid f_n^{-3/2}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\left(\phi_l \mid f_n^{1/2}\right)^2 + \left(\phi_l \mid f_n^{-1/2}\right)^2\right) + \frac{2}{\sqrt{3}}\left(\left(\phi_l \mid f_n^{3/2}\right)\left(\left(\phi_l \mid f_n^{-1/2}\right) + \left(\phi_l \mid f_n^{-3/2}\right)\left(\left(\phi_l \mid f_n^{1/2}\right)\right)\cos 2\varphi\right\}, \quad (2)$$

$$\left|M_{\ln}\right|^2_{TM} = \frac{1}{3}\left|P_{cv}\right|^2 \left\{\left\langle \phi_l \middle| f_n^{1/2}\right\rangle^2 + \left\langle \phi_l \middle| f_n^{-1/2}\right\rangle^2\right\}. \quad (3)$$

Здесь $\left|P_{cv}\right|^2 = \left|\left\langle S \middle| p_x \middle| X\right\rangle\right|^2 = \left|\left\langle S \middle| p_y \middle| Y\right\rangle\right|^2 = \left|\left\langle S \middle| p_z \middle| Z\right\rangle\right|^2 \approx \frac{m_e^2 E_g}{2m_c}$; $\varphi = \mathrm{arctg}\left(k_y / k_x\right)$; E_g - ширина запрещенной зоны; n - номер энергетического уровня дырки, участвующей в переходе; l - номер энергетического уровня электрона; ϕ - огибающая волновая функция в зоне проводимости; $|S\rangle$ - волновая функция, соответствующая s-орбитали.

Как показывают численные расчеты, приведенные на рис. 1. *а* для переходов с участием уровня тяжелой дырки вблизи центра зоны Бриллюэна $|M_{ln}|^2_{TE}$ в несколько раз превосходит $|M_{ln}|^2_{TM}$. Наиболее сильно поляризационная анизотропия вероятности межзонных оптических переходов проявляется вблизи центра зоны Бриллюэна.

Спектры усиления квантоворазмерной гетероструктуры для TE- и TM-мод, приведены на рисунке 1 *б, в*. Основные отличия наблюдаются для коэффициента усиления TM-моды на частотах, соответствующих переходам электрона на первый уровень тяжелой дырки, что объясняется меньшими значениями квадрата матричного элемента TM-моды данного перехода, получаемыми **k·p**-методом. При этом $|M_{11h}|^2 \approx 0$ для TM-моды при $k_x < 0.1$ нм$^{-1}$, что вызывает равенство нулю коэффициента усиления на частотах, незначительно превышающих $h\nu_{11h}$. Полученные данные могут применяться для более детальных расчетов при конструировании инжекционных лазеров на основе четверных соединений $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}/Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ с широким спектром волноводного усиления.

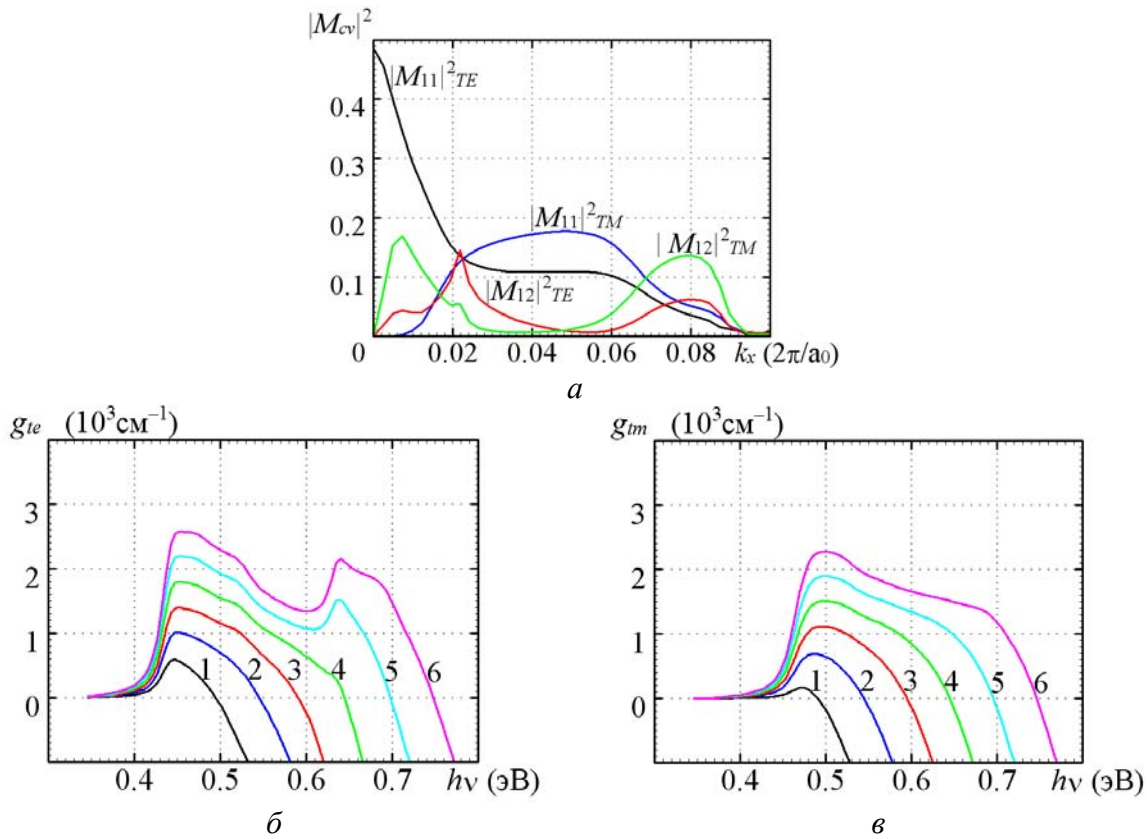

Рис. 1. (а) Квадраты матричных элементов межзонных переходов TE- и TM-мод, а также (*б, в*) спектры усиления $Ga_{0.6}In_{0.4}As_{0.36}Sb_{0.64}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ структуры для квантовой ямы толщиной 10 нм при различных разностях квазиуровней Ферми ΔF = 0.5 (1), 0.55 (2), 0.6 (3), 0.65 (4), 0.7 (5), 0.75 эВ (6)

1. *Hasenberg T.S., Miles R.H., Kost A.R., West L.* // IEEE J. Quant. Electron. 1997. V. 33, №8. P. 1403–1406.
2. *Mikhailova M.P., Titkov A.N.* // Semicond. Sci. Technol. 1994. V. 9, №7. P. 1279–1296.
3. *Андаспаева А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. и др.* // Письма ЖТФ. 1988. Т.14, №9. С.845–849.
4. *Manak I.S., Ushakov D.V., Bialiauski U.S.* // Physics and chemistry of solid state. 2007. V. 8, №4. P. 814-817.
5. *Seki S., Yamanaka T., Lui W.et. al.* // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30, №2. P.500–510.
6. *Luttinger J.M., Kohn W.*// Phys. Rev. 1955. V. 97, № 4. P.869–883.
7. *Пикус Г.Е., Бир Г.Л.* // ФТТ. 1959. Т. 1, № 11. С. 1642–1658.
8. *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.
9. *С.В. Наливко, И.С. Манак, А.Л. Чиж* // Литовский физический журнал. 1999. Т.39, № 4–5. С. 365–373.
10. *Ahn D., Chuang S.L.* // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30, № 2. P. 350–365.