

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ НА ПОГЛОЩЕНИЕ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs

Асп. *ГЕРАСИМОВИЧ А. А.*, канд. физ.-мат. наук, доц. *ЖОХОВЕЦ С. В.*

Белорусский национальный технический университет

Канд. физ.-мат. наук *ГОЛЬДХАН Р.*, докт. физ.-мат. наук *ГОБШ Г.*

Технический университет Ильменау (Германия)

Квантовое ограничение носителей заряда в полупроводниковых низкоразмерных структурах приводит к формированию дискретных энергетических уровней и значительному изменению их оптических свойств. Вследствие существования анизотропии валентной зоны (ВЗ) GaAs форма спектра поглощения зависит от кристаллографической ориентации структур с квантовыми ямами (КЯ).

В данной работе мы представляем сравнительные теоретические и экспериментальные исследования поглощения GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As одиночных квантовых ям шириной 6,8 нм (100)- и (311)-ориентациями структуры.

Зонная структура рассчитывалась *kp*-методом [1]. Из-за малого несоответствия постоянной решетки GaAs и Al_{0,33}Ga_{0,67}As механические напряжения в структуре не учитывались. Вследствие больших значений спин отщепленной зоны (СОЗ) и энергии запрещенной зоны GaAs взаимодействие СОЗ с ВЗ не учитывалось и зона проводимости (ЗП) считалась параболической. Зонная структура ВЗ для (100)-структуры при учете указанных выше ограничений описывается с помощью 4×4 оператора Гамильтона вида [2–5]:

$$H_{44} = \begin{bmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^* & P-Q & 0 & R \\ R^* & 0 & P-Q & S \\ 0 & R^* & S^* & P+Q \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$P = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 \left(k_p^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right); \quad Q = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 \left(k_p^2 + 2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right);$$

$$S = -i \frac{\hbar^2}{2m_0} 2\sqrt{3} \gamma_3 (k_x - ik_y) \frac{\partial}{\partial z};$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} (k_x - ik_y)^2 + \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{2} (k_x + ik_y)^2 \right).$$

Для упрощения системы дифференциальных уравнений была использована аксиальная аппроксимация [2–5], в рамках которой оператор Гамильтона (1) можно разложить на два блока:

$$H_{B3} = \begin{bmatrix} H_{22}^U & 0 \\ 0 & H_{22}^L \end{bmatrix} \text{ с элементами}$$

$$H_{22}^{U,L} = \begin{bmatrix} P \pm Q & |R| - i|S| \\ |R| + i|S| & P \mp Q \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где *U* соответствует спине вверх, а *L* – спине вниз.

Для (311)-ориентации использовался 2×2 оператор Гамильтона, приведенный в [5]. Дифференциальные уравнения решались методом конечных дифференциалов с шагом дискретизации в направлении роста (*z*) 0,1 нм. Другие параметры указаны в табл. 1. Параметры Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As

определялись линейной интерполяцией между параметрами AlAs и GaAs [4, 5].

Таблица 1

Величина	GaAs	Al _{0,33} Ga _{0,67} As
$m_{эфф}$	0,067	0,094
γ_1	6,85	5,66
γ_2	2,10	1,62
γ_3	2,90	2,34
E_g , эВ	1,519	2,051
ΔE_v , эВ	0,186 (0,65 ΔE_g)	
ΔE_c , эВ	0,346 (0,35 ΔE_g)	
L_z , нм	6,8	
L_B , нм	25	

В рамках формализма матриц плотности коэффициент поглощения КЯ определяется выражением

$$\alpha(\hbar\omega) = C \frac{2}{L_z} \sum_U \sum_{n,m} \int_0^\infty \frac{k_p}{2\pi} dk_p M_{nm}^U \times \times (k_p) \delta(E_n(k_p), E_m(k_p), \tau), \quad (3)$$

где C – константа, пропорциональная силе осциллятора; M_{nm}^U – матричный элемент оптического перехода; E_n и E_m – собственные энергии оператора Гамильтона (2) для подзон проводимости и валентных подзон соответственно; τ – время жизни носителей.

Заметим, что для плоских зон и в отсутствии электрических и магнитных полей нет отличия в матрицах (2) для U и L , что отражает множитель 2 в выражении (3). Матричные элементы (МЭ) для поляризованного параллельно плоскости КЯ света можно выразить через волновые функции (φ_{En} для n подзоны проводимости и g_{Em}^1 , g_{Em}^2 для m -валентной подзоны) оператора Гамильтона (2) как:

$$M_{nm}^U = \left(\frac{3}{4} \int_z \langle \varphi_{En}(z) | g_{Em}^1(z) \rangle^2 dz + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \int_z \langle \varphi_{En}(z) | g_{Em}^2(z) \rangle^2 dz \right) \frac{3}{2} m_0 E_p, \quad (4)$$

где m_0 и E_p – масса свободного электрона в вакууме и энергия Кейна.

Зонная структура ВЗ показана на рис 1. Через индексы h и l обозначены энергетические подзоны тяжелых и легких дырок соответственно, цифры означают порядковый номер подзоны. Для (100)-структуры было установлено, что ВЗ состоит из пяти энергетических подуровней (рис. 1), в то время как (311) – из шести, и имеются отличия в энергетическом положении. Из-за различия в эффективных массах и сильного взаимодействия друг с другом второй подуровень тяжелых дырок меняется местом с первым подуровнем легкой дырки для (311)-ориентации подложки.

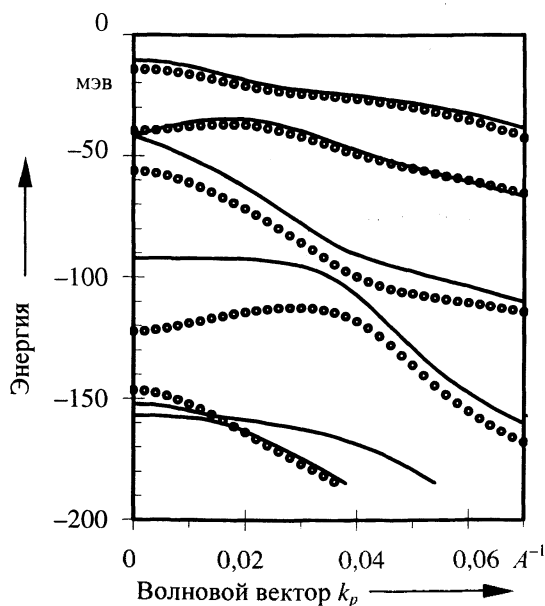


Рис. 1. Зонная структура ВЗ: o-o-o – (100)-; — – (311)-ориентации. Индексация уровней сверху вниз: направление (100) E_{h1} , E_{l1} , E_{h2} , E_{h3} , E_{l2} ; направление (311) E_{h1} , E_{h2} , E_{l1} , E_{h3} , E_{l2} , E_{h4}

МЭ оптических переходов между подзонами ВЗ и ЗП показаны на рис. 2. Видно, что МЭ переходов сильно взаимодействующих зон в (311)-случае ($E_{h2}-E_{l1}$ и $E_{l1}-E_{l1}$) существенно различаются, в то время как остальные МЭ не сильно отличаются друг от друга. В (311)-случае в окрестности $k_p = 0$ МЭ разрешенного перехода $E_{l1}-E_{l1}$ (т. е. когда разница между номерами подзон равна нулю) увеличивается практически вдвое и достигает значения, сравнимого с ориентацией (100), МЭ запрещенного перехода $E_{h2}-E_{l1}$ резко спадает и превращается в нуль при $k_p = 0$ аналогично (100)-случаю.

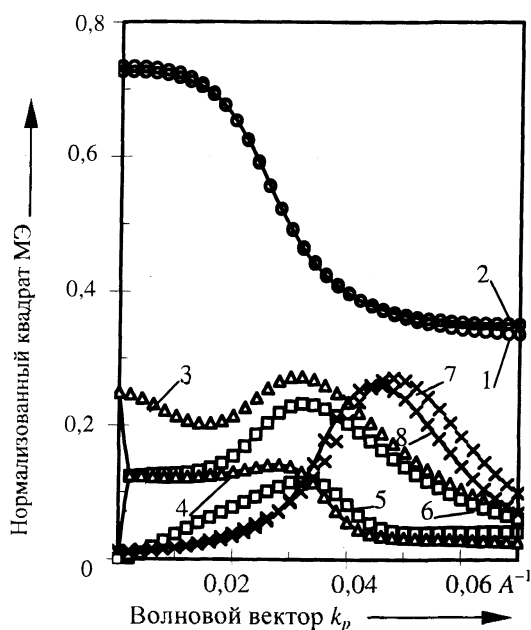


Рис. 2. Нормализованный квадрат МЭ для первых четырех оптических переходов: $E_{h1}-E_1$ (1 – (100)-подложка; 2 – (311)-подложка); $E_{h1}-E_1$ (3 – (100)-подложка; 4 – (311)-подложка); $E_{h2}-E_1$ (5 – (100)-подложка; 6 – (311)-подложка); $E_{h3}-E_1$ (7 – (100)-подложка; 8 – (311)-подложка)

На рис. 3 показан коэффициент поглощения для двух ориентаций структуры и экспериментальный спектр возбуждения фотолюминесценции для образца с дырочным газом и ориентацией подложки (311)А. При расчете экситонные эффекты не учитывались. Достаточно хорошее совпадение эксперимента с теорией было найдено при ширине КЯ 7,1 нм (не показано).

На рис. 3 видно, что порог поглощения для (311)-структуры находится в стороне меньших энергий как для переходов через первый, так и через второй подуровни электронов.

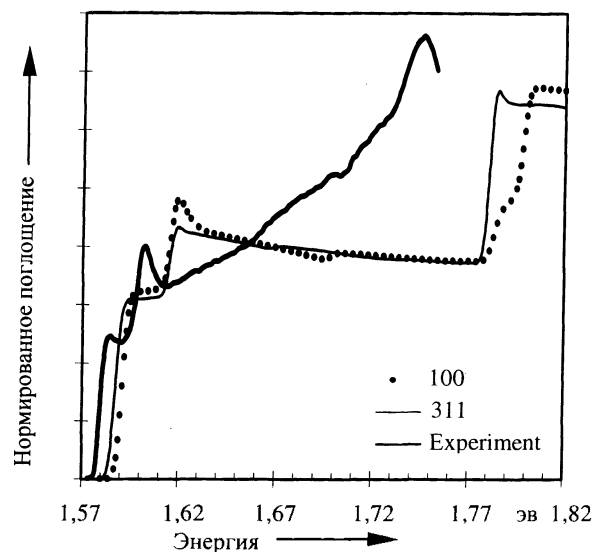


Рис. 3. Спектр поглощения зона-зона для (100)- и (311)-ориентаций подложек и PLE

Было установлено, что непараболичность ВЗ приводит к наличию в спектре поглощения экситоноподобности переходов и запрещенных переходов, а анизотропия ВЗ – к существенному изменению формы поглощения: а) энергетических положений оптических переходов; б) их вероятностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Luttinger M., Kohn W. // Phys. Rev. – 1955. – № 97, 869.
2. Broido D. A., Sham L. J. // Phys. Rev. B. – 1985. – № 31, 888.
3. Ahn D., Chuang S. L. // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – № 12, 2400.
4. Chuang S. L. Physics of optoelectronic devices. – Wiley-Interscience publication, 1995.
5. Nakov V. Modellierung der statischen elektronischen Eigenschaften von Halbleiterschichtstrukturen: Dissertation, Shaker Verlag, 1998.