УДК 621.373.826

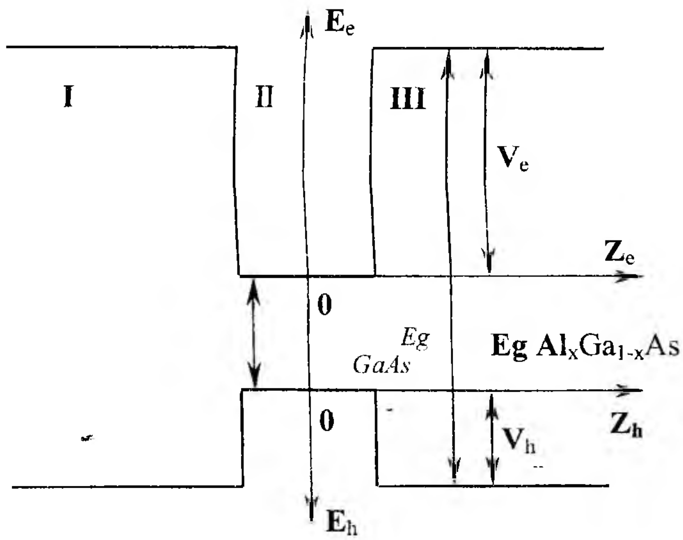
А. Г. ПАЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ В КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ. ЧАСТЬ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Современный уровень развития технологии производства квантоворазмерных структур (КРС) на основе полупроводниковых материалов и их твёрдых растворов требует адекватного описания физических процессов, протекающих в таких структурах. Это необходимо для расчёта рабочих режимов приборов наноэлектроники, большинство рабочих областей которых представляют собой квантоворазменые структуры. Характеристики приборов этого класса определяются различного рода взаимодействиями частиц и квазичастиц в КРС с внешними воздействиями, в том числе с внешним электрическими и магнитными полями. Изучению влияния стационарных электрических полей на процессы, протекающие в КРС посвящён целый ряд работ, в частности работы [1- 4].

Влияния внешнего электрического поля на состояния частицы в квантовой яме изучалось в фундаментальных работах квантовой теории, таких как [5-7]. В этих работах была развита теория возмущений, на основании которой разработаны методы решения уравнения Шредингера с учётом оператора возмущения, описывающего внешнее воздействие на квантовую систему. Однако возможности вычислительной техники в тот период времени были таковы, что позволяли использовать эту теорию для ограниченного круга задач. В данной работе для учёта влияния внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в одномерной КРС предлагается использовать теорию возмущений.

Рассмотрим одномерную квантоворазмерную структуру на основе соединения GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$, энергетическая диаграмма которой представлена на рисунке.



Волновые функции и собственные значения энергии электронов и дырок в этой структуре, определяются при решении уравнения Шредингера в отсутствии внешнего электрического поля [8]:

$$\hat{H}_0 \Psi^0 = E_0 \Psi^0 . \tag{1}$$

Для области ямы (область II на рисунке), чётные решения:

$$\Psi_2^+ = B_2 \cos(k_2 z). \tag{2}$$

нечётные решения:

$$\Psi_2^- = A_2 \sin(k_2 z). \tag{3}$$

Для областей барьеров (области I и III на рисунке):

$$\Psi_1 = B_1 e^{(k_1 z)} \tag{4}$$

и

$$\Psi_3 = A_3 e^{-(k_1 z)}. \tag{5}$$

Коэффициенты при гармонических и экспоненциальных составляющих:

$$B_2 = 1 \Big/ \sqrt{\frac{L}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \sin(k_2 z)}, \tag{6}$$

$$A_2 = 1 \Big/ \sqrt{\frac{L}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \sin(k_2 z)}, \tag{7}$$

$$B_1 = A_3 = \sqrt{2k_1} e^{\left(k_1 \frac{L}{2}\right)}. \tag{8}$$

Здесь

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_1^* (V_0 - E)}, \tag{9}$$

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_2^* E}. \tag{10}$$

Собственные значения энергии электронов или дырок, для чётных функций:

$$E = \frac{\hbar^2}{L \cdot m_2^*} \left[n\pi - \arccos\left(\sqrt{\frac{m_1^* E}{m_1^* E + m_2^* (V_0 - E)}} \right) \right], \; n \text{ - нечётное,} \tag{11}$$

для нечётных функций:

$$E = \frac{\hbar^2}{L \cdot m_2^*} \left[n\pi - \arcsin\left(\sqrt{\frac{m_1^* E}{m_1^* E + m_2^* (V_0 - E)}} \right) \right], \; n \text{ - чётное.} \tag{12}$$

где m_1^* и m_2^* – эффективные массы частиц в области барьера и ямы соответственно;

$\hbar$ – постоянная Дирака;

V_0 – высота потенциального барьера для электронов V_e и дырок V_h;

E – искомое собственное значение энергии частицы;

z – текущая координата;

L – ширина квантово ограниченного слоя.

Рассмотрим движение частиц и квазичастиц (электронов и дырок) в одномерной потенциальной яме, ограниченной равновысокими, полубесконечными по ширине, симметричными прямоугольными потенциальными барьерами высотой V_0 (для электронов $V_0 = V_e$, для дырок $V_0 = V_h$).

Будем считать, что на частицы, находящиеся в такой яме, действует возмущение в виде внешнего стационарного электрического поля напряженностью $\vec{E}$, направленное вдоль оси z. В этом случае оператор Гамильтона, входящий в уравнение Шредингера (1) записывается так:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}', \tag{13}$$

где $\hat{V}'$ – оператор возмущения.

Для данного случая оператор $\hat{V}'$ равен:

$$\hat{V}' = -e\vec{E}\vec{z}\,, \tag{14}$$

здесь e – заряд электрона; $\vec{E}$ – напряженность внешнего поля.

Учитывая (13) и (14) уравнение Шредингера запишется так:

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}'\right)\Psi = E\Psi \tag{15}$$

или

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{V}_0 - e\vec{E}\vec{z}\right)\Psi = E\Psi\,. \tag{15, a}$$

Введём обозначения:

$$\hat{H}_0 + \hat{V}_0 = \hat{H}^0\,, \tag{16}$$

где $\hat{H}^0$ – гамильтониан, собственные значения энергии которого E^0 и собственные функции Ψ^0 удовлетворяют стационарному уравнению Шредингера (1) в отсутствие внешнего электрического поля.

С учётом (16) уравнение (15 а) перепишется так:

$$\left(\hat{H}^0 - e\vec{E}\vec{z}\right)\Psi = E\Psi\,. \tag{17}$$

Согласно теории возмущений [6, 7] решения для E и Ψ ищутся в виде рядов:

$$E = E^0 + E^{(1)} + E^{(2)} + E^{(3)} + \ldots, \tag{18}$$

$$\Psi = \Psi^0 + \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \Psi^{(3)} + \ldots, \tag{19}$$

где $E^{(1)}$, $\Psi^{(1)}$ – величины первого порядка малости по отношению к E^0 и Ψ^0; $E^{(2)}$, $\Psi^{(2)}$ – величины второго порядка малости по отношению к E^0 и Ψ^0 и т.д.

Подставляя (18) и (19) в (17), получим для волновой функции Ψ_k с учётом первого приближения теории возмущений следующее выражение:

$$\Psi_k = \Psi_k^0 + \Psi_k^{(1)}, \tag{20}$$

где

$$\Psi_k^{(1)} = \sum_{\substack{l \\ l \neq k}} \left(\frac{V'_{lk}}{E_l^0 - E_k^0} \Psi_l^0 \right). \tag{21}$$

Для собственного значения энергии E_k:

$$E_k = E_k^0 + E_k^{(1)}. \tag{22}$$

Здесь

$$E_k^{(1)} = V'_{kk}, \tag{23}$$

$$V'_{kk} = \int \Psi_k^{0*} \hat{V}' \Psi_k^0 dz, \tag{23, a}$$

где Ψ'^0_k и Ψ^0_l – волновые функции невозмущённого гамильтониана из уравнения (1), которые определяются по формулам (2), (3); E_l^0 и E_k^0 собственные значения энергии невозмущённого гамильтониана из уравнения (1), которые определяются по формулам (9, 10).

Список литературы: 1. *Time-resolved exciton transfer in GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As double-quantum-well structures* /Ferreira R., Rolland P., Roussignol Ph., Delalande C., Vinattieri A., Carraresi L., Colocci M., Roy N., Sermage B., Palmer J.F., Etienne B. // Phys. Rev. B. 1992 Vol. 45, N. 20. P. 11782-11794. 2. *Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect* / Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. // Phys. Rev. Letters B. 1984. Vol. 53, N. 22. P. 2173-2176. 3. *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures* / Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A.// Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32, N. 2. P. 1043-1060. 4. *Mitsuru Matsuura, Tsuneo Kamizato.* Subbands and excitons in a quantum-well in an electric field // Phys. Rev. 1986. B. Vol. 33, N. 12. P. 8385 – 8389. 5. *Ферми Э.* Квантовая механика (конспект лекций) М.: Мир, 1968. 367 с. 6. *Бом Д.* Квантовая теория: Изд. 2-е. М.: Наука, 1965. 727 с. 7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика (нерелятивистская теория): Изд. 2-е. М.: Физматгиз, 1963. 704 с. 8. *Пащенко А.Г., Ванцан В.М.* Исследование стационарных энергетических состояний экситонов Ванье-Мотта в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе квантоворазмерных структур // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 85-92.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.11.2000