

УДК 621.315

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ВОДОРОДОПОДОБНОЙ ДОНОРНОЙ ПРИМЕСИ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

В.Н. МУГНЕЦЯН, М.Г. БАРСЕГЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 июня 2007 г.)

Изучено влияние продольного магнитного и поперечного электрического полей на энергию связи водородоподобной донорной примеси в полупроводниковой квантовой проволоке круглого сечения, аппроксимируемой цилиндрической ямой конечной глубины. Показано, что как магнитное и электрическое поля, так и расстояние примеси от оси проволоки являются эффективными средствами воздействия на энергию связи.

1. Введение

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованию электронных состояний водородоподобных примесей в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах, находящихся во внешнем электрическом и магнитном полях. Это обусловлено широкими возможностями целенаправленного изменения энергий связи примесей и, тем самым, управления электронными и оптическими свойствами приборов на основе таких гетероструктур [1-8].

Энергия связи примеси, находящейся на оси цилиндрической квантовой проволоки (КП), в продольном магнитном поле вычислена в работах [9,10], соответственно, в рамках модели бесконечного и конечного ограничивающего потенциала. В работе [11] вычислена энергия связи примеси, находящейся в КП с бесконечным потенциалом при наличии как магнитного, так и электрического полей, а в [12] исследовано влияние магнитного поля на зависимость энергии связи $1s$ -, $2p$ -, $3p$ -подобных состояний от радиуса КП и положения примеси. В работе [13] показано, что поперечное электрическое поле снимает вырождение энергии связи по симметричным относительно оси КП положениям примеси и, в зависимости от ее положения, может способствовать появлению или исчезновению возбужденных примесных состояний.

В данной работе в рамках вариационного приближения исследовано влияние однородного электрического и магнитного полей на энергию связи

водородоподобной донорной примеси, смещенной от оси цилиндрической КП, аппроксимируемой прямоугольной потенциальной ямой конечной глубины. Получены зависимости энергии связи от электрического и магнитного полей, а также от положения примеси.

2. Теория

Рассмотрим цилиндрическую КП с прямоугольным потенциалом конечной глубины в магнитном и электрическом полях. Предположим, что вектор индукции магнитного поля направлен вдоль оси проволоки (ось z), вектор напряженности электрического поля – перпендикулярно оси проволоки (ось x). Донорная примесь находится в точке с координатами $(x_i, 0, 0)$.

Гамильтониан, описывающий поперечное движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид

$$\hat{H}_2 = \hat{H}_1 + \frac{2}{\sqrt{z^2 + (t - t_i)^2}}, \quad (1)$$

где

$$\hat{H}_1 = \hat{H}_0 + \eta t \cos \varphi \quad (2)$$

– гамильтониан электрона в цилиндрической системе координат в магнитном и электрическом полях в отсутствие примеси, а

$$\hat{H}_0 = - \left[\frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial t} \left(t \frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{1}{t^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] - i\gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{4} \gamma^2 t^2 + v(t) \quad (3)$$

– гамильтониан электрона в магнитном поле. В формулах (1)–(3) введены следующие обозначения: $\gamma = (a_B/l_B)^2$, $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, $v(t)$ – ограничивающий потенциал КП ($v(t) = 0$ при $t \leq r$ и $v(t) = v_0$ при $t > r$), t_i – радиус-вектор примеси, $(t - t_i)^2 = t^2 + t_i^2 - 2tt_i = t^2 + x_i^2 - 2tx_i \cos \varphi$, $\eta = eFa_B/E_R$, F – напряженность электрического поля, r – радиус КП. Все расстояния выражены в эффективных боровских радиусах a_B , а энергии – в эффективных ридберговских энергиях E_R .

Следуя вариационному принципу, волновую функцию основного состояния электрона в КП без примеси в электрическом и магнитном полях запишем в виде

$$\psi_1(t, \varphi, z; \alpha) = N_1 \exp(ikz - \alpha t \cos \varphi) g_0(t), \quad (4)$$

где N_1 – постоянная нормировки, α – вариационный параметр, определяемый с помощью минимизации собственного значения оператора (2):

$$\varepsilon_1 = \langle \psi_1(t, \varphi; \alpha) | \hat{H}_1 | \psi_1(t, \varphi; \alpha) \rangle,$$

$$g_0(t) \equiv g_{n,l}(t) |_{l=0, n=0},$$

$$g_{n,l}(t) = N_{n,l} \exp(-\gamma t^2/4) (\gamma t^2/2)^{|l|/2} \begin{cases} F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2), & t \leq r, \\ \frac{F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma r^2/2)}{U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma r^2/2)} U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2), & t > r \end{cases} \quad (5)$$

– радиальная волновая функция электрона в отсутствие примеси и электрического поля, $N_{n,l}$ – нормировочная постоянная, $F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2)$ и $U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2)$ – вырожденные гипергеометрические функции [14], $a_{nl} = \epsilon_{nl}/2\gamma - (|l|+1)/2$, $b_{nl} = a_{nl} - v_0/2\gamma$, $\epsilon_{n,l}$ – энергия электрона в отсутствие примеси и электрического поля [12], n и l – квантовые числа.

Волновую функцию основного примесного состояния представим в виде

$$\psi_2(t, \varphi, z; x_i, \alpha_0, \beta) = N_2 \exp\left\{-\beta\sqrt{z^2 + (t-t_i)^2}\right\} \psi_1(t, \varphi, z; \alpha_0), \quad (6)$$

где β – вариационный параметр, N_2 – постоянная нормировки, α_0 – значение вариационного параметра α , при котором энергия ϵ_1 принимает минимальное значение [15].

Энергия основного примесного состояния дается выражением

$$\epsilon_2 = \min_{\beta} \langle \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta) | \hat{H}_2 | \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta) \rangle, \quad (7)$$

где под $\min_{\beta} f$ подразумевается минимальное по β значение функции f , а энергия связи определяется как $\epsilon_b = \epsilon_1 - \epsilon_2$.

3. Обсуждение

Расчеты проведены для системы GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs, со значениями параметров $n=3.3$, $m=0.067m_0$, $E_R=5.2$ мэВ, $a_B=104$ Å, $v_0=50$, $r=1$ (концентрация сплава $x \approx 0.35$) [16].

На рис.1 приведены зависимости плотности вероятности (в единицах a_B^{-3}) нахождения электрона в плоскости $z=0$ для основного примесного состояния. Поскольку направление оси x – выделенное, графики удобно представлять в декартовых координатах.

В отсутствие электрического поля (рис.1a) максимум плотности вероятности расположен вблизи примеси и смещен в сторону оси КП, ввиду наличия ограничивающего потенциала. Электрическое поле, направленное по оси x , смещает электрон в область отрицательных значений x (рис.1b) [17,18]. Резко выраженный максимум наблюдается вблизи примеси, когда электрическое поле направлено противоположно оси x (рис.1c), так как область локализации электрона смещается в область положительных значений x , где находится примесь. Ввиду симметрии системы относительно плоскости $y=0$ все графики симметричны относительно этой плоскости.

На рис.2 представлены зависимости энергии связи от положения примеси для различных значений индукции магнитного поля и напряженности электрического поля. В отсутствие электрического поля (кривые 1) эти зави-

симости симметричны относительно начала координат. Сильная зависимость от положения примеси и высокий максимум энергии связи при наличии магнитного поля обусловлены локализацией электрона в приосевой области. Смещение электрона под влиянием электрического поля (рис.1б,с) приводит к соответственному смещению максимумов (кривые 2,3).

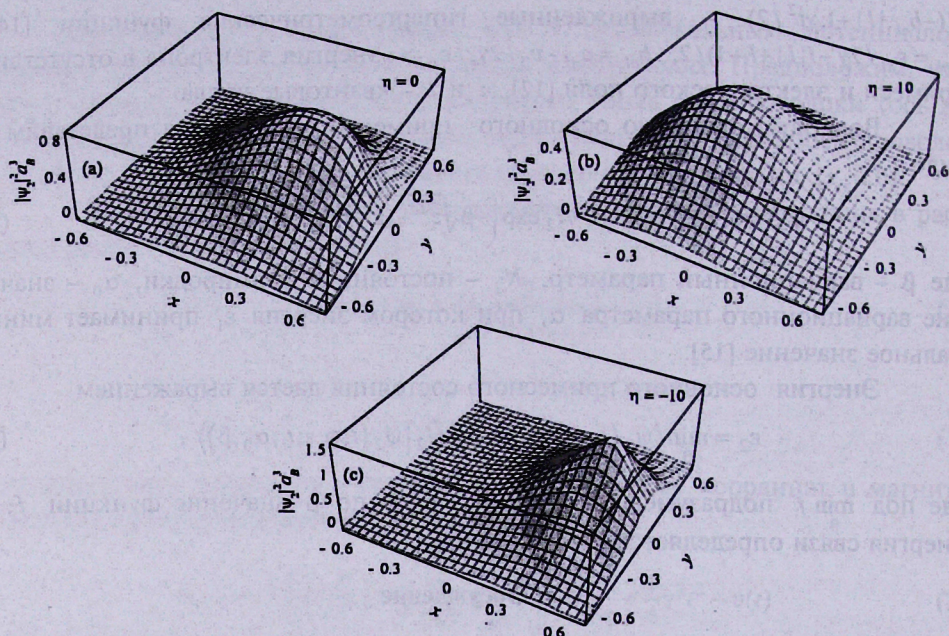


Рис.1. Зависимость плотности вероятности от безразмерных декартовых координат $x = X/a_B$ и $y = Y/a_B$ ($z=0$) при значении параметра $\gamma=5$ для различных значений напряженности электрического поля. Примесь находится в точке $(0.5, 0, 0)$.

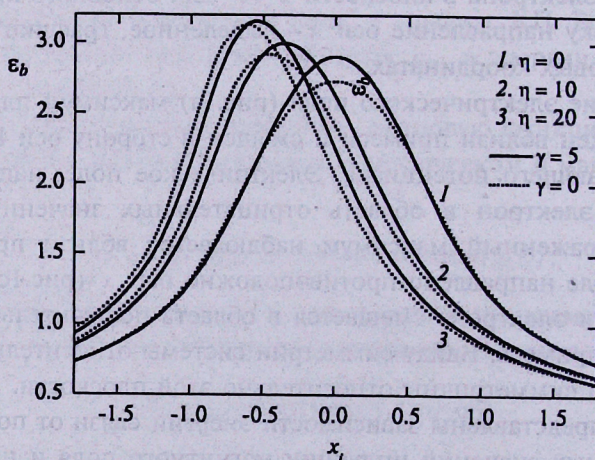


Рис.2. Зависимость энергии связи от координаты примеси.

На рис.3 показаны зависимости энергии связи от напряженности электрического поля для различных значений индукции магнитного поля и положения примеси. Когда примесь находится на оси КП, в соответствии с симметрией системы энергия связи не зависит от ориентации электрического поля (кривые 1). При увеличении магнитного поля энергия связи увеличивается для всех значений напряженности электрического поля, а зависимость от электрического поля ослабевает ввиду дополнительного пространственного ограничения электрона магнитным полем. Аналогичное поведение наблюдается и при сравнительно малом расстоянии примеси от оси КП (кривые 2) с той лишь разницей, что максимум кривой смещен в сторону отрицательных значений η . Иначе обстоит дело для случаев $x_i = 0.5$ и $x_i = 1$ (кривые 3 и 4). При больших положительных значениях электрического поля электрон локализован в области отрицательных значений x (рис.1b), вследствие чего под влиянием магнитного поля эффективное расстояние между электроном и примесью уменьшается, приводя к увеличению энергии связи. С уменьшением напряженности электрического поля электрон из области отрицательных x приближается к приосевой области, т.е. к примеси, что также приводит к увеличению энергии связи. При этом, начальное увеличение происходит сравнительно медленно в случае наличия дополнительного ограничения магнитным полем, вследствие чего при некоторых значениях электрического поля энергия связи для $\gamma = 0$ становится больше энергии связи для $\gamma = 5$ (кривые 3 и 4). При больших отрицательных значениях напряженности электрического поля скорость изменения энергии связи в случае наличия магнитного поля начинает превалировать над скоростью ее изменения в случае отсутствия магнитного поля. Это связано с тем, что магнитное поле препятствует удалению части электронного облака, находящегося в области $|x| > x_i$, от примеси, что ослабляет увеличение энергии связи с увеличением электрического поля (кривые 3). Последний эффект не наблюдается, когда примесь находится на границе КП (кривые 4).

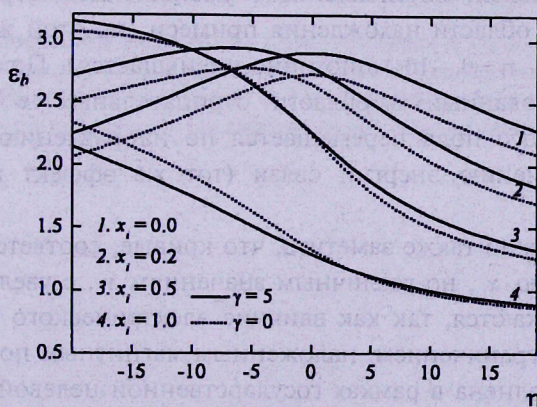


Рис.3. Зависимость энергии связи от напряженности электрического поля.

На рис.4 представлены зависимости энергии связи от индукции магнитного поля для различных значений напряжённости электрического поля и координаты x_i примеси. Когда примесь находится на оси КП, энергия связи увеличивается с увеличением магнитного поля для всех значений напряжённости электрического поля ввиду локализации электрона в приосевой области. Отметим, что кривые, соответствующие значениям $\eta = 10$ и $\eta = -10$, совпадают вследствие симметрии относительно плоскости $x = 0$.

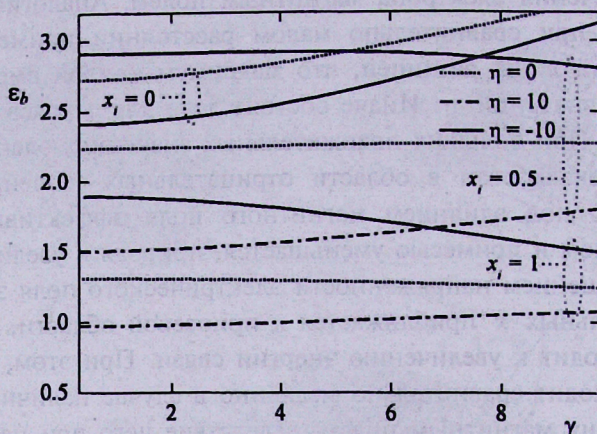


Рис.4. Зависимость энергии связи от индукции магнитного поля.

Когда примесь смещена от оси на половину радиуса КП ($x_i = 0.5$), кривые, соответствующие различным значениям напряжённости электрического поля, ведут себя по разному. В случае $\eta = 0$ энергия связи медленно растёт из-за смещения электронного облака из области $t > t_i$ в область $t \leq t_i$ [19]. При $\eta = -10$ наблюдается сильная локализация электрона у примеси (рис.1c), чем обусловлено большое значение энергии связи при $\gamma = 0$. При увеличении магнитного поля начальное увеличение, связанное с перемещением электронного облака из области $t > t_i$ в область $t \leq t_i$, сменяется уменьшением энергии связи, обусловленным уменьшением вероятности нахождения электрона в области нахождения примеси (по этой же причине энергия связи для $t_i = 1$, $\eta = 0, -10$ монотонно уменьшается). При значении $\eta = 10$ электрон, локализованный в области отрицательных x (рис.1b), с увеличением магнитного поля перемещается по направлению к примеси, что приводит к увеличению энергии связи (тот же эффект наблюдается и в случае $t_i = 1$).

Из рис.4 можно также заметить, что кривые, соответствующие одному и тому же значению x_i , но различным значениям η , с увеличением магнитного поля приближаются, так как влияние электрического поля ослабляется дополнительным ограничением, наложенным магнитным полем на электрон.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Kasapoglu, H.Sari, I.Sokmen. *Physica E*, 19, 332 (2003).
2. O.Akankan, S.E.Okan, H.Akbaş. *Physica E*, 25, 535 (2005).
3. S.Aktaş, S.E.Okan, H.Akbaş. *Superlatt. Microst.*, 30, 129 (2001).
4. H.T.Cao, D.B.Thoai. *Physica B*, 205, 273 (1995).
5. A.L.Vartanian, M.A.Yeranosyan, A.A.Kirakosyan. *Physica B*, 390, 256 (2007).
6. A.L.Vartanian, M.A.Yeranosyan, A.A.Kirakosyan. *Physica E*, 27, 447 (2005).
7. A.Kh.Manaselyan, A.A.Kirakosyan. *Physica E*, 28, 462 (2005).
8. M.S.Atoyan, E.M.Kazaryan, H.A.Sarkisyan. *Physica E*, 31, 83 (2006).
9. E.Niculescu, A.Gearba, G.Cone, C.Negutu. *Superlatt. Microst.*, 29, 319 (2001).
10. S.V.Branis, G.Li, K.Bajaj. *Phys. Rev. B*, 47, 1316 (1993).
11. I.Erdogan, O.Akankan, H.Akbas. *Physica E*, 33, 83 (2006).
12. P.Villamil, C.Cabra, N.Porrás-Montenegro. *J. Phys. C*, 17, 5049, (2005).
13. A.Montes, C.A.Duque, N.Porrás-Montenegro. *Phys. stat. sol. (b)*, 210, 731 (1998).
14. M.Abramowitz, I.A.Stegun. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables*. Washington D. C., 1964.
15. S.Aktas, F.K.Boz, S.S.Dalgic. *Physica E*, 28, 96 (2005).
16. S.Adachi. *J. Appl. Phys.*, 53, R1 (1985).
17. C.Juang, C.Y.Chang. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 1527 (1991).
18. E.Kasapoglu, H.Sari, I.Sokmen. *Appl. Phys. A*, 78, 1053 (2004).
19. B.Н.Мугнецян. *Изв. НАН Армении, Физика*, 42, 297 (2007)

ԶՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ԴՈՆՈՐԱՅԻՆ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Վ.Ն. ՄՈՒՂՆԵՏՅԱՆ, Մ.Գ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է երկայնական մագնիսական և լայնական էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը վերջավոր խորությամբ գլանային փոսով մոտարկված շրջանաձև կտրվածքով կիսահաղորդչային բվանտային լարում ջրածնանման դոնորային խառնուրդի կապի էներգիայի վրա: Ցույց է տրված, որ ինչպես մագնիսական և էլեկտրական դաշտերը, այնպես էլ խառնուրդի հեռավորությունը լարի առանցքից կապի էներգիայի վրա ազդելու արդյունավետ միջոցներ են:

BINDING ENERGY OF A HYDROGEN-LIKE DONOR IMPURITY IN A QUANTUM WELL-WIRE IN MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

V.N. MUGHNETSYAN, M.G. BARSEGHYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The effect of a longitudinal magnetic and a transverse electric fields on the binding energy of a hydrogen-like donor impurity is studied for a semiconductor quantum well-wire approximated by a cylindrical well of finite depth. It is shown that the magnetic and electric fields as well as the impurity distance from the wire axis are the effective tools for the influence on the binding energy.