

УДК 537.311

К.К. Товстюк¹, В.І. Заваринський¹, М.С. Мантошко², М.І. Зеленку¹
 Національний університет “Львівська політехніка”
¹кафедра електронних засобів інформаційно-комп’ютерних технологій,
²кафедра приладів точної механіки

ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРОНІВ У НАНОСТРУКТУРІ $Zn_{0,9}Be_{0,05}Mn_{0,05}Se-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se-ZnSe-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se$ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

© Товстюк К.К., Заваринський В.І., Мантошко М.С., Зеленку М.І., 2013

К.К. Tovstyuk, V.I. Zavarynskiy, M.S. Mantoshko, M.I. Zelenku

ELECTRON ENERGY IN $Zn_{0,9}Be_{0,05}Mn_{0,05}Se-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se-ZnSe-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se$ NANOSTUCTURE IN MAGNETIC FIELD

© Tovstyuk K.K., Zavarynskiy V.I., Mantoshko M.S., Zelenku M.I., 2013

Досліджено зміну енергії носіїв струму у наногетероструктурі, що містить шар, легований Mn внаслідок прикладеного магнітного поля. Обчислення проведено для різних структур, створених експериментально. Отримані залежності якісно узгоджуються із експериментальними даними з дослідження спектрів люмінесценції, в яких спостерігається: спадання енергії рівня із зростанням магнітного поля, немонотонні залежності енергії від поля та області незалежності енергії від поля у слабких полях.

Ключові слова: наногетероструктури, магнітні домішки, спектр носії струму.

The change of current carriers in nanoheterostructures that contains Mn doped layer as a result of the applied magnetic field has been researched. Calculation of a variety of structures established experimentally has been performed. The received dependences qualitatively coordinates with the experimental data with the research of luminescence spectra, where decreasing the energy of level with increasing of magnetic field, the non-monotonic dependence of the energy from the field and energy independence area from the field in the weak fields has been observed.

Key words: nanoheterostructure, magnetic impurities, current carrier energy.

Вступ

Квантові гетероструктури, що містять шари, леговані магнітними домішками (Mn,Fe), досліджуються в літературі як за фундаментальними, так і за практичними властивостями, оскільки це матеріали, що широко використовуються у спин-електронних пристроях.

У роботі обчислюється спектр електронів у наногетероструктурі $Zn_{0,9}Be_{0,05}Mn_{0,05}Se-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se-ZnSe-Zn_{0,943}Be_{0,057}Se$, спектр фотолюмінесценції якої досліджено у [1 – 3]. Вплив магнітного поля на спектр люмінесценції, взагалі кажучи, можна розділити на дві складові: зміну одночастинкового спектра під дією магнітного поля і частково породжену нею зміну обмінної взаємодії між носіями струму та іонами Mn. У роботі досліджується одночастинковий спектр

електронів та вплив на нього магнітного поля, що проявляється у зміні висти бар'єру, утвореного магнітним шаром ($\text{Zn}_{0,9}\text{Be}_{0,05}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$) внаслідок ефекту Зеємана. Розщеплення енергії під впливом магнітного поля приводить до рівнів, енергія яких спадає із зростанням поля (внаслідок від'ємних значень m_j). Саме для таких рівнів і розраховано енергетичний спектр.

Знаходження одночастинкового спектра

Розраховується енергія основного стану електронів у структурі, утвореній квантовою ямою, яка сформована шаром ZnSe та асиметричними бар'єрами, утвореними шарами ZnBeMnSe та ZnBeSe, зображена на рис. 1.

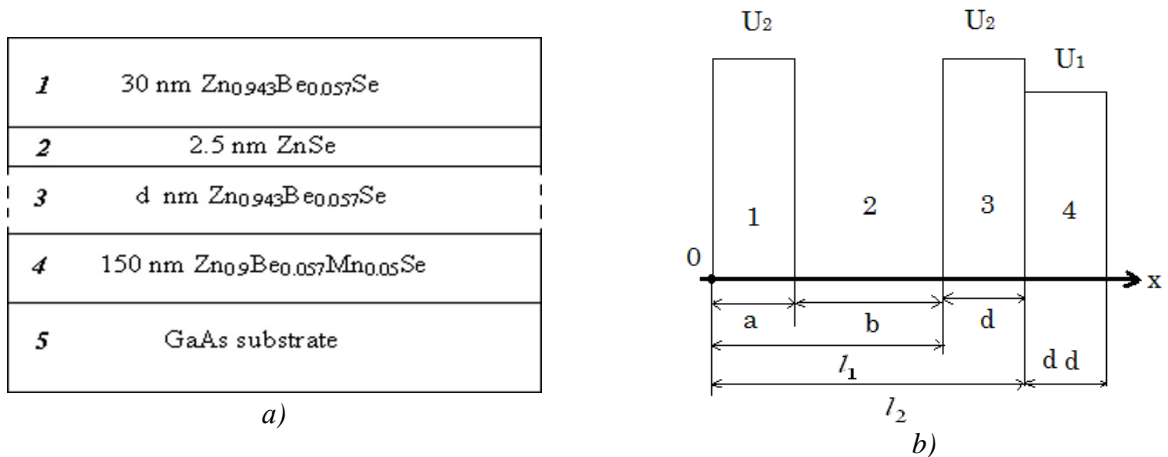


Рис. 1. Квантова структура, яка досліджена у [1–3] (а), та її умовне одновимірне зображення (б)

Енергію зв'язаного стану одержуємо із розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера [4], із потенціалом

$$U(x) = \begin{cases} U_2, & 0 < x < a; \\ 0, & a < x < l_1; \\ U_2, & l_1 < x < l_2; \\ U_1, & l_2 < x < l_2 + d. \end{cases} \quad (1)$$

Функції стану такого рівняння:

$$y_j(x) = C_{j1} \cdot e^{k_1 x} + C_{j2} \cdot e^{-k_1 x}, \quad (2)$$

$$\text{де } j = 1..3; \quad k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} U_2 - k^2}$$

$$y_2(x) = C_2 \cos(k(x - x_{20})); \quad (3)$$

$$x_{20} = a + \frac{b}{2};$$

$$y_4(x) = \begin{cases} C_{41} \cdot e^{-k_2 x}, & \text{якщо } E < U_1 \\ C_{42} \cos(k(x - x_{40})), & \text{якщо } E > U_1 \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{де } k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} U_1 - k^2}, \quad x_{40} = l_2 + \frac{dd}{2}.$$

У (4) взяли до уваги геометрію зразка і умову скінченності хвильової функції [5]. Розв'язки (3), (4) записали з врахуванням того, що хвильова функція основного стану не повинна мати вузлів у області

зміни [6]. Умова неперервності хвильової функції та її першої похідної у точках l_1, l_2 приводить до системи лінійних однорідних рівнянь [7]. Квазіімпульс $\hbar k$ і енергію $E(k)$ знаходимо після при рівняння що детермінанту системи до нуля. Обчислення проводили для значень ефективних мас $m_e = 0,2m_0$; та $U_2 = 36$ меВ. Зміна магнітного поля приводить до збільшення енергій між рівнями, внаслідок ефекту Зеємана. При цьому один рівень зменшує свою енергію (відповідає поляризації σ^- у [1] – [3]). Таке зменшення енергії призведе до спадання бар'єру U_1 .

Залежно від значень енергії аналізуються два детермінанти внаслідок двох значень (4). Детермінант, побудований на першому значенні (4), є немонотонною функцією $\hbar k$, що змінює знак один або два рази при утворенні зв'язаних станів $\left(0 < k < \sqrt{\frac{2mU_2}{\hbar^2}}\right)$. Для значень $\hbar k$, для яких перший визначник не дорівнює нулю, переходимо до другого визначника. Його числові значення мають коливний характер. Амплітуда таких коливань спадає із зростанням U_1 (спаданням прикладеного поля). Перший розв'язок рівняння, у якому другий визначник дорівнює нулеві, немонотонно залежить від енергії U_1 .

Енергія електрона залежно від прикладеного магнітного поля для різних ширин немагнітного шару

На рис. 2 відображено отримані значення енергії залежно від величини U_1 , що змінюється у магнітному полі внаслідок ефекту Зеємана для різних товщин немагнітного шару. Рис. 3 містить суміщені значення енергій для різних товщин у області немонотонних розв'язків.

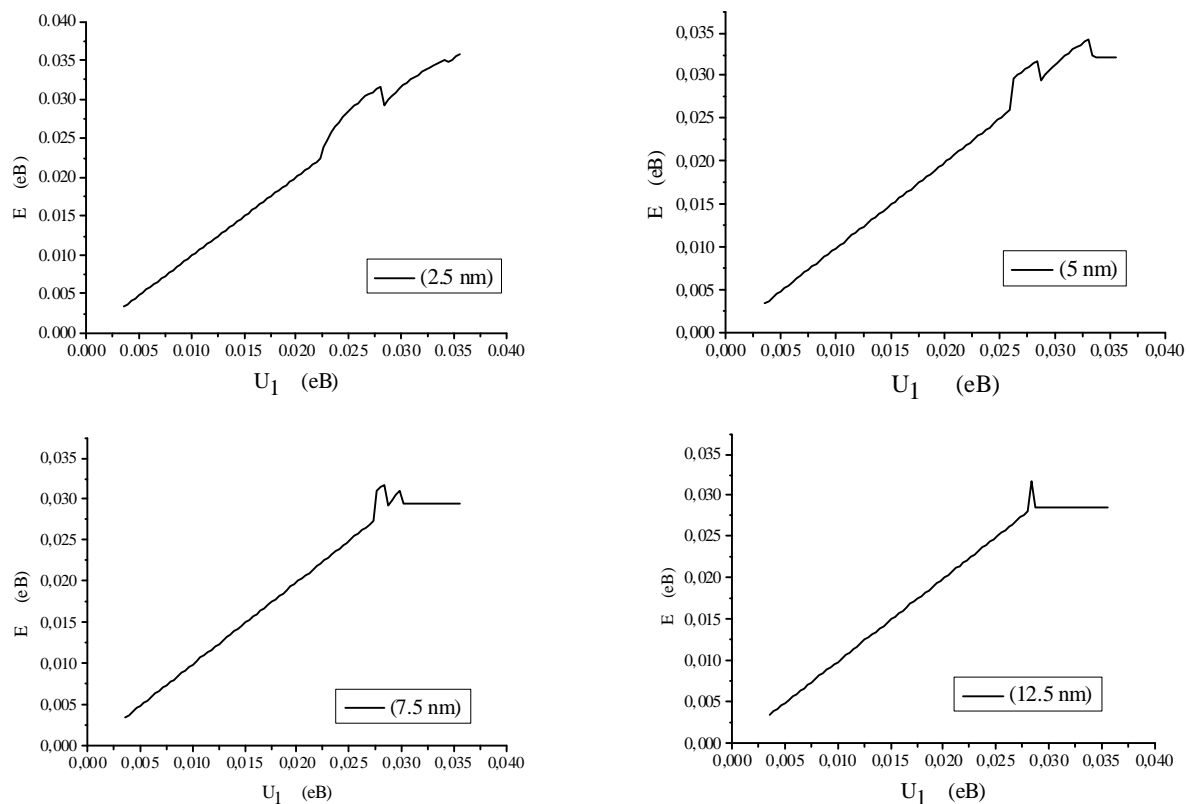


Рис. 2. Залежність енергії основного стану електрона від потенціалу U_1 , що змінюється у магнітному полі внаслідок ефекту Зеємана для різної ширину немагнітного шару

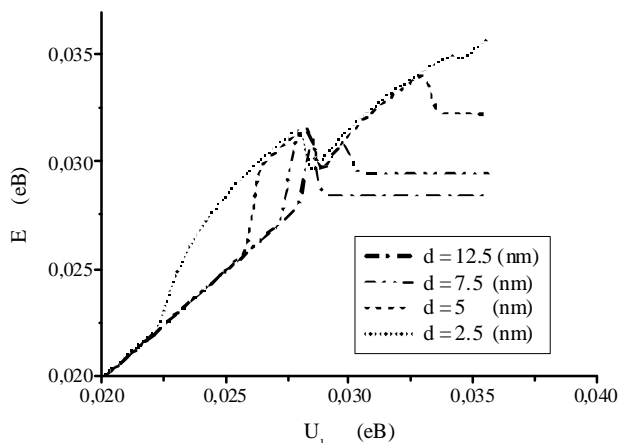


Рис. 3. Енергії основного стану електрона в області немонотонності для різної ширини немагнітного шару

Як бачимо з рис. 2, 3, для будь-якої ширини немагнітного шару зростання магнітного поля (зменшення бар'єру U_1) приводить до зменшення енергії основного стану електрона. До того ж при великих полях таке зменшення відбувається практично незалежно від товщини немагнітного шару. Для малих зовнішніх полів спостерігається область, де енергія основного стану не залежить від величини прикладеного поля (полічка на рис. 3 (12.5 nm, 7.5 nm, 5 nm)). Зростання ширини немагнітного шару приводить до збільшення такої області.

Висновки

Товщина немагнітного шару структури впливає на енергію рівня при невеликих полях і проявляється у немонотонних залежностях енергії від поля. Чим більша товщина шару, тим менша область зміни U_1 де проявляються немонотонності.

Порівняння отриманих залежностей із експериментальними даними – спектрами люмінесценції, отриманими в [1–3], показують розбіжність числових та експериментальних значень енергій, адже в роботі знаходиться енергія основного стану електронів, у той час як експериментально вимірюється різниця енергій електрона та дірки. Окрім того, в таких структурах істотне значення має обмінна взаємодія між 3d-елекtrонами атома Mn магнітного шару та носіями струму, яка в межах цієї роботи не розглядається.

Однак значну частину отриманих експериментально залежностей якісно можна пояснити особливостями одночастинкового спектра електронів в таких структурах. Зокрема:

- На рис. 5, 7 роботи [2] показано спадання енергії основного стану із зростанням поля у сильних зовнішніх полях, що має місце для будь-якої із проаналізованих товщин немагнітного шару для поляризації s^- (відповідає розглянутому у роботі спаданню U_1 із зростанням поля).
- Спостерігаються області незалежності енергії від прикладеного поля для слабких зовнішніх полів.
- Рис. 5. а) містить немонотонності в залежностях енергії від прикладеного поля.
- На рис. 5. а) спостерігаємо спадання незалежної від прикладеного поля енергії для малих полів із зростанням d .

Примітка. Робота виконана в межах теми ДБ/Теза "Моделювання процесів електромагнітного відклику в модульованих нанорозмірних метал-діелектричних та напівпровідникових структурах".

1. Zayachuk D.M., Slobodskyy T., Astakhov G.V. Gould, C. Schmidt G., Ossau W., Molenkamp L.W. / *Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics.* – 2010. – 91. – 67007.

2. Zayachuk D.M., Slobodskyy T., Astakhov G.V., Slobodskyy A., C. Gould G. Schmidt, W. Ossau, L.W.Molenkamp/ *Phys. Rev. B*. – 2011 – v. 8, – P. 085308.
3. Zayachuk D.M. / *Journal of Luminescence*. – 2011. – v. 131, Issue 8. – P.1696 .
4. Давыдов А.С.. *Квантовая механика*. М.: Наука, 1973. – 703 с.
5. Ландау Л.Д., И.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*. М.: ГИЗ физ.-мат. Лит. – 1963. – 703 с.
6. Вакарчук І.О. *Квантова механіка.. Львів.: вид-во Львівського держ. університету ім. І. Франка, 1998. – 614 с.*
7. Товстюк К.К., Прийма Ю.В., Дума М.В / *Вісник Нац. ун-ту “Львівська політехніка”*. – *Електроніка*. – Львів, 2011. – № 708. – С.168.

УДК 621.315.592

Я.С. Буджак

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра напівпровідникової електроніки

КІНЕТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КРИСТАЛІВ З ІЗОТРОПНИМИ ЗАКОНАМИ ДИСПЕРСІЇ

© Буджак Я.С., 2013

Ya. S. Budzhak

KINETIC PROPERTIES OF SEMICONDUCTOR CRYSTAL WITH ISOTROPIC DISPERSION LAW

© Budzhak Ya. S., 2013

Показано, що важливі кінетичні властивості провідних кристалів спричинені умовами дрейфу носіїв зарядів міжвузлями кристалічної ґратки.

Ключові слова: напівпровідниковий кристал, транспортні властивості, кінетичні коефіцієнти, закон дисперсії Кейна.

In this paper it is shown that the important kinetic properties of the conducting crystals are determined by the conditions of the charge carriers drift throw the interstitials of the crystal lattice.

Key words: semiconductor crystal, transport properties, kinetic coefficients, Keyn's dispersion law.

Постановка проблеми

Провідний кристал, в якому існують потоки електрики і теплоти, характеризується великим термодинамічним потенціалом Гіббса [1–3]:

$$\Omega = -2kT \sum_p \ln \left[1 + \exp \left(\frac{m + \Delta e_p - e_p}{kT} \right) \right] \quad (1)$$