

В.А. Головацький, І.Б. Бернік, М.Я. Яхневич

Вплив магнітного поля на енергетичний спектр та локалізацію електрона у багатошарових сферичних наноструктурах

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, м. Чернівці, вул. М. Коцюбинського, 2, 58012; e-mail: kff@chnu.edu.ua

Досліджено вплив магнітного поля на енергетичний спектр та локалізацію електрона в багатошаровій сферичній квантовій точці на прикладі наносистеми CdSe/ZnS/CdSe/ZnS. Розрахунки виконані в рамках наближення ефективних мас та моделі прямокутних потенціальних бар'єрів методом розкладу хвильових функцій квазічастинки за повним набором хвильових функцій, отриманих як точний розв'язок рівняння Шредінгера для електрона в наносистемі за відсутності магнітного поля.

Показано, що магнітне поле знімає виродження енергетичного спектра за магнітним квантовим числом та деформує хвильові функції електрона. Причому, вплив на сферично-симетричні стани квазічастинки найбільший, особливо якщо електрон локалізований у зовнішній потенціальній ямі. Показано, що під впливом магнітного поля, квазічастинка може суттєво змінювати свою локалізацію внаслідок тунелювання крізь малопотужний потенціальний бар'єр, що розділяє потенціальні ями.

Ключові слова: багатошарова квантова точка, енергетичний спектр, магнітне поле

Стаття поступила до редакції; прийнята до друку 15.03.2016.

Вступ

Квантові точки (КТ) приваблюють дослідників тим, що зміною їх геометричних розмірів можна впливати на енергетичний спектр квазічастинок і отримувати необхідні оптичні властивості. Зовнішні поля та домішки суттєво впливають на оптичні властивості КТ. За допомогою електричного чи магнітного полів можна змінювати спектри поглинання та випромінювання наноструктур і таким чином керувати роботою напівпровідникових приладів.

Дослідженню впливу зовнішніх полів на оптичні властивості сферичних та циліндричних наноструктур присвячено багато теоретичних робіт. Якщо в окремих випадках для сферичних плівок (СП) та циліндричних квантових точок (КТ) вдається знайти аналітичні розв'язки задачі [1-2], то для досліджень сферичних КТ у більшості робіт автори обмежуються знаходженням енергій основного та першого збудженого станів квазічастинки варіаційним методом чи методом теорії збурень [3-4]. У роботах [5-7] автори для дослідження впливу зовнішніх полів на хвильові функції (ХФ) та енергії збуджених станів квазічастинок у сферичних наносистемах використовують метод розкладу за повним набором ХФ квазічастинки у наносистемі без

зовнішнього поля, який дозволяє отримати розв'язки рівняння Шредінгера з потрібною точністю. Як видно з результатів досліджень впливу магнітного поля на енергетичний спектр та ХФ електрона в напівпровідникових КТ та СП, виконаних в рамках моделі безмежно глибоких потенціальних ям, для високої точності результатів достатньо врахування перших 10-15 доданків розкладу.

В роботі [7] показано, що вплив однорідного магнітного поля на енергетичний спектр квазічастинок сильніший для сферичних плівок (СП) ніж для КТ, оскільки при однаковому розмірі потенціальної ями сферичні плівки мають більший радіус. Збільшення розміру КТ приводить до зменшення ефекту розмірного квантування.

Чутливість спектрів наноструктур до магнітного поля можна збільшити, якщо використовувати багатошарові КТ з декількома квантовими ямами. На сучасному етапі розвитку нанотехнологій стало можливим вирощування таких наноструктур. Напівпровідникові сферичні багатошарові квантові точки, що складаються з двох потенціальних ям, утворених ядром та зовнішнім нанорозмірним шаром, у фізичній літературі отримали назву квантові точки – квантові ями (КТКЯ). Такі квантові структури є дуже перспективними в плані їх використання в якості джерел білого світла, на основі

міжзонних квантових переходів [8] та приладів нічного бачення, оскільки енергії внутрішньозонних переходів в таких системах потрапляють в інфрачервоний діапазон спектра випромінювання [9]. Для дослідження електронних та оптичних властивостей багат шарових квантових точок застосовуються різні методи та підходи. У рамках наближення ефективних мас та моделі прямокутних потенціальних бар'єрів отримано точний енергетичний спектр та ХФ квазічастинок для різних багат шарових квантових точках [10-11].

У КТКЯ квазічастинка, локалізована в тій чи іншій квантовій ямі у залежності від квантового стану. Впливати на розподіл електронної густини можна змінюючи співвідношення між розмірами квантових ям [8, 11-13]. У статті [13] показано, що мала зміна розмірів ядра КТКЯ може привести до суттєвої зміни розподілу знаходження електрона в наносистемі і, відповідно, її оптичних властивостей. Але змінити розміри внутрішніх шарів наносистеми після їх вирощування стає неможливим. З точки зору практичного використання важливо знайти спосіб зміни оптичних властивостей наносистеми після їх вирощування. Можливість змінювати оптичні властивості наносистеми зовнішнім магнітним полем може бути використана на практиці при створенні нових напівпровідникових приладів. Наскільки відомо авторам, дослідження впливу магнітного поля на спектральні властивості багат шарових сферичних наноструктур ще не виконувалися.

В даній роботі виконані розрахунки енергетичного спектра та розподілу ймовірності знаходження електрона в КТКЯ, поміщеній в однорідне магнітне поле з метою пошуку геометричних параметрів наносистеми, при яких вплив магнітного поля на спектральні властивості наносистеми буде найбільшим. Дослідження виконані в наближенні ефективних мас та моделі скінченних прямокутних потенціальних бар'єрів методом розкладу ХФ на базисі ХФ електрона в КТКЯ без магнітного поля.

I. Теорія

Розглядається багат шарова напівпровідникова сферична квантова точка CdSe/ZnS/CdSe/ZnS, що складається з ядра-ями радіусом r_0 , шару бар'єра, товщиною $\Delta = r_1 - r_0$ та шару-ями, шириною $r = r_2 - r_1$, поміщених в зовнішню напівпровідникову матрицю-бар'єр, геометрична та потенціальна схеми якої наведені на рис. 1.

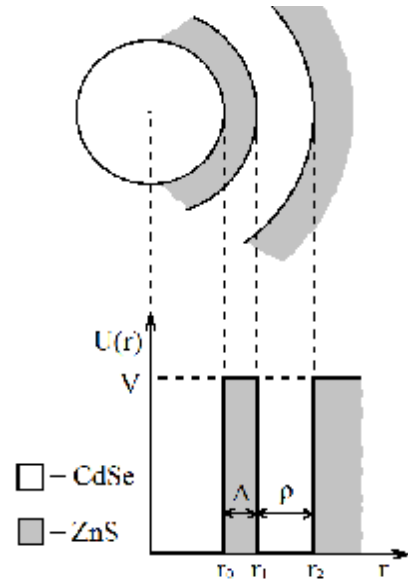


Fig 1. Geometric and potential scheme of nanosystems.

Напрямок вектора індукції прикладеного поля вибраний в напрямку вісі Oz . Для знаходження енергії та хвильових функцій електрона в наносистемі, поміщеній в зовнішнє магнітне поле, розв'язувалось рівняння Шредінгера з гамільтоніаном

$$H = \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \hat{A} \right) \frac{1}{2m(r)} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \hat{A} \right) + U(r), \quad (1)$$

де \hat{p} - імпульс електрона, \hat{A} - векторний потенціал, а обмежуючий потенціал $U(r)$ та ефективна маса $m(r)$ мають наступний вигляд:

$$U(r) = \begin{cases} 0, & r \leq r_0, r_1 < r \leq r_2 \\ V, & r_0 < r \leq r_1, r > r_2 \end{cases} \quad (2)$$

$$m(r) = \begin{cases} m_0, & r \leq r_0, r_1 < r \leq r_2 \\ m_1, & r_0 < r \leq r_1, r > r_2 \end{cases} \quad (3)$$

В (3) m_0 та m_1 - ефективні маси електрона в потенціальних ямах та бар'єрах відповідно.

Впливом поляризаційних зарядів, індукованих на межах поділу середовища [14] знехтувано, оскільки значення діелектричних проникностей напівпровідникових CdSe та ZnS близькі між собою.

Враховуючи зв'язок між векторним потенціалом \hat{A} та індукцією магнітного поля \hat{B} : $\hat{A} = [\hat{r} \times \hat{B}] / 2$, отримаємо гамільтоніан (1) у вигляді:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\hat{r}}{m(r)} \frac{1}{\hat{V}} \frac{\hat{r}}{\hat{V}} + \frac{eB}{2cm(r)} L_z + \frac{e^2 B^2 r^2 \sin^2 q}{8c^2 m(r)} + U(r), \quad (4)$$

де $L_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial j}$ - проекція моменту імпульса на вісь

Oz , q - кут між векторами \vec{B} та \vec{r} .

Вибравши за одиницю енергії сталу Рідберга- $Ry = \hbar^2 / (2m_e a_B^2)$, за одиницю довжини радіус Бора - $a_B = \hbar^2 / (m_e e^2)$ та ввівши параметр $h = e\hbar B / (2m_e c Ry)$, гамільтоніан (4) зводиться до безрозмірного вигляду:

$$H = -\nabla^2 \frac{1}{m^*(r)} \nabla^2 + \frac{\eta}{\hbar m^*(r)} L_z + \frac{\eta^2 r^2 \sin^2 \theta}{4m^*(r)} + U(r), (5)$$

Тут $m^*(r) = m(r) / m_e$, m_e - маса вільного електрона.

У випадку відсутності магнітного поля $h = 0$ рівняння Шредінгера має точні розв'язки:

$$\Phi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_{lm}(q, j), (6)$$

де $Y_{lm}(q, j)$ - сферичні функції,

арадіальні хвильові функції мають вигляд:

$$R_{nl}^{(i)}(r) = A_{nl}^{(i)} J_{\mathbf{l}}^{(i)}(k_{nl} r) + B_{nl}^{(i)} N_{\mathbf{l}}^{(i)}(k_{nl} r), \quad i = 0, 1, 2, 3 (7)$$

$$J_{\mathbf{l}}^{(i)}(c_{nl} r) = \begin{cases} j_{\mathbf{l}}(k_{nl} r), & i = 0, 2 \\ i_{\mathbf{l}}(c_{nl} r), & i = 1, 3 \end{cases}, (8)$$

$$N_{\mathbf{l}}^{(i)}(c_{nl} r) = \begin{cases} n_{\mathbf{l}}(k_{nl} r), & i = 0, 2 \\ k_{\mathbf{l}}(c_{nl} r), & i = 1, 3 \end{cases}, (9)$$

де $j_{\mathbf{l}}, n_{\mathbf{l}}$ - сферичні функції Бесселя першого та другого роду, $i_{\mathbf{l}}, k_{\mathbf{l}}$ - модифіковані сферичні функції

Бесселя першого та другого роду, $k_{nl} = \sqrt{\frac{2m_0 E_{nl}^0}{\hbar}}$,

$$c_{nl} = \sqrt{\frac{2m_1(V - E_{nl}^0)}{\hbar}}.$$

Невідомі коефіцієнти $A_{nl}^{(i)}, B_{nl}^{(i)}$ та енергії електрона в КТКЯ за відсутності магнітного поля E_{nl}^0 знаходяться з умов неперервності хвильових функцій та потоків густини ймовірності на гетеромежах системи:

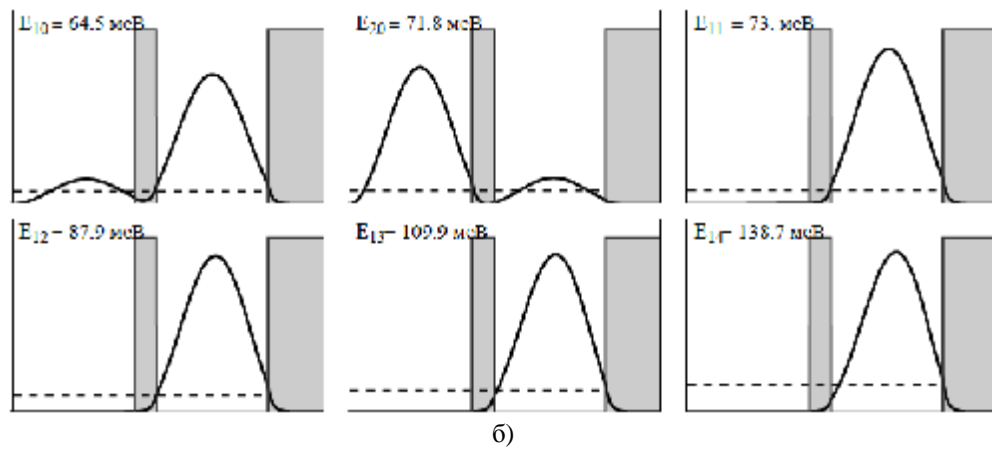
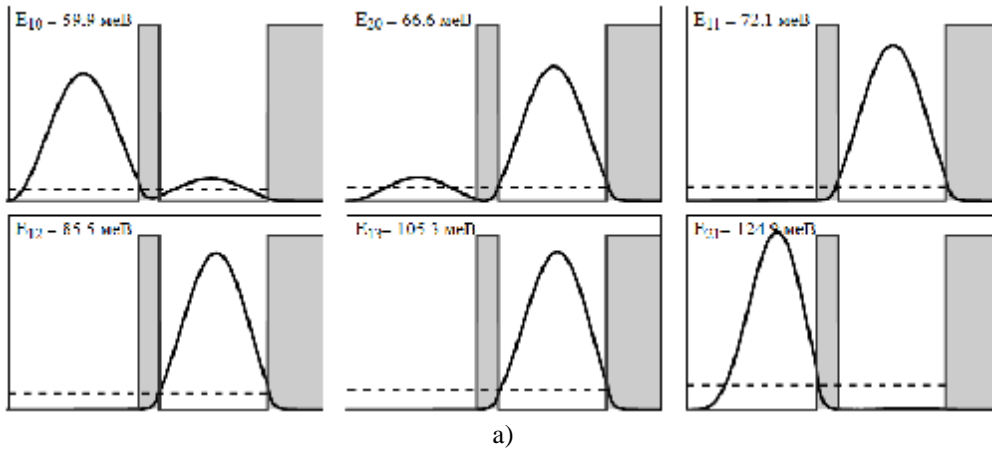


Fig. 2. Radial distribution of the density probability $|R_{nl}(r)|^2 r^2$ for the lowest energy states of electrons at:

a) $r_0 = 6 \text{ nm}$, $\Delta = 1 \text{ nm}$, $r = 5 \text{ nm}$, and b) $r_0 = 5.5 \text{ nm}$, $\Delta = 1 \text{ nm}$, $r = 5 \text{ nm}$.

Dashed line is the energy of electron in a quantum state.

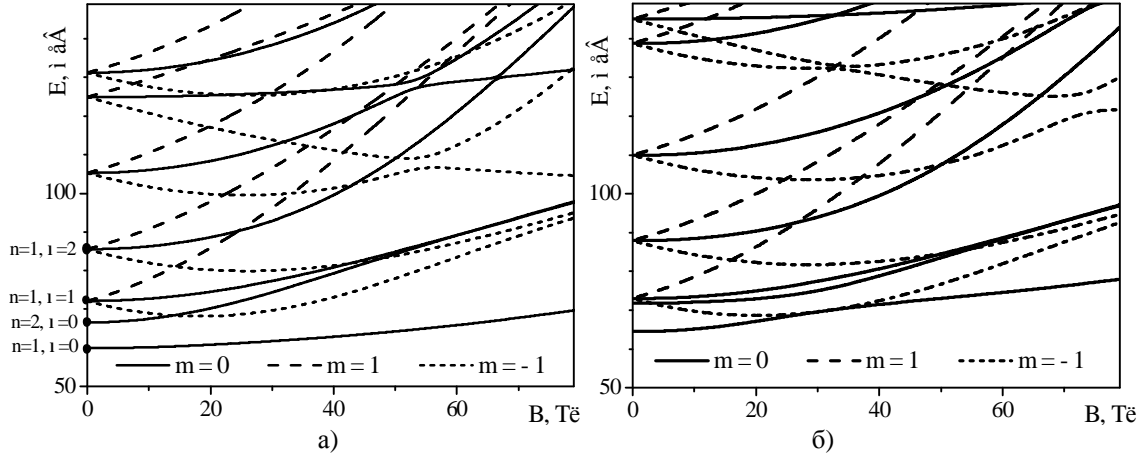


Fig. 3. Dependence of energy spectrum of electrons in magnetic field QDQW with size $r_0 = 6nm$, $\Delta = 1nm$, $r = 5nm$, б) $r_0 = 5.5nm$, $\Delta = 1nm$, $r = 5nm$.

$$\left. \begin{aligned} R_{n\mathbf{l}}^{(i)}(r_i) &= R_{n\mathbf{l}}^{(i+1)}(r_i) \\ \frac{1}{m_i} \frac{dR_{n\mathbf{l}}^{(i)}(r)}{dr} \Big|_{r=r_i} &= \frac{1}{m_{i+1}} \frac{dR_{n\mathbf{l}}^{(i+1)}(r)}{dr} \Big|_{r=r_i} \end{aligned} \right\} i=0, 1, 2 \quad (10)$$

та умови нормування радіальної хвильової функції

$$\int_0^\infty |R_{n\mathbf{l}}(r)|^2 r^2 dr = 1. \quad (11)$$

З умови скінченності хвильової функції при $r=0$ та $r \rightarrow \infty$ знаходимо коефіцієнти $B_{n\mathbf{l}}^{(0)} = 0$ та $A_{n\mathbf{l}}^{(3)} = 0$.

Радіальний розподіл густини ймовірності $|R_{n\mathbf{l}}(r)|^2 r^2$ для декількох нижніх енергетичних станів електрона ($n=1, 2$; $\mathbf{l}=0, 1, 2$) при різних розмірах ядра наносистеми ($r_0 = 6nm$, $r_0 = 5.5nm$) наведено на рис. 2.

Як видно з рис. 2, незначна зміна розміру ядра наносистеми спричиняє зміну локалізації електрона в основному та першому збудженому станах.

Дослідимо зміну локалізації квазічастинки під впливом магнітного поля. У випадку, коли до системи прикладене зовнішнє магнітне поле, рівняння Шредінгера аналітично не розв'язується. Для знаходження енергетичного спектра та хвильових функцій електрона в КТКЯ, поміщеній в

магнітне поле, застосовується метод розкладу хвильової функції за повним набором хвильових функцій квазічастинки у наносистемі за відсутності зовнішнього поля (6):

$$y_{jm}(\mathbf{r}) = \sum_{n,\mathbf{l}} c_{n\mathbf{l}m}^j \Phi_{n\mathbf{l}m}(\mathbf{r}). \quad (12)$$

Нові стани електрона характеризуються двома квантовими числами j та m . Квантове число j визначає номер енергетичного рівня при фіксованому магнітному квантовому числу m . У магнітному полі сферична симетрія задачі порушується і орбітальне квантове число \mathbf{l} перестає бути добрим квантовим числом, оскільки нові квантові стани є лінійною комбінацією станів з різними значеннями \mathbf{l} . Але при невеликих магнітних полях вклад станів з початковим значенням \mathbf{l} - найбільший. Тому деколи, для зручності будемо використовуватиті ж квантові числа, що і у випадку $B=0$.

Підставляючи розклад (12) в рівняння Шредінгера з гамільтоніаном (5), отримується секулярне рівняння для знаходження енергетичного спектра електрона

$$\left| H_{n\mathbf{l},n'\mathbf{l}'} - E_{jm} d_{n,n'} d_{\mathbf{l},\mathbf{l}'} \right| = 0. \quad (13)$$

Матричні елементи $H_{n\mathbf{l},n'\mathbf{l}'}$ мають наступний вигляд:

$$H_{n\mathbf{l},n'\mathbf{l}'} = (E_{n\mathbf{l}}^0 d_{n',n} + mh I'_{n'\mathbf{l}',n\mathbf{l}}) d_{\mathbf{l},\mathbf{l}'} + \frac{1}{4} h^2 \{ a_{\mathbf{l},m} d_{\mathbf{l},\mathbf{l}'+2} + b_{\mathbf{l},m} d_{\mathbf{l},\mathbf{l}'} + g_{\mathbf{l},m} d_{\mathbf{l},\mathbf{l}'-2} \} I''_{n'\mathbf{l}',n\mathbf{l}}, \quad (14)$$

$$I'_{n'\mathbf{l}',n\mathbf{l}} = \int_0^\infty \frac{r^2}{m^*(r)} R_{n'\mathbf{l}'}^*(r) R_{n\mathbf{l}}(r) dr,$$

$$I''_{n'\mathbf{l}',n\mathbf{l}} = \int_0^\infty \frac{r^4}{m^*(r)} R_{n'\mathbf{l}'}^*(r) R_{n\mathbf{l}}(r) dr,$$

$$a_{1,m} = -\sqrt{\frac{[(1+2)^2 - m^2][(1+1)^2 - m^2]}{(21+5)(21+3)(21+1)}},$$

$$b_{1,m} = 1 - \frac{(1+1)^2 - m^2}{(21+1)(21+3)} - \frac{1^2 - m^2}{41^2 - 1},$$

$$g_{1,m} = -\sqrt{\frac{[(1-1)^2 - m^2](1^2 - m^2)}{(21+1)(21-1)^2(21-3)}}.$$

Задача знаходження енергетичного спектра та хвильових функцій електрона зводиться до пошуку власних функцій та власних векторів отриманої матриці.

Для з'ясування питання про можливість зміни локалізації електрона під впливом зовнішнього магнітного поля, розглянемо залежності ймовірності знаходження квазічастинки у ядрі наносистеми

$$W_{jm}^{ядро} = \int_0^{2p} \int_0^p \int_0^{r_0} |y_{jm}(r, q, j)|^2 r^2 dr \sin q dq dj \quad (15)$$

від індукції магнітного поля.

II. Результати розрахунків

В числових розрахунках використовувались такі фізичні параметри КТКЯ CdSe/ZnS/CdSe/ZnS: $m_0 = 0,13 m_e$, $m_1 = 0,28 m_e$, $V = 900 meV$.

У розкладі (12) бралася достатня кількість доданків для забезпечення умови, що сума коефіцієнтів розкладу з похибкою не більшою 0,01 % дорівнює одиниці.

Залежності енергії електрона від індукції магнітного поля приведені на рис. 3. На графіках зображено енергетичні рівні електрона в станах з магнітним квантовим числом $m = 0, 1, -1$ у КТКЯ з геометричними розмірами $r_0 = 6 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $r = 5 \text{ нм}$ (рис. 3,а) та $r_0 = 5,5 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $r = 5 \text{ нм}$ (рис. 3,б).

З рис. 3 видно, що в магнітному полі знімається виродження енергетичного спектра за магнітним квантовим числом. Енергія електронних станів з $m \geq 0$ монотонно зростає зі збільшенням індукції магнітного поля, енергія ж станів з $m < 0$ спочатку спадає, а потім починає зростати зі збільшенням B . Така поведінка зумовлена конкуренцією лінійного та квадратичного доданків у гамільтоніані (5).

У зв'язку з тим, що розглядувана система складається з двох ям, розділених скінченним потенціальним бар'єром, на рис. 3 спостерігається складна залежність енергетичного спектра квазічастинки від індукції магнітного поля зі зміною локалізації електрона в наносистемі. Для підтвердження цього на рис. 4 наведено суцільними лініями залежність енергетичного спектра електрона в КТКЯ CdSe/ZnS/CdSe/ZnS з розмірами $r_0 = 6 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $r = 5 \text{ нм}$ в станах з $m = 0$ і для порівняння залежності спектрів електрона у відповідних простих наносистемах: квантовій точці CdSe/ZnS радіусом

$r_0 = 6 \text{ нм}$ (точкові лінії) та сферичній півці ZnS/CdSe/ZnS з внутрішнім радіусом $r_1 = 7 \text{ нм}$ і шириною потенціальної ями $r = 5 \text{ нм}$ (штрихові лінії).

З рис.4 видно, що енергетичний спектр електрона в КТКЯ майже точно накладається на сукупність спектрів квазічастинки в одноямних системах: КТ та СП, причому одні рівні «належать» одній простій системі, а інші – другій. Вплив магнітного поля на енергетичний спектр електрона в сферичній півці більший ніж у КТ. Внаслідок цього при деяких значеннях індукції магнітного поля існують перетини енергетичних рівнів електрона у різних простих наносистемах. На рис. 4 це відбувається між збудженими станами КТ і СП при $B \approx 55 \text{ Тл}$. На залежності енергетичного спектра КТКЯ, що складається з тунельно зв'язаних квантових ям, при

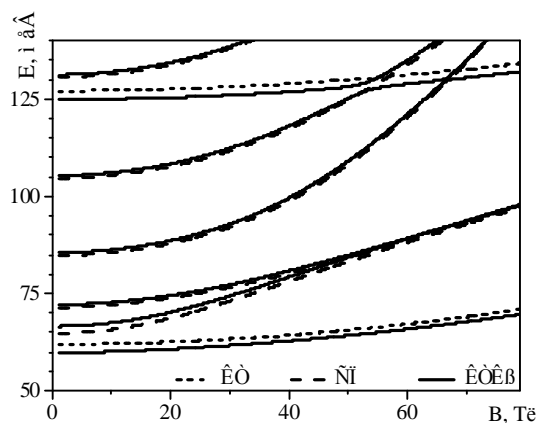


Fig. 4. The dependence of the electron energy spectrum at $m = 0$ due the magnetic field in QDQW ($r_0 = 6 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $r = 5 \text{ нм}$), КТ ($r_0 = 6 \text{ нм}$), СТ ($r_0 = 6 \text{ нм}$) and JV ($r_1 = 7 \text{ нм}$, $r = 5 \text{ нм}$).

$B \approx 55 \text{ Тл}$ спостерігається явище антиперетинів енергетичних рівнів, де електрон тунелує із зовнішньої у внутрішню квантову яму. Відстань між енергетичними рівнями в області антиперетину зменшується по мірі збільшення ширини потенціального бар'єру.

Зміна локалізації електрона під впливом магнітного поля буде проявлятися на оптичних властивостях наносистеми і може бути використана для створення нових оптоелектронних приладів. При цьому важливо, щоб цей ефект відбувався для основного стану електрона і при менших магнітних полях. Тому дослідимо детально локалізацію електрона у КТКЯ з $r_0 = 5,5 \text{ нм}$ (рис. 3,б), оскільки, у цій наносистемі електрон в основному стані локалізований у зовнішній потенціальній ямі при $B=0$ і під дією магнітного поля може тунелювати у внутрішню.

На рис. 5 подано розподіли ймовірності знаходження електрона в КТКЯ ($r_0 = 5,5 \text{ нм}$,

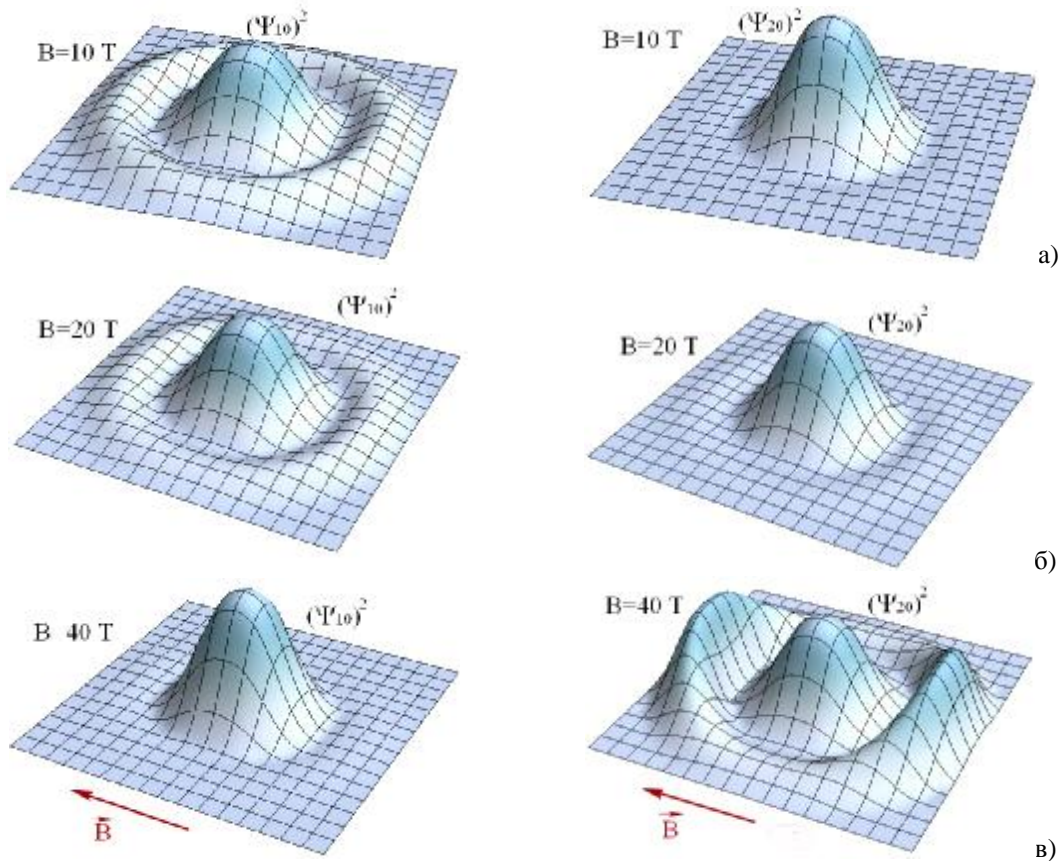


Fig. 5. The distribution of probability of the electron in QDQW ($r_0 = 5.5 \text{ nm}$, $\Delta = 1 \text{ nm}$, $r = 5 \text{ nm}$) in the main and first excited states at $B = 10, 20, 40 \text{ T}$.

$\Delta = 1 \text{ nm}$, $r = 5 \text{ nm}$) в станах $|10\rangle$, $|20\rangle$ при різних значеннях індукції магнітного поля.

З рис. 5, видно, що зі збільшенням індукції магнітного поля електрон в основному стані поступово тунелує з зовнішньої потенціальної ями у внутрішню. У першому збудженому стані спостерігається протилежна картина: ймовірність знаходження електрона у зовнішній потенціальній ямі зростає зі збільшенням B . Причому вигляд хвильової функції електрона в стані $|20\rangle$, внаслідок деформації магнітним полем, поступово наближається до вигляду ХФ в стані $|11\rangle$. Відповідно, на рис. 3,б) спостерігається виродження першого та другого збуджених станів електрона.

На рис. 6 подано залежності ймовірності знаходження електрона у кількох нижчих станах в ядрі КТКЯ від індукції магнітного поля, розрахованої за формулою (15).

З рис. 6, видно, що зі збільшенням індукції магнітного поля суттєво змінюється локалізація електрона внаслідок деформації його хвильових функцій. У відсутності магнітного поля електрон в основному стані з ймовірністю 82 % знаходиться в зовнішній потенціальній ямі. Але з ростом B квазічастинка кардинально змінює свою локалізацію і вже при $B = 26 \div 27 \text{ T}$ електрон з однаковою ймовірністю перебуває в обох ямах. Ймовірність перебування електрона в ядрі зростає для основного і

зменшується для першого збудженого станів. Ці стани сформовані більш, ніж на 90 % сферично-симетричними станами ($l=0$). У квантових станах $Y_{30}(\vec{r})$ та $Y_{40}(\vec{r})$ електрон не змінює своєї локалізації (залишається локалізованим у зовнішній потенціальній ямі) у всьому діапазоні зміни індукції

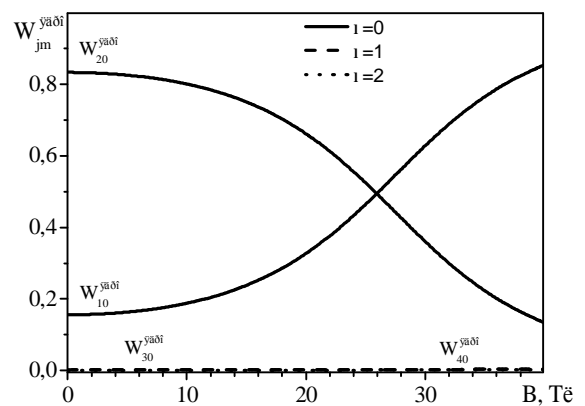


Fig. 6. The dependence of probability of finding an electron in nucleus W_{jm}^{yado} in quantum state $|jm\rangle$ in QDQW with $r_0 = 5.5 \text{ nm}$, $\Delta = 1 \text{ nm}$, $\rho = 5 \text{ nm}$ due to the magnetic field (solid curve used to states with $l = 0$ at the $B = 0$; dashed $l = 1$, points - $l = 2$).

магнітного поля. Ці квантові стани сформовані станами з $\mathbf{l}=1$ та $\mathbf{l}=2$ відповідно.

При цих значеннях індукції магнітного поля $B = 26 \div 27 Tл$, коли електрон з однаковою ймовірністю перебуває в обох ямах у станах $|10\rangle$, $|20\rangle$, на рис. 3,б) спостерігається антикорсинг основного та першого збудженого енергетичних рівнів. Це явище спостерігається завдяки можливості тунелювання електрона крізь скінченний потенціальний бар'єр внаслідок просторового обмеження зарядженої частинки магнітним полем. Зміна локалізації квазічастинок відображається на оптичних властивостях наносистеми (зокрема на інтенсивності внутрішньозонних та міжзонних переходів).

Цей ефект може бути використаний в магнітних перемикачах. Величина магнітного поля, при якому відбувається перемикання залежить від геометричних розмірів та фізичних параметрів шарів наносистеми.

Висновки

Для обчислення енергетичного спектра та розподілів густини ймовірності знаходження електрона в БСКТ, поміщений в магнітне поле, розв'язано стаціонарне рівняння Шредінгера методом розкладу хвильової функції електрона за хвильовими функціями квазічастинки в аналогічній наносистемі за відсутності зовнішнього поля. Використано наближення ефективних мас та

скінченних прямокутних потенціальних бар'єрів. Отримано залежності енергії електрона від індукції магнітного поля. Показано, що магнітне поле повністю знімає виродження спектра за магнітним квантовим числом. Зростання індукції магнітного поля призводить до збільшення енергії електрона в станах з $m \geq 0$ та немонотонної залежності в станах з $m < 0$. Магнітне поле деформує хвильову функцію електрона і, відповідно, впливає на ймовірність знаходження квазічастинки в наносистемі. Якщо в основному стані електрон знаходиться в зовнішній потенціальній ямі БСКТ, то зі збільшенням індукції магнітного поля, квазічастинка тунелює у ядро наносистеми.

Отримані залежності енергетичного спектра та розподілу ймовірності знаходження електрона в наносистемі від індукції зовнішнього магнітного поля будуть проявлятися в енергіях та інтенсивностях міжзонних та внутрішньозонних квантових переходів, що може бути використано при створенні нових напівпровідникових наноприладів для роботи у видимій та інфрачервоній областях спектра.

Головацький В.А. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання;

Бернік І.Б. – кандидат фізико-математичних наук, асистент кафедри теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання;

Яхневич М.Я. – аспірант кафедри теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання.

- [1] M. Zoheir, A. Manaselyan, H. Sarkisyan, *Physica E* 40(9), 2945 (2008).
- [2] P. Kumar, M. Kumar, S. Lahon, S. Gumber, M. Mohan, *Superlattices and Microstructures* 65, 71 (2014).
- [3] G. Vazquez, M. Castillo-Mussot, C. Mendoza, H. Spector, *Phys. Stat. Sol. (c)*, 1(S1), S54 (2004).
- [4] Z. Xiao, *J. Appl. Phys.* 86(8), 4509 (1999).
- [5] R. Kostic', D. Stojanovic, *Journal of Nanophotonics*, 6(1), 061606 (2012).
- [6] S. Wu, L. Wan, *J. Appl. Phys.*, 111(6), 063711 (2012).
- [7] V. Holovatsky, O. Voitsekhivska, I. Bernik, *Condensed Matter Physics*, 17(1), 13702 (2014).
- [8] S. Nizamoglu, H. Demir, *Optics Express*, 16(6), 3515 (2008).
- [9] S. Krishna, *Infrared Physics & Technology*, 47(1-2), 153 (2005).
- [10] M. Tkach, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska, M. Mikhalyova, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 203(2), 373 (1997).
- [11] M. Tkach, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska, Ya. Berezovsky, *Ukrainian Journal of Physics*, 46(8), 859 (2001).
- [12] V. Holovatsky, I. Bernik, O. Voitsekhivska, *Acta Physica Polonica A*, 125(1), 93 (2014).
- [13] A. Ferron, P. Serra, O. Osenda, *Phys. Rev. (b)*, 85(16), 165322 (2012).
- [14] V. Boichuk, I. Bilynskiy, R. Leshko, L. Turyanska, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 44(9), 2945 (2011).

V. Holovatsky, I. Bernik, M. Yahnevych

Effect of Magnetic Field on Energy Spectrum and localization of electron in multilayered spherical nanosystems

Chernivtsi National University, Kotsiubynsky Str., 2, Chernivtsi, Ukraine, 58012; e-mail: kjf@chnu.edu.ua

The effect of magnetic field on electron energy spectrum, wave functions and probability densities in multilayered spherical quantum-dot-quantum-well (QDQW) CdSe/ZnS/CdSe/ZnS is studied in order to clear the question if the quasi-particle can tunnel through potential barrier under the influence of the external field. Computations are performed in the framework of the effective mass approximation and rectangular potential barriers model. It is used the method of the wave functions expansion over the complete basis of functions obtained as an exact solutions of the Schrodinger equation for the electron in QDQW without the magnetic field.

It is shown that magnetic field takes off the spectrum degeneration with respect to the magnetic quantum number and deforms electron wave functions. The field stronger effects on the spherically-symmetric states, especially if the electron is localized in outer potential well. It is theoretically confirmed that under the influence of magnetic field the quasi-particle can essentially change its location tunneling through nanoscale potential barrier. That phenomenon would appear in optical properties of nanostructure.