

ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

УДК 621.315.592 PACS 73.21La, 78.67Hc
DOI 10.18524/1815-7459.2016.4.86643

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА СИЛИ ОСЦИЛЯТОРІВ МІЖЗОННИХ КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДІВ У ДВОЯМНІЙ СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ

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

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
м. Чернівці, вул. Коцюбинського 2, тел. 80372244816, e-mail: ktf@chnu.edu.ua*

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА СИЛИ ОСЦИЛЯТОРІВ МІЖЗОННИХ КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДІВ У ДВОЯМНІЙ СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ

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

Анотація. У наближенні ефективних мас та моделі скінченних прямокутних потенціальних бар'єрів виконано розрахунки енергетичних спектрів та розподілів ймовірностей знаходження електрона та дірки в сферичній напівпровідниковій квантовій-точці-квантовій-ямі (КТКЯ), поміщеній в однорідне магнітне поле. Дослідження виконані методом розкладу хвильових функцій (ХФ) квазічастинок на базисі ХФ в КТКЯ без магнітного поля.

Досліджено вплив магнітного поля на енергетичний спектр і локалізацію електрона та дірки в наносистемі $CdSe/ZnS/CdSe/ZnS$. Побудовано залежності енергетичних спектрів квазічастинок від індукції магнітного поля. Показано, що під впливом магнітного поля квазічастинки в основному стані можуть тунелювати крізь малопотужний потенціальний бар'єр із зовнішньої потенціальної ями у внутрішню, при чому для електрона та дірки це відбувається при різних значеннях індукції магнітного поля, що відображається на силах осциляторів міжзонних квантових переходів.

Розраховано залежності сил осциляторів міжзонного квантового переходу між основними станами електрона та дірки від індукції магнітного поля в наносистемах з різними розмірами внутрішньої потенціальної ями. Різний характер отриманих залежностей обумовлений різним розташуванням квазічастинок у шарах наносистеми.

Ключові слова: квантова точка-квантова яма, магнітне поле, енергетичний спектр, сили осцилятора

MAGNETIC FIELD EFFECT ON OSCILLATOR STRENGTHS OF INTERBAND QUANTUM TRANSITIONS IN SPHERICAL QUANTUM DOT-QUANTUM WELL

V. A. Holovatsky, I. B. Bernik, M. Ya. Yakhnevych

In the frame of effective masses and finite rectangular potential barriers there are calculated the energy spectra and densities of the electron and the hole in the semiconductor spherical quantum dot-quantum well (QDQW) in magnetic field. The investigations are performed using the method of quasi-particles wave functions (WFs) expansion on the basis of WFs in the QDQW without the magnetic field.

The effect of magnetic field on the energy spectra and the densities of electron and hole is studied for the nanosystem *CdSe/ZnS/CdSe/ZnS*. The dependences of quasi-particles energy spectra on the magnetic field induction are obtained. It is shown that under the influence of magnetic field the quasi-particles in the ground state can tunnel through potential barrier from the outer potential well into the inner one. For the electron and hole that phenomenon takes place at different values of the induction of magnetic field which in turn depicts on the oscillator strengths of the interband quantum transitions.

The dependences of the oscillator strengths of interband quantum transition between the ground states of the electron and the hole in the QDQWs with different sizes of the inner potential well on magnetic field induction are calculated. Different character of obtained dependences are caused by various localization of the quasi-particles in the nanosystem layers.

Keywords: quantum dot-quantum well, magnetic field, energy spectrum, oscillator strength

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ МЕЖЗОННЫХ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУХЯМНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

В. А. Головацкий, И. Б. Берник, М. Я. Яхневич

В приближении эффективных масс и модели конечных прямоугольных потенциальных барьеров выполнены расчеты энергетических спектров и распределений вероятностей нахождения электрона и дырки в сферической полупроводниковой квантовой-точке-квантовой-яме (КТКЯ), помещенной в однородное магнитное поле. Исследования выполнены методом разложения волновых функций квазичастиц на базисе волновых функций в КТКЯ без магнитного поля.

Исследовано влияние магнитного поля на энергетический спектр и локализацию электрона и дырки в наносистеме *CdSe/ZnS/CdSe/ZnS*. Построены зависимости энергетических спектров квазичастиц от индукции магнитного поля. Показано, что под влиянием магнитного поля квазичастицы в основном состоянии могут туннелировать через маломощный потенциальный барьер с внешней потенциальной ямы во внутреннюю, причем для электрона и дырки это происходит при различных значениях индукции магнитного поля, что отражается на силах осцилляторов междзонных квантовых переходов.

Рассчитано зависимости сил осцилляторов междзонного квантового перехода между основными состояниями электрона и дырки от индукции магнитного поля в наносистемах с различными размерами внутренней потенциальной ямы. Разный характер полученных зависимостей обусловлен различным расположением квазичастиц в слоях наносистемы.

Ключевые слова: квантовая точка-квантовая яма, магнитное поле, энергетический спектр, силы осциллятора

Вступ

Багатошарові квантові точки (КТ), що інтенсивно досліджуються останнім часом, є перспективними в плані їх використання в якості джерел білого світла, на основі міжзонних квантових переходів [1, 2], а також як елементів пам'яті в комп'ютерній техніці [3]. Електронні [4, 5] та оптичні [6, 7] властивості КТ визначаються геометричним дизайном та матеріалами, що використовуються при їх виготовленні. Додатковим механізмом впливу на спектральні властивості таких наноструктур є накладання зовнішніх електричного чи магнітного полів [8], якими можна діяти на КТ у довільний момент часу і таким чином керувати роботою напівпровідникових приладів, створених на їх основі.

Оскільки зовнішнє поле порушує сферичну симетрію задачі знаходження енергії та ХФ квазічастинок, то рівняння Шредінгера у цьому випадку точно не розв'язується. Тому при дослідженні сферичних КТ у більшості робіт автори обмежуються знаходженням енергій основного та першого збудженого станів квазічастинки варіаційним методом [9, 10] чи методом теорії збурень [11].

Для дослідження вищих станів у простій КТ та сферичній плівці (СП) у роботах [12-14] використовується метод розкладу за повним набором ХФ квазічастинки у наносистемі без зовнішнього поля. У роботі [14] показано, що вплив однорідного магнітного поля на енергетичний спектр електрона сильніший для СП, ніж для КТ, оскільки при однаковій ширині потенціальної ями СП мають більший радіус.

У двоямній КТ квазічастинки можуть локалізуватись в одній або іншій потенціальній ямі в залежності від геометричних параметрів наносистеми [15]. Магнітним полем можна впливати на їхню локалізацію. У роботах [16, 17] досліджено вплив зовнішнього поля на властивості внутрішньозонних квантових переходів у двоямній КТ.

З погляду практичного використання КТКЯ, можливість змінювати оптичні властивості наносистем магнітним полем є дуже цінною і може бути використана при створенні нових напівпровідникових приладів. Для створення магніто-оптичних приладів на основі багатошарових наносистем важливим є дослідження

впливу магнітного поля на сили осцилятора квантових переходів. Результати таких досліджень дозволяють вибрати оптимальні параметри наносистем для того чи іншого їх застосування.

2. Рівняння Шредінгера та його розв'язки для електрона та дірки у сферичній КТКЯ в магнітному полі

Розглядається двоямна напівпровідникова сферична квантова точка $CdSe/ZnS/CdSe/ZnS$, що складається з ядра-яма радіусом r_0 , шару бар'єра товщиною $\Delta = r_1 - r_0$ та шару-ями шириною $\rho = r_2 - r_1$, поміщених у зовнішню напівпровідникову матрицю-бар'єр. Геометрична схема наносистеми та потенціальні профілі електрона та дірки в ній наведені на рис. 1. За початок відліку енергії для електрона вибрано дно зони провідності, а дірки - стеля валентної зони матеріалу $CdSe$.

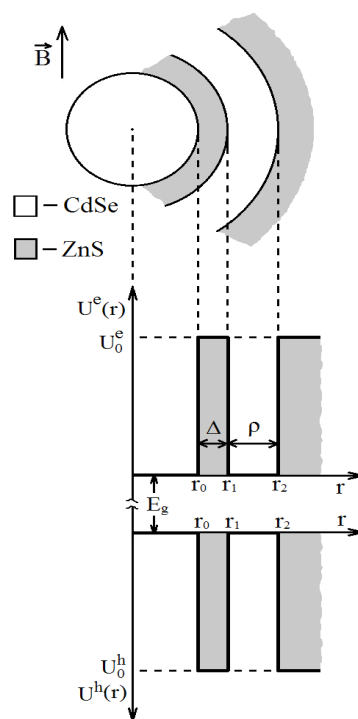


Рис. 1. Геометрична та потенціальна схеми КТКЯ.

Напрямок вектора індукції прикладеного поля вибраний вздовж вісі Oz . Для знаходження енергії та ХФ квазічастинок в наносистемі, поміщеній в зовнішнє магнітне поле, розв'язувались рівняння Шредінгера з гамільтоніанами H^e та H^h для електрона та дірки відповідно

$$H^{e,h} = \left(\vec{p} \mp \frac{e}{c} \vec{A} \right) \frac{1}{2m^{e,h}(r)} \left(\vec{p} \mp \frac{e}{c} \vec{A} \right) + U^{e,h}(r). \quad (1)$$

Тут знак «-» використовується в електронній задачі, «+» - в дірковій. У (1) \vec{p} - оператор імпульса, \vec{A} - векторний потенціал, а потенціал розмірного квантування $U^{e,h}(r)$ та ефективна маса $m^{e,h}(r)$ мають наступний вигляд:

$$U^{e,h}(r) = \begin{cases} 0, & r \leq r_0, r_1 < r \leq r_2 \\ U_0^{e,h}, & r_0 < r \leq r_1, r > r_2 \end{cases}, \quad (2)$$

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

В (3) $m_0^{e,h}$ та $m_1^{e,h}$ - ефективні маси електрона та дірки в потенціальних ямах та бар'єрах відповідно.

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

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

$$H^{e,h} = -\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla} \frac{1}{m^{e,h}(r)} \vec{\nabla} \pm \frac{eB}{2cm^{e,h}(r)} L_z + \frac{e^2 B^2 r^2 \sin^2 \theta}{8c^2 m^{e,h}(r)} + U^{e,h}(r), \quad (4)$$

де $L_z = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \right)$ - проекція моменту імпульса

на вісь *Oz*, θ - 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 $\eta = ehB / (2m_e c Ry)$, рівняння Шредінгера для квазічастинок у безрозмірному вигляді запишуться так:

$$\left[-\vec{\nabla} \frac{1}{\mu^{e,h}(r)} \vec{\nabla} \pm \frac{\eta}{\hbar \mu^{e,h}(r)} L_z + \frac{\eta^2 r^2 \sin^2 \theta}{4\mu^{e,h}(r)} + U^{e,h}(r) \right] \times \psi_{jm}^{e,h}(\vec{r}) = E_{jm}^{e,h} \psi_{jm}^{e,h}(\vec{r}), \quad (5)$$

де $\mu^{e,h}(r) = m^{e,h}(r) / m_e$, m_e - маса вільного електрона, $E_{jm}^{e,h}$, $\psi_{jm}^{e,h}(\vec{r})$ - шукані енергії та хвильові функції.

У випадку, коли до системи прикладене зовнішнє магнітне поле, аналітично рівняння Шредінгера (5) не розв'язується. Застосовується метод розкладу ХФ $\psi_{jm}^{e,h}(\vec{r})$ за повним набором ХФ квазічастинки у наносистемі за відсутності зовнішнього поля $\Phi_{nlm}^{e,h}(\vec{r})$:

$$\psi_{jm}^{e,h}(\vec{r}) = \sum_{n,\ell} c_{nlm}^{e,h,j} \Phi_{nlm}^{e,h}(\vec{r}), \quad (6)$$

$$\Phi_{nlm}^{e,h}(r) = R_{nl}^{e,h}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (7)$$

де $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ - сферичні функції, а радіальні ХФ

$R_{nl}^{e,h}(r)$ мають вигляд:

$$R_{nl}^{e,h(i)}(r) = \begin{cases} A_{nl}^{e,h(i)} j_\ell(k_{nl}^{e,h} r) + B_{nl}^{e,h(i)} n_\ell(k_{nl}^{e,h} r) & i = 0, 2 \\ A_{nl}^{e,h(i)} i_\ell(\chi_{nl}^{e,h} r) + B_{nl}^{e,h(i)} \kappa_\ell(\chi_{nl}^{e,h} r) & i = 1, 3 \end{cases}, \quad (8)$$

де j_ℓ, n_ℓ - сферичні функції Бесселя першого та другого роду, i_ℓ, κ_ℓ - модифіковані сферичні функції Бесселя першого та другого роду,

$$k_{nl}^{e,h} = \sqrt{\frac{2m_0^{e,h} \tilde{E}_{nl}^{e,h}}{\hbar}}, \quad \chi_{nl}^{e,h} = \sqrt{\frac{2m_1^{e,h} (U_0^{e,h} - \tilde{E}_{nl}^{e,h})}{\hbar}}.$$

Невідомі коефіцієнти $A_{nl}^{e,h(i)}, B_{nl}^{e,h(i)}$ та енергії електрона (\tilde{E}_{nl}^e) і дірки (\tilde{E}_{nl}^h) в КТКЯ за відсутності магнітного поля знаходяться з умов неперервності ХФ та потоків густини ймовірності на гетеромежах системи та умови нормування радіальної ХФ [17].

Стани квазічастинок у магнітному полі $\psi_{jm}^{e,h}(\vec{r})$ характеризуються двома квантовими числами j та m . Квантове число j визначає номер енергетичного рівня при фіксованому магнітному квантовому числу m .

Підставляючи розклад (6) в рівняння Шредінгера (5), отримується секулярне рівняння для знаходження енергетичного спектра

$$\left| H_{n\ell, n'\ell}^{e,h} - E_{jm}^{e,h} \delta_{n,n'} \delta_{\ell,\ell'} \right| = 0. \quad (11)$$

Матричні елементи $H_{n\ell, n'\ell}^{e,h}$ мають наступний вигляд:

$$H_{n\ell, n'\ell'}^{e,h} = (\tilde{E}_{n\ell}^{e,h} \delta_{n',n} \pm m\eta I_{n\ell, n'\ell'}^{e,h}) \delta_{\ell',\ell} + \frac{1}{4} \eta^2 \{ \alpha_{\ell,m} \delta_{\ell',\ell+2} + \beta_{\ell,m} \delta_{\ell',\ell} + \gamma_{\ell,m} \delta_{\ell',\ell-2} \} I_{n\ell, n'\ell'}^{e,h}, \quad (12)$$

$$I_{n\ell, n'\ell'}^{e,h} = \int_0^\infty \frac{r^2}{\mu^{e,h}(r)} (R_{n'\ell'}^{e,h}(r))^* R_{n\ell}^{e,h}(r) dr,$$

$$I_{n\ell, n'\ell'}^{ne,h} = \int_0^\infty \frac{r^4}{\mu^{e,h}(r)} (R_{n'\ell'}^{e,h}(r))^* R_{n\ell}^{e,h}(r) dr,$$

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

$$\beta_{\ell,m} = 1 - \frac{(\ell+1)^2 - m^2}{(2\ell+1)(2\ell+3)} - \frac{\ell^2 - m^2}{4\ell^2 - 1},$$

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

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

Розрахунки сил осциляторів міжзонних квантових переходів виконано для переходів між найнижчими станами електрона та дірки з $m = 0$ за формулою:

$$F_{10-10} \sim \frac{\left| \int \Psi_{10}^{h*}(\vec{r}) \Psi_{10}^e(\vec{r}) dV \right|^2}{E_{10}^e + E_{10}^h + E_g}, \quad (14)$$

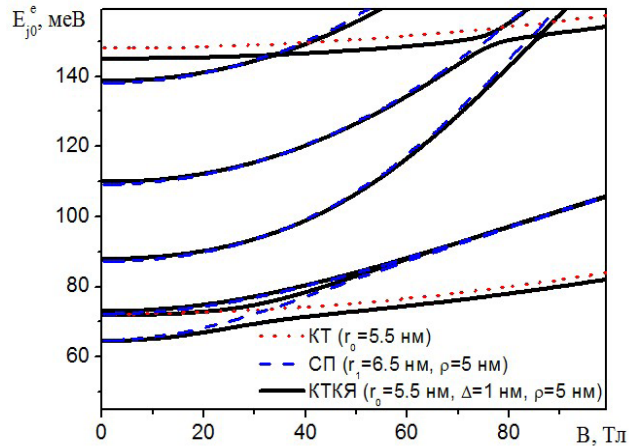
де E_g – енергія забороненої зони напівпровідникового матеріалу $CdSe$, E_{10}^e , E_{10}^h – енергія основного стану електрона та дірки відповідно.

3. Результати числових розрахунків

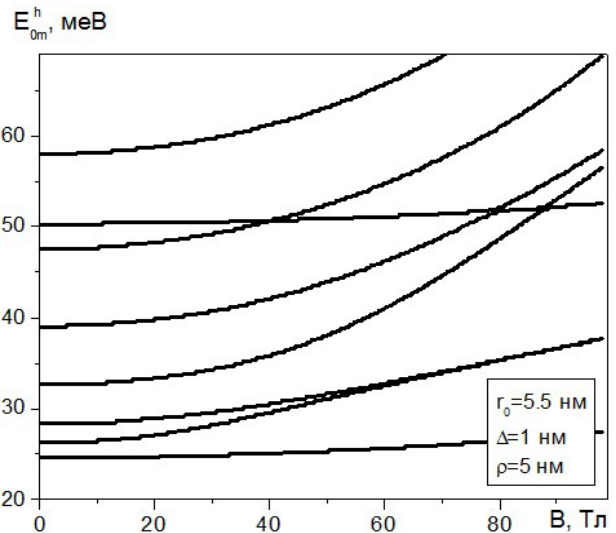
В числових розрахунках використовувались такі фізичні параметри КТКЯ $CdSe/ZnS/CdSe/ZnS$: $m_0^e = 0.13m_e$, $m_1^e = 0.28m_e$, $U_0^e = 900 \text{ меВ}$, $m_0^h = 0.45m_e$, $m_1^h = 0.49m_e$, $U_0^h = 900 \text{ меВ}$,

$E_g = 1750 \text{ меВ}$. При розв'язуванні секулярного рівняння (11) у розкладі (6) враховувалися доданки з $n = 1, \dots, 3$ та $\ell = 0, \dots, 6$, що забезпечило точність знаходження енергії та коефіцієнтів розкладу не гіршу, ніж 0.1 %.

На рис. 2 зображено енергії квазічастинок в станах з магнітним квантовим числом $m = 0$ у КТКЯ з геометричними розмірами $r_0 = 5.5 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $\rho = 5 \text{ нм}$.



а)



б)

Рис. 2. Залежність енергетичного спектра електрона (а) та дірки (б) в станах з $m = 0$ від індукції магнітного поля в КТКЯ з розмірами $r_0 = 5.5 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $\rho = 5 \text{ нм}$.

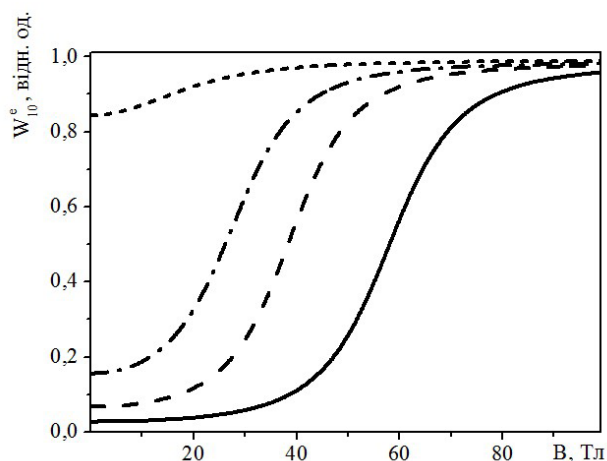
З рисунка видно, що в зовнішньому полі енергія станів квазічастинок з $m = 0$ зростає зі збільшенням індукції. У зв'язку з тим, що розглядувана система складається з двох ям, розділених скінченним потенціальним бар'єром, на рис. 2 спостерігається складна залежність

енергетичних спектрів квазічастинок від індукції магнітного поля з областями антиперетинів. На рис. 2 а) додатково наведено залежності спектрів електрона у відповідних простих наносистемах: КТ $CdSe/ZnS$ радіусом $r_0 = 5.5 \text{ нм}$, (точкові лінії) та СП $ZnS/CdSe/ZnS$ з внутрішнім радіусом $r_1 = 6.5 \text{ нм}$ і шириною потенціальної ями $\rho = 5 \text{ нм}$ (штрихові лінії). З порівняння поведінки отриманих спектрів видно, що енергетичний спектр електрона в КТКЯ майже точно накладається на сукупність спектрів квазічастинок в одноямних системах: КТ та СП, причому одні рівні «належать» одній простій системі, а інші – другій. Оскільки вплив магнітного поля на енергетичний спектр електрона, локалізованого у зовнішній потенціальній ямі КТКЯ сильніший, то при деяких значеннях індукції магнітного поля спостерігається явище антиперетинів енергетичних рівнів, наприклад при $B \approx 30 \text{ Тл}$ антикросінг двох найнижчих рівнів електрона. В таких областях відбувається зміна локалізації квазічастинки, що пояснюється просторовим обмеженням електрона магнітним полем.

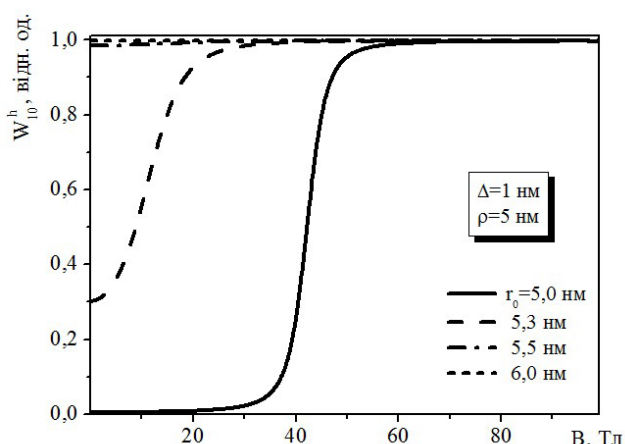
Для детальнішого аналізу локалізації квазічастинок в межах наносистеми, досліджено ймовірність перебування їх в основному стані у ядрі $W_{jm}^{e,h}$ [17], залежність якої від індукції магнітного поля (при різних r_0) наведено на рис. 3.

Як видно з графіків, за відсутності магнітного поля розмір ядра впливає на локалізацію квазічастинок в межах наносистеми. При цьому, електрон та дірка можуть бути розміщені в різних ямах ($r_0 = 5.5 \text{ нм}$) або в одній і тій же потенціальній ямі: внутрішній ($r_0 = 6 \text{ нм}$) чи зовнішній ($\rho = 5 \text{ нм}$). При поміщенні наносистеми у магнітне поле, ймовірність перебування квазічастинок у внутрішній потенціальній ямі збільшується.

Сили осциляторів квантових переходів в основному визначаються перекриттям хвильових функцій квазічастинок у станах, між якими здійснюється квантовий перехід. На рис. 4 наведено залежності сил осциляторів міжзонних (F_{10-10}) квантових переходів у багатошаровій КТ $CdSe/ZnS/CdSe/ZnS$ від індукції магнітного поля при різних радіусах ядра.



а)



б)

Рис. 3. Залежність ймовірності перебування електрона (а) та дірки (б) від індукції магнітного поля при розмірах шарів наносистеми $r_0 = 5, 5.3, 5.5, 6 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $\rho = 5 \text{ нм}$.

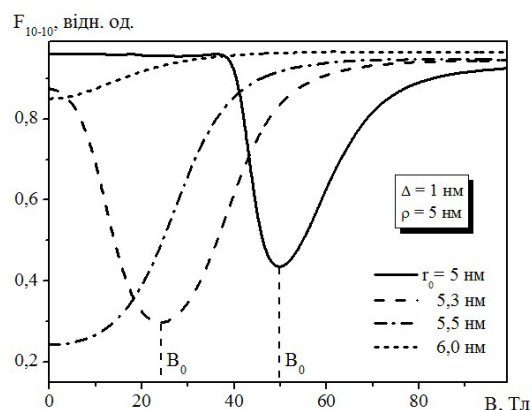


Рис. 4. Залежність сили осцилятора найнижчого міжзонного переходу F_{10-10} від індукції магнітного поля при розмірах шарів наносистеми $r_0 = 5, 5.3, 5.5, 6 \text{ нм}$, $\Delta = 1 \text{ нм}$, $\rho = 5 \text{ нм}$.

З рисунка видно, що в залежності від розмірів ядра, відповідна крива може мати різний характер (монотонно зростати – точкова і штрих-пунктирна криві або бути немонотонною – штрихова та суцільна криві), який можна пояснити за допомогою залежностей ймовірностей перебування квазічастинок в ядрі наносистеми (рис. 3).

У випадку розміщення обох квазічастинок у зовнішній ямі при $B = 0$ (радіус ядра $r_0 = 5 \text{ нм}$ та $r_0 = 5.3 \text{ нм}$) зі збільшенням індукції магнітного поля і електрон, і дірка тунелюють в ядро наносистеми, проте, оскільки їх ефективні маси різні, вони тунелюють при різних значеннях B , що проявляється спочатку зменшенням сили осцилятора квантового переходу з подальшим її зростанням (суцільна та штрихова криві на рис. 4). При $B=B_0$ сила осцилятора міжзонного квантового переходу має мінімальне значення, що відповідає найменшому перекриттю ХФ квазічастинок. При зміні розміра ядра від 5 нм до 5.3 нм положення мінімуму зміщується від 50 Тл до 25 Тл .

При розмірі ядра 5.5 нм за відсутності поля квазічастинки знаходяться в різних ямах – електрон в зовнішній, а дірка у внутрішній, при цьому сила осцилятора квантового переходу мала (штрих-пунктирна лінія на рис. 4). Зі збільшенням B електрон із зовнішньої потенціальної ями тунелює у внутрішню, тому перекриття ХФ збільшується і, відповідно, зростає сила осцилятора квантового переходу.

Якщо радіус ядра становить 6 нм , обидві квазічастинки за відсутності магнітного поля локалізуються у внутрішній потенціальній ямі, тому сила осцилятора значна (точкова крива на рис. 4) і слабо залежить від магнітного поля.

Зміни сили осцилятора квантових переходів з ростом індукції магнітного поля можуть бути застосовані при побудові магніто-оптичних приладів.

4. Висновки

У моделі ефективних мас і прямокутних потенціальних бар'єрів методом розкладу хвильових функцій квазічастинок за повним набором ХФ електрона та дірки за відсутності магнітного поля розв'язано рівняння Шредінгера для електрона та дірки у сферичній двоямній

квантовій точці CdSe/ZnS/CdSe/ZnS в магнітному полі.

Побудовано залежності енергій квазічастинок в станах з $m = 0$ від індукції магнітного поля. Показано, що енергія електрона та дірки зростає зі збільшенням B . Залежності спектрів квазічастинок містять антиперетини енергетичних рівнів, що пояснюється зміною локалізації квазічастинок з тунелюванням крізь скінченний потенціальний бар'єр з зовнішньої потенціальної ями у внутрішню.

На основі розв'язків рівняння Шредінгера, отримано залежності сил осциляторів міжзонного квантового переходу між найнижчими станами квазічастинок з $m = 0$ від індукції магнітного поля. Мінімуми цих залежностей відповідають найменшому перекриттю ХФ квазічастинок. Різка залежність сили осцилятора міжзонного квантового переходу від індукції магнітного поля може бути використана для створення нових магніто-оптичних приладів.

Список використаної літератури

- [1]. Nizamoglu S., Demir H. V., Onion-like (CdSe)ZnS/CdSe/ZnS quantum-dot-quantum-well heteronanocrystals for investigation of multi-color emission // Optics Express. – 2008. – V. 16, № 6. – P. 3515-3526.
- [2]. Changyu S., CdSe/ZnS/CdS core/shell quantum dots for white LEDs // Proc. of SPIE. – 2008. – V. 7138. – P. 71382E.
- [3]. Berezovsky J., Gywat O., Meier F., Battaglia D., Peng X., Awschalom D. D., Initialization and read-out of spins in coupled core-shell quantum dots // Nature Physics. – 2006. – V. 2. – P. 831-834.
- [4]. Şahin M., Nizamoglu S., Yerli O., and Demir H. V., Reordering orbitals of semiconductor multi-shell quantum dot-quantum well heteronanocrystals // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 023713.
- [5]. Taş H., Şahin M., The electronic properties of a core/shell/well/shell spherical quantum dot with and without a hydrogenic impurity // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 083702.
- [6]. Kostić R., Stojanović D., Influence of the internal heterostructure on nonlinear absorption spectra for intersubband transitions in spherical quantum dot-quantum well nanoparticles // Phys. Scr. – 2012. – V. T149. – P. 014055.

- [7]. Salman Oglı A., Rostami A., Investigation of electronic and optical properties of (CdSe/ZnS/CdSe/ZnS) quantum dot–quantum well heteronanostructure // 2011. – J. Nanopart. Res. – V. 13. – P. 1197-1205.
- [8]. Rahmani K., Zorkani I., Magnetic and Electric Field Effects on the Binding Energy of a Shallow Donor in Quantum Dot–Quantum Well // M. J. Condensed Mater. – 2009. – V. 11, № 2. – P. 35-39.
- [9]. Xiao Z., Zhu J., He F., Magnetic field dependence of the binding energy of a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79, № 12. – P. 9181-9187.
- [10]. Corella-Madueño A., Rosas R., Marín J. L., Riera R., Hydrogenic impurities in spherical quantum dots in a magnetic field // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 90, № 5. – P. 2333-2337.
- [11]. Jiang H. X., Strong-perturbation theory for impurities in semiconductors // Phys. Rev. B. – 1987. – V. 35, № 17. – P. 9287-9290.
- [12]. Qu F., Dantas N.O., Daud S.P., Alcalde A.M., Almeida C.G., Diniz Neto O.O., Morais P.C., The effects of external magnetic field on the surface charge distribution of spherical nanoparticles // Microelectronics Journal. – 2003. – V. 34. – P. 471-473.
- [13]. Wu S., Wan L., Electronic structures in a CdSe spherical quantum dot in a magnetic field: Diagonalization method and variational method // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 063711.
- [14]. Holovatsky V., Voitsekhivska O., Bernik I., Effect of magnetic field on electron spectrum in spherical nano-structures // Condensed Matter Physics. – 2014. – V. 17, № 1. – P. 13702.
- [15]. Ferron A., Serra P., Osenda O., Near-threshold properties of the electronic density of layered quantum dots // Phys. Rev. B. – 2012. – V. 85, № 16. – P. 165322.
- [16]. Climente J., Planelles J., Jaskólski W., Aliaga J. I. Magneto-optical transitions in multilayer semiconductor nanocrystals // J. Phys.: Condens. Matter. – 2003. – V. 15. – P. 3593-3606.
- [17]. Holovatsky V., Bernik I., Yakhnevych M., Effect of magnetic field on electron spectrum and probabilities of intraband quantum transitions in spherical quantum-dot-quantum-well // Physica E. – 2016. – V. 83. – P. 256-262.

Стаття надійшла до редакції 04.07.2016 р.

UDC 621.315.592 PACS 73.21La, 78.67Hc
DOI 10.18524/1815-7459.2016.4.86643

MAGNETIC FIELD EFFECT ON OSCILLATOR STRENGTHS OF INTERBAND QUANTUM TRANSITIONS IN SPHERICAL QUANTUM DOT-QUANTUM WELL

V. A. Holovatsky, I. B. Bernik, M. Ya. Yakhnevych

*Chernivtsi National University named after Yuriy Fed'kovich,
Chernivtsi, Kotsubynsky str., 2, 58012, tel. 0372244816, e-mail: ktf@chnu.edu.ua*

Summary

In the frame of effective masses and finite rectangular potential barriers there are solved the Schrodinger equations to obtain the energy spectra and wave functions (WFs) of the electron and the hole in the semiconductor spherical quantum dot-quantum well (QDQW) in magnetic field. The investigations are performed using the method of quasi-particles WFs expansion on the basis of WFs in the QDQW without the magnetic field.

The effect of magnetic field on the energy spectra and the densities of electron and hole is studied for the nanosystem *CdSe/ZnS/CdSe/ZnS*. The dependences of energy spectra of the quasi-particles in the states with $m = 0$ on the magnetic field induction are obtained. It is shown that these dependences

contain anti-crossing regions. The probabilities of electron and hole locations in the core of the QDQW as functions of B are obtained. It is shown that under the field influence the quasi-particles in the ground state can tunnel through potential barrier from the outer potential well into the inner one. For the electron and hole that phenomenon takes place at different values of the induction of magnetic field which in turn depicts on the oscillator strengths of the interband quantum transitions.

On the basis of obtained energies and WFs the dependences of the oscillator strengths of interband quantum transition between the ground states of the electron and the hole in the QDQWs with different sizes of the inner potential well on magnetic field induction are calculated. It is shown that depending on core size, corresponding dependence can vary (to increase monotonously or to be non-monotonous) that can be explained using the probabilities of quasi-particles location in the core of the nanosystem.

Keywords: quantum dot-quantum well, magnetic field, energy spectrum, oscillator strength

УДК 621.315.592 PACS 73.21La, 78.67Hc

DOI 10.18524/1815-7459.2016.4.86643

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА СИЛИ ОСЦИЛЯТОРІВ МІЖЗОННИХ КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДІВ У ДВОЯМНІЙ СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ

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

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
м. Чернівці, вул. Коцюбинського 2, 58012, тел. 0372244816, e-mail: ktf@chnu.edu.ua*

Реферат

У наближенні ефективних мас та моделі скінченних прямокутних потенціальних бар'єрів розв'язано рівняння Шредінгера для знаходження енергетичних спектрів та хвильових функцій (ХФ) електрона та дірки в сферичній напівпровідниковій квантовій-точці-квантовій-ямі (КТКЯ), поміщеній в однорідне магнітне поле. Дослідження виконані методом розкладу ХФ квазічастинок на базисі ХФ в КТКЯ без магнітного поля.

Вплив магнітного поля на енергетичний спектр і локалізацію електрона та дірки досліджено на прикладі наносистемі $CdSe/ZnS/CdSe/ZnS$. Побудовано залежності енергетичних спектрів квазічастинок в станах з $m = 0$ від індукції магнітного поля. Показано, що вони містять антиперетини енергетичних рівнів. Отримано ймовірності перебування електрона та дірки в ядрі КТКЯ як функції B . Показано, що під впливом поля квазічастинки в основному стані можуть тунелювати крізь малопотужний потенціальний бар'єр із зовнішньої потенціальної ями у внутрішню, при чому для електрона та дірки це відбувається при різних значеннях індукції магнітного поля, що відображається на силах осциляторів міжзонних квантових переходів.

На основі отриманих енергій та ХФ квазічастинок розраховано залежності сил осциляторів міжзонного квантового переходу між основними станами електрона та дірки від індукції магнітного поля в наносистемах з різними розмірами внутрішньої потенціальної ями. Показано, що в залежності від розмірів ядра, відповідна залежність може мати різний характер (монотонно зростати або бути немонотонною), який пояснюється на основі ймовірностей перебування квазічастинок в ядрі наносистеми.

Ключові слова: квантова точка-квантова яма, магнітне поле, енергетичний спектр, сили осцилятора