

ЕВОЛЮЦІЯ ЕКСИТОННОГО СПЕКТРА У ТРИЯМНІЙ ЗАКРИТІЙ ЦИЛІНДРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ ПРИ БЕЗМЕЖНОМУ ЗРОСТАННІ ВИСОТ ДВОХ ЗОВНІШНІХ КВАНТОВИХ ТОЧОК

*Микола ТКАЧ, Олександр МАХАНЕЦЬ,
Микола ДОВГАНЮК, Наталія ЦЮПАК*

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

Редакція отримала статтю 10 січня 2010 р.

У наближенні ефективних мас і прямокутних потенціалів досліджено енергетичний спектр екситону в циліндричній закритій триямній квантовій точці та його перехід у відповідний спектр простої відкритої циліндричної квантової точки при безмежному зростанні висот двох зовнішніх квантових точок. Показано принципову можливість апроксимації циліндричної двобар'єрної відкритої системи триямною закритою системою. Досліджений механізм переходу дає змогу визначити енергію зв'язку екситону в циліндричних відкритих наносистемах.

1. ВСТУП

Сучасні експериментальні можливості, зокрема методи іонного заміщення та метал-органічної епітаксії, дають змогу вирощувати напівпровідникові квантові дроти з аксіальною гетероструктурою [1, 2]. Залежно від взаємного розташування напівпровідникових матеріалів, що реалізують гетеросистему, розрізняють квантово обмежені (закриті) та резонансно-тунельні (відкриті) структури. Перспективи використання закритих квантових точок (КТ), розташованих у квантових дротах (КД), як елементної бази квантового комп'ютера неодноразово обговорювалися в літературі [3, 4].

Проте останніми роками значно зросла кількість досліджень відкритих, або резонансно-тунельних напівпровідникових гетероструктур. Це пов'язано з унікальними можливостями їхнього застосування для виготовлення польових транзисторів, діодів і квантових каскадних лазерів [5].

Однак для створення теорії екситонного спектра з урахуванням взаємодії між електроном і діркою у відкритих наносистемах математичні методи, які “добре працюють” у випадку закритих систем, не є застосовними. Така ж ситуація виникає і в теорії взаємодії електронів чи екситонів з фононами, оскільки і в цьому разі “не працюють” методи квантової теорії поля.

Для того, щоб обійти згадані вище принципи теоретичні труднощі при побудові теорії екситонного спектра у відкритій одноямній циліндричній КТ (ЦКТ) з двома тунельно-прозорими бар’єрами в циліндричному КД (ЦКД), пропонується апроксимувати цю наносистему відповідною закритою триямною ЦКТ з двома зовнішніми ямами дуже великих розмірів. При цьому будуть визначені розміри ($h_1 = h_2$) обох зовнішніх ям, при яких стаціонарний спектр і хвильові функції екситону триямної закритої ЦКТ з потрібною точністю переходять відповідно у квазістаціонарний спектр, і хвильові функції простої відкритої ЦКТ у ЦКД.

Тобто відкриту ЦКТ можна розглядати як граничний випадок закритої триямної ЦКТ, у якій розміри обох зовнішніх ям прямують до фізичної безмежності.

2. ТЕОРІЯ ЕКСИТОННОГО СПЕКТРА В ЗАКРИТІЙ ТРИЯМНІЙ ЦКТ

Вивчатимемо складний циліндричний напівпровідниковий квантовий дріт, який містить три квантові точки однакового матеріалу (середовище “0”), що розділені між собою шаром іншого матеріалу (середовище “1”). Радіус квантового дроту ρ_0 , висоти КТ h_0, h_1, h_2 і товщини, в загальному випадку різних, шарів-бар’єрів Δ_1, Δ_2 , що відділяють квантові точки, вважаються відомими і показані на рис. 1б. Очевидно, що така наносистема є складною закритою, а енергетичний спектр квазічастинок у ній стаціонарний.

Як бачимо з рис. 1, при $h_1 \rightarrow 0, h_2 \rightarrow 0$ складна закрита триямна ЦКТ переходить у просту закриту ЦКТ у КД (рис. 1а), а при $h_1 \rightarrow \infty, h_2 \rightarrow \infty$ – у просту відкриту (рис. 1в). Очевидно, що спектр квазічастинок при цьому переходить у квазістаціонарний з відповідними резонансними енергіями та резонансними ширинами.

Зрозуміло, що для дослідження екситонного спектра спочатку необхідно побудувати теорію спектра та хвильових функцій електрона і дірки, що не взаємодіють.

Оскільки ця теорія для обох квазічастинок цілком еквівалентна, подальші міркування наведемо на прикладі електрона. Щоб знайти спектр і хвильові функції електрона в складній закритій триямній ЦКТ, зображеній на рис. 1б, потрібно розв’язати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$\widehat{H} \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (1)$$

з гамільтоніаном

$$\widehat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla} \frac{1}{\mu(\vec{r})} \vec{\nabla} + U(\vec{r}), \quad (2)$$

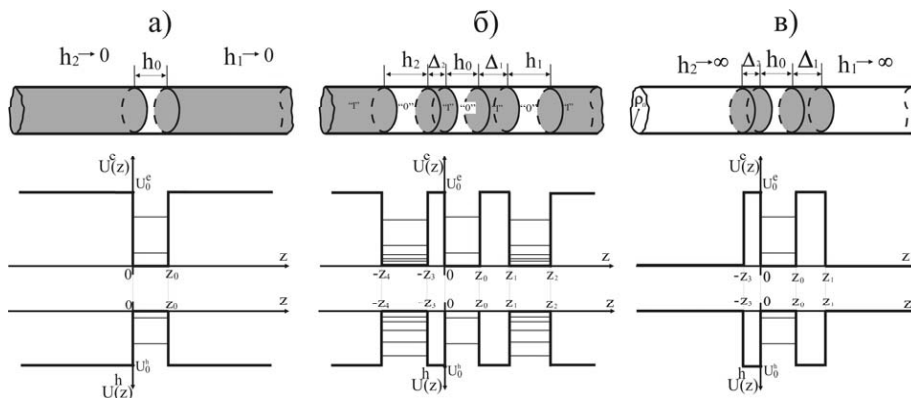


Рис. 1. Геометричні та енергетичні схеми простої закритої (а), три-ямної закритої (б) та простої відкритої (в) ЦКТ у КД.

де ефективні маси та потенціальні енергії мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} \mu(\vec{r}) &\equiv \mu(z) = \begin{cases} \mu_0, & \text{середовище "0"} \\ \mu_1, & \text{середовище "1"} \end{cases}, & (3) \\ U(\vec{r}) &\equiv U(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} \infty, & \rho > \rho_0 \\ 0, & \text{середовище "0"} \\ U_0, & \text{середовище "1"} \end{cases}. \end{aligned}$$

У циліндричній системі координат змінні у рівнянні (1) розділяються, і хвильова функція стаціонарних станів електрона набуває такого вигляду:

$$\Psi(z, \rho, \varphi) = F(z) J_m \left(X_{n_\rho m} \frac{\rho}{\rho_0} \right) e^{im\varphi}. \quad (4)$$

Тут $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – магнітне квантове число; $X_{n_\rho m}$ – нулі функції Бесселя; $n_\rho = 1, 2, \dots$ – радіальне квантове число, що нумерує нулі функції Бесселя при фіксованому m .

Розв'язки відповідного рівняння Шредінгера для функції $F(z)$ у всіх областях триямної закритої ЦКТ отримуються у вигляді [6]:

$$F_{n_z n_\rho m}^{(z)} = \begin{cases} F_{n_z n_\rho m}^{(0)} = A_0 e^{k_1 z}, & -\infty < z \leq -z_4 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(1)} = B_1 \cos(k_0 z) + B_2 \sin(k_0 z), & -z_4 \leq z \leq -z_3 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(2)} = C_1 e^{k_1 z} + C_2 e^{-k_1 z} & -z_3 \leq z \leq 0 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(3)} = D_1 \cos(k_0 z) + D_2 \sin(k_0 z), & 0 \leq z \leq z_0 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(4)} = L_1 e^{k_1 z} + L_2 e^{-k_1 z}, & z_0 \leq z \leq z_1 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(5)} = M_1 \cos(k_0 z) + M_1 \sin(k_0 z), & z_1 \leq z \leq z_2 \\ F_{n_z n_\rho m}^{(6)} = G_1 e^{-k_1 z}, & z_2 \leq z < \infty \end{cases}, \quad (5)$$

де $k_0^2 = 2\mu_0/\hbar^2 E - X_{n_\rho m}^2/\rho_0^2$, $k_1^2 = 2\mu_1/\hbar^2 (U_0 - E) + X_{n_\rho m}^2/\rho_0^2$.

Використовуючи умови неперервності хвильових функцій (5) і потоків густини ймовірності на всіх межах поділу наногетеросистеми ($z = -z_4$, $z = -z_3$, $z = 0$, $z = z_0$, $z = z_1$, $z = z_2$), а також умову нормування хвильових функцій

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F_{n_z n_\rho m}(z)|^2 dz = 1, \quad (6)$$

отримуємо аналітичні вирази для всіх коефіцієнтів $A_0, B_i, C_i, D_i, L_i, M_i, G_1$, ($i = 1, 2$), (отже, однозначно знаходимо електронні хвильові функції (4)), та дисперсійне рівняння для визначення спектра енергій електрона $E_{n_z n_\rho m}$

$$\begin{aligned} \frac{1 + e^{-2k_1 z_2} \Pi_4}{1 - e^{-2k_1 z_2} \Pi_4} &= \\ &= \frac{\alpha \cos(k_0 z_0)(1 - \Pi_2 e^{2k_1(z_1 - z_0)}) - \sin(k_0 z_0)(1 + \Pi_2 e^{2k_1(z_1 - z_0)})}{\alpha(\cos(k_0 z_0)(1 + \Pi_2 e^{2k_1(z_1 - z_0)}) + \alpha \sin(k_0 z_0)(1 - \Pi_2 e^{2k_1(z_1 - z_0)})}, \end{aligned} \quad (7)$$

де

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\mu_1 k_0}{\mu_0 k_1}; \quad \Pi_1 = \frac{\alpha \sin(k_0 z_4) + \cos(k_0 z_4)}{\sin(k_0 z_4) + \alpha \cos(k_0 z_4)}; \\ \Pi_2 &= \frac{\alpha \Pi_1 - 1 - tg(k_0 z_1)(\alpha + \Pi_1)}{\alpha \Pi_1 + 1 - tg(k_0 z_1)(\alpha - \Pi_1)}; \\ \Pi_3 &= \frac{\cos(k_0 z_3) + \alpha \sin(k_0 z_3)}{\alpha \cos(k_0 z_3) - \sin(k_0 z_3)}; \\ \Pi_4 &= \frac{\cos(k_0 z_2)(1 - \alpha \Pi_3) - \sin(k_0 z_2)(\Pi_3 + \alpha)}{\cos(k_0 z_2)(1 + \alpha \Pi_3) - \sin(k_0 z_2)(\Pi_3 - \alpha)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Аксіальне квантове число n_z нумерує розв'язки рівняння (7) за фіксованих квантових чисел n_ρ, m .

Зазначимо, що граничним переходом $h_1 \rightarrow 0$, $h_2 \rightarrow 0$ з рівняння (7) легко отримати дисперсійне рівняння

$$\alpha = \frac{\alpha \cos(k_0 z_0) + \sin(k_0 z_0)}{\alpha \sin(k_0 z_0) - \cos(k_0 z_0)}, \quad (9)$$

яке визначає енергетичний спектр квазічастинки $E_{N_z n_\rho m}^{(3)}$ у простій закритій квантовій точці, розташованій у квантовому дроті (рис. 1а).

Отже, енергетичний спектр $E_{n_z n_\rho m}^{(e,h)}$ і хвильові функції $\Psi_{n_z n_\rho m}^{(e,h)}(\vec{r})$ електрона та дірки у триямній закритій ЦКТ у ЦКД повністю визначені.

Для дослідження екситонних станів у триямній ЦКТ у ЦКД треба розв'язувати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$\widehat{H}_{ex}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \Psi_{ex}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = E_{ex} \Psi_{ex}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \quad (10)$$

з гамільтоніаном

$$\widehat{H}_{ex}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = \widehat{H}^{(e)}(\vec{r}_e) + \widehat{H}^{(h)}(\vec{r}_h) + U(|\vec{r}_e - \vec{r}_h|) + E_{g_0}, \quad (11)$$

де E_{g_0} – ширина забороненої зони матеріалу квантових точок; $\widehat{H}^{(e,h)}$ – гамільтоніани електрона та дірки (2), які не взаємодіють між собою; $U(|\vec{r}_e - \vec{r}_h|)$ – потенціальна енергія взаємодії електрона та дірки

$$U(|\vec{r}_e - \vec{r}_h|) = -\frac{e^2}{\varepsilon(\vec{r}_e, \vec{r}_h) |\vec{r}_e - \vec{r}_h|}. \quad (12)$$

Рівняння Шредінгера з гамільтоніаном (11) точно не розв'язується. Проте враховуючи, що електрон і дірка перебувають головним чином у області квантових ям циліндричної наносистеми (середовище "0"), а також те, що енергія розмірного квантування значно перевищує енергію взаємодії цих квазічастинок для його наближеного розв'язку, доцільно скористатись теорією збурень [6]. Енергетичний спектр екситону отримуємо у вигляді

$$E_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h} = E_g + E_{n_z n_\rho}^e + E_{n_z n_\rho}^h + \Delta E_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h}, \quad (13)$$

де $E_{n_z n_\rho}^{(e,h)}$ – розв'язки відповідних дисперсійних рівнянь (7),

$$\Delta E_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h} = -\frac{e^2}{\varepsilon_0} \iint \frac{|\Psi_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h}(\vec{r}_e, \vec{r}_h)|^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_h|} d^3 \vec{r}_e d^3 \vec{r}_h \quad (14)$$

– енергія зв'язку електрона і дірки; ε_0 – діелектрична проникність матеріалу квантових точок, а хвильові функції стаціонарних станів екситону $\Psi_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h}(\vec{r}_e, \vec{r}_h)$ визначаються відомими хвильовими функціями стаціонарних станів електрона і дірки:

$$\Psi_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = \Psi_{n_z^e n_\rho^e m^e}(\vec{r}_e) \Psi_{n_z^h n_\rho^h m^h}(\vec{r}_h). \quad (15)$$

Хоча із загальних міркувань зрозуміло, що при $h_1, h_2 \rightarrow \infty$ триямна закрита ЦКТ переходить у просту відкриту, однак отримати спектр електрона простої відкритої ЦКТ граничним переходом $h_1, h_2 \rightarrow \infty$ у рівнянні (7) аналітично неможливо. Тому важливо дослідити еволюцію спектральних характеристик електрона, дірки і екситону при великих, але скінченних значеннях висот ЦКТ h_1 і h_2 .

3. ЕВОЛЮЦІЯ СТАЦІОНАРНОГО СПЕКТРА ЕЛЕКТРОНА, ДІРКИ ТА ЕКСИТОНУ ВНАСЛІДОК ЗБІЛЬШЕННЯ РОЗМІРІВ ЗОВНІШНІХ ЯМ ТРИЯМНОЇ ЗАКРИТОЇ ЦКТ ДО КВАЗІСТАЦІОНАРНОГО ПРОСТОЇ ВІДКРИТОЇ ЦКТ У ЦКД

Для того щоб згідно з викладеною вище теорією детально проаналізувати процес перетворення стаціонарного екситонного спектра триямної закритої ЦКТ на квазістаціонарний спектр простої відкритої

ЦКТ, необхідно досліджувати поведінку ймовірностей перебування цієї квазічастинки у межах внутрішньої ЦКТ при зміні h_1 і h_2 [7].

$$W_{n_z^e n_\rho^e m^e}^{n_z^h n_\rho^h m^h} = W_{n_z^e n_\rho^e m^e} W_{n_z^h n_\rho^h m^h}, \quad (16)$$

де

$$W_{n_z^i n_\rho^i m^i} = \int_{-z_3}^{z_1} \left| F_{n_z^i n_\rho^i m^i}^i(z) \right|^2 dz, \quad (i = e, h). \quad (17)$$

Усі обчислення виконували на прикладі системи $\beta - \text{HgS}/\beta - \text{CdS}$, матеріальні параметри якої добре відомі [6].

На рис. 2 як приклад показано формування смуги екситонного квазістаціонарного стану (КСС) із резонансною енергією $E_{110}^{110(\text{в})}$ та шириною $\Gamma_{110}^{110(\text{в})}$. Там же показано як утворюються відповідні КСС електрона (дірки) зі своїми резонансними енергіями $E_{110}^{(e,h)(\text{в})}$ та ширинами $\Gamma_{110}^{(e,h)(\text{в})}$.

Із рис. 2а бачимо, що при невеликих розмірах зовнішніх ям ($h = 500a_{\text{HgS}}$) стаціонарні спектри усіх трьох квазічастинок дискретні з великими (близькими до одиниці) значеннями ймовірності в околі прарезонансних енергій \tilde{E} (саме поняття та властивості прарезонансних енергій детально аналізували у [8]) і малі – в ширших межах. При таких розмірах h зовнішніх ям для жодної з квазічастинок ще не можна ввести поняття ширин дискретних смуг обабіч прарезонансних рівнів, у яких виконувалися б умови:

$$\begin{aligned} 2W_{(n_z \pm 1)10}^{(e,h)} &\geq W_{n_z 10}^{(e,h)} = \tilde{W}_{N_z 10}^{(e,h)} \\ 2W_{(n_z^e \pm 1)10} &\geq W_{n_z^e 10} = \tilde{W}_{N_z^e 10} \\ 2W_{(n_z^h \pm 1)10} &\geq W_{n_z^h 10} = \tilde{W}_{N_z^h 10} \end{aligned} \quad (18)$$

При $h = 3000a_{\text{HgS}}$ (рис. 2б) для всіх квазічастинок (електронів, дірок, екситонів) ще не виконуються умови виникнення ширин (17) дискретних смуг, хоча вже стає помітним їх квазілоренцівський контур. При $h = 20000a_{\text{HgS}}$ (рис. 2в) усі дискретні смуги характеризуються своїми ширинами ($\tilde{\Gamma}_{110}^h, \tilde{\Gamma}_{110}^e, \tilde{\Gamma}_{110}^{110}$) і прарезонансними енергіями ($\tilde{E}_{110}^h, \tilde{E}_{110}^e, \tilde{E}_{110}^{110}$). Ці величини в закритій триямній ЦКТ майже не відрізняються від резонансних енергій ($E_{110}^{h(\text{в})}, E_{110}^{e(\text{в})}, E_{110}^{110(\text{в})}$) і ширин ($\Gamma_{110}^{h(\text{в})}, \Gamma_{110}^{e(\text{в})}, \Gamma_{110}^{110(\text{в})}$) відкритої одноямної ЦКТ (рис. 2г), визначених з полюсів $S_{n_\rho m}(E)$ -матриці [9].

На рис. 3 зображено залежність від розмірів зовнішніх ям $h = h_1 = h_2$ ширин ($\tilde{\Gamma}_{N_z^e 10}^{N_z^e 10}$) дискретних екситонних смуг у основному та кількох збуджених прарезонансних станах при $\rho_0 = 8a_{\text{HgS}}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 2a_{\text{CdS}}$, $h_0 = 15a_{\text{HgS}}$. Як бачимо з рисунка, для всіх дискретних екситонних смуг можна ввести поняття ширини тоді, коли значення h перевищує $5 \cdot 10^3 a_{\text{HgS}}$. При цьому ширини $\tilde{\Gamma}_{N_z^e 10}^{N_z^e 10}$ в закритій триямній ЦКТ завжди

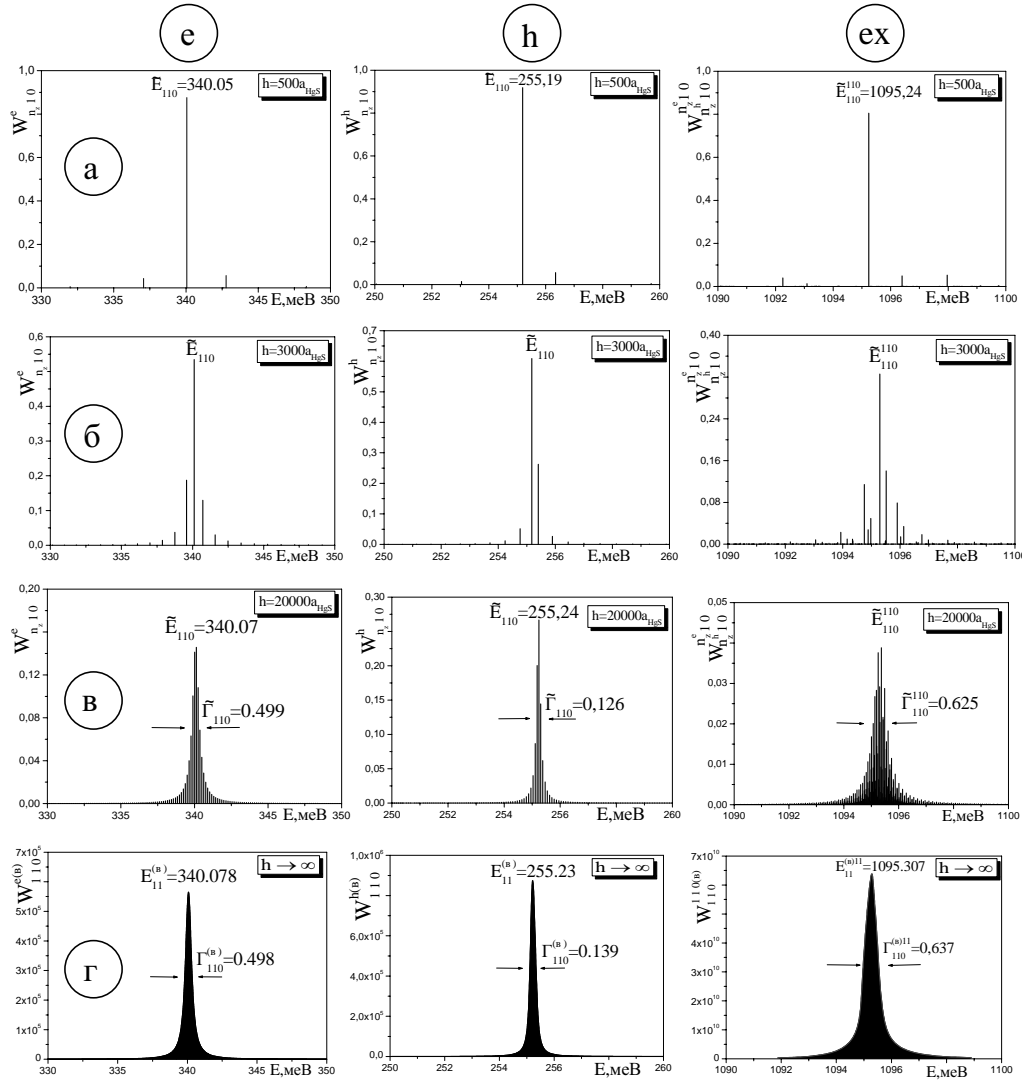


Рис. 2. Еволюція функцій розподілу ($W_{n_z 10}^e, W_{n_z 10}^h, W_{n_z 10}^{ex}$) ймовірностей перебування електрона, дірки та екситону всередині закритої ЦКТ до функцій відкритої ЦКТ ($W_{110}^{e(B)}, W_{110}^{h(B)}, W_{110}^{ex(B)}$) зі зміною розміру $h = h_1 = h_2$ зовнішніх ям при $\rho_0 = 8a_{HGS}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 2a_{CdS}$, $h_0 = 15 a_{HGS}$.

більші, ніж відповідні їм ширини ($\Gamma_{N_z 10}^{e(B)} = \Gamma_{N_z 10}^{e(B)} + \Gamma_{N_z 10}^{h(B)}$) у відкритій системі, визначені з полюсів $S_{n \rho m}(E)$ -матриці [9]. При збільшенні h

прарезонансні ширини $\tilde{\Gamma}_{N_z^h}^{N_e^e 10}$ асимптотично прямують до резонансних ширин неперервних екситонних смуг ($\Gamma_{N_z^h 10}^{N_e^e 10(B)}$) у відкритій ЦКТ, як і має бути з фізичних міркувань.

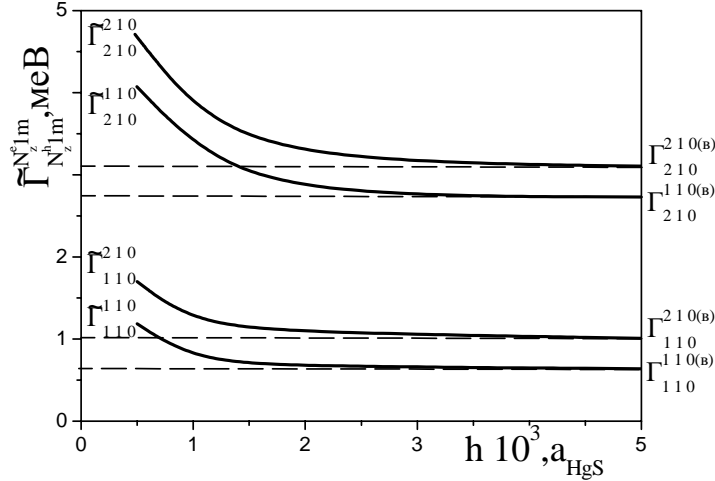


Рис. 3. Залежність прарезонансних ширин $\tilde{\Gamma}_{N_h 10}^{N_e 10}$ дискретних смуг екситону від розміру h зовнішніх ям при $\rho_0 = 8a_{HgS}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 2a_{CdS}$, $h_0 = 15a_{HgS}$.

Резонансні енергії екситонного спектра, перенормовані електрон-дірковою взаємодією, визначаються як граничний випадок прарезонансних енергій триямної закритої ЦКТ.

З цією метою обчислюємо енергію зв'язку електрона і дірки у квазістаціонарних станах відкритої ЦКТ як граничний перехід від енергій зв'язку електрона і дірки у прарезонансних станах

$$\Delta E_{N_z^h \rho^h m^h}^{N_e^e n_\rho^e m^e} = \lim_{h \rightarrow \infty} \Delta \tilde{E}_{N_z^h \rho^h m^h}^{N_e^e n_\rho^e m^e}. \quad (19)$$

Залежність енергії зв'язку ($\Delta \tilde{E}_{110}^{110}, \Delta \tilde{E}_{210}^{210}$) електрона з діркою у прарезонансних станах з енергіями $\tilde{E}_{110}^e(\tilde{E}_{110}^h)$ і $\tilde{E}_{210}^e(\tilde{E}_{210}^h)$ від розміру h зовнішніх ям при різних значеннях товщини потенціального бар'єра Δ триямної закритої ЦКТ показана на рис. 4.

За відсутності зовнішніх ям ($h = 0$) значення енергії зв'язку $\Delta \tilde{E}_{110}^{110}$, $\Delta \tilde{E}_{210}^{210}$ електрона і дірки збігаються із значеннями енергій цих же квазічастинок у простій закритій ЦКТ у ЦКД, на що й слід було очікувати з фізичних міркувань. При збільшенні розміру ям (h) значення енергії $|\Delta \tilde{E}_{110}^{110}|$, $|\Delta \tilde{E}_{210}^{210}|$ спадають і при досить великих розмірах h збігаються до значень енергії зв'язку $|\Delta E_{110}^{110}|$, $|\Delta E_{210}^{210}|$ ек-

ситону у відповідних КСС. Як бачимо з рис. 4, що більша товщина бар'єрів Δ , то повільніше зменшуються значення $|\Delta \tilde{E}_{110}^{110}|$, $|\Delta \tilde{E}_{210}^{210}|$.

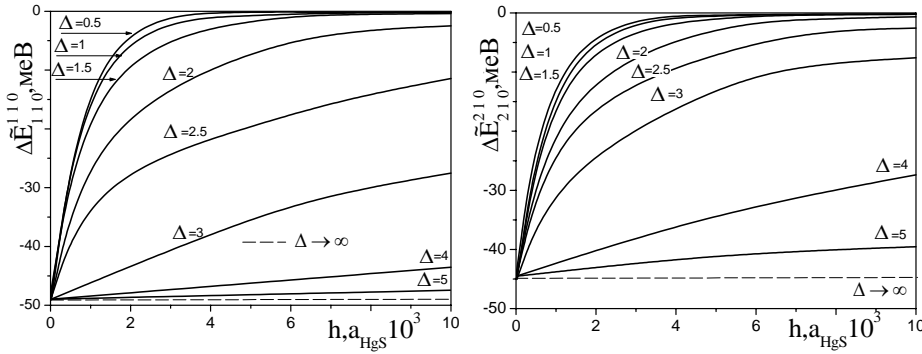


Рис. 4. Залежність енергії зв'язку екситону ($\Delta \tilde{E}_{110}^{110}$, $\Delta \tilde{E}_{210}^{210}$) від розміру $h = h_1 = h_2$ зовнішніх ям при різних значеннях товщин бар'єрів $\Delta = \Delta_1 = \Delta_2$ та $\rho_0 = 8a_{HgS}$, $\Delta = 2a_{CdS}$, $h_0 = 15a_{HgS}$.

Таку поведінку енергій зв'язку екситону легко зрозуміти із простих фізичних міркувань. Справді, збільшення розміру (h) зовнішніх ям при фіксованому Δ зменшує ймовірність знаходження електрона і дірки у прарезонансних станах внутрішньої ями, збільшуючи ймовірність перебування обох квазічастинок у зовнішніх ямах, де ефективна відстань між ними збільшується. Оскільки при цьому зменшується перекриття хвильових функцій електрона і дірки, зменшується й енергія їхнього зв'язку в екситон. Водночас зростання товщини Δ потенціального бар'єра при фіксованому розмірі h зовнішніх ям приводить до все більшої локалізації електрона і дірки в області внутрішньої ями, збільшуючи відповідну енергію зв'язку екситону у прарезонансних станах. Зрозуміло, що при $\Delta \rightarrow \infty$ енергії зв'язку екситону ($\Delta E_{N_z^h 10}^{N_z^e 10(B)}$) в КСС переходять у відповідні їм енергії ($\Delta E_{N_z^h 10}^{N_z^e 10(Z)}$) зв'язку екситону в простій закритій ЦКТ у ЦКД.

4. ВИСНОВКИ

Показано, що проста відкрита двобар'єрна ЦКТ у КД завжди і досить точно може бути апроксимована відповідною триямною закритою ЦКТ у ЦКД. Досліджений механізм переходу дає змогу розв'язати задачу про екситонний спектр простої відкритої ЦКТ, використовуючи хвильові функції стаціонарних станів електрона і дірки закритої триямної ЦКТ з досить великим розміром зовнішніх шарів-ям.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] *Thelander C., Agarwal P., Brongersma S.* Nanowire – based one – dimensional electronics. *Materialstoday*. 2006. **9**. 28-35.
- [2] *Lauhon L.J., Mark S. G., Lieber C. M.* Semiconductor nanowire heterostructures. *Phil. Trans. R. Soc.* 2004. **362**. 1247–1260.
- [3] *Xuedong H., Das Sarma S.* Hilbert-space structure of a solid-state quantum computer: Two-electron states of a double-quantum-dot artificial molecule *Phys. Rev.A*. 2000. **61**. 062301–062305.
- [4] *Burkard G., Seelig G., Loss D.* Spin interactions and switching in vertically tunnel-coupled quantum dots. *Phys. Rev. B*. 2000. **62**. 2581–2592.
- [5] *Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В.* Наноматериалы и нанотехнологии. Нано- и микросистемная техника. 2003. **8**. 3–13.
- [6] *Ткач М.В., Маханець О.М., Довганюк М.М.* Електронний і екситонний спектри у закритій подвійній квантовій точці, що розташована у квантовій дротині циліндричної форми. *Журн. фіз. досл.* 2009. **13**, №1. 1702-1–1702-8.
- [7] *Tkach M., Seti Ju.* Exciton in closed and opened quantum dot *Cond. Matters Physics*. 2007. **10**, №1 (49). 23–31.
- [8] *Ткач М.В., Маханець М.О., Довганюк М.М.* Еволюція електронного спектра в триямній закритійциліндричній квантовій точці у квантовому дроті при зміні висот зовнішніх вантових точок. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2009. **10**, № 4. 745–751.
- [9] *Ткач М.В., Маханець А.М.* Спектры и времена жизни квазичастиц в открытой квантовой точке, окруженной одинаковыми барьерами в цилиндрической квантовой проволоке. *Физика твердого тела*. 2005. **47**, вып. 3. 550–555.

**EVOLUTION OF EXCITON SPECTRUM IN THREE WELL
CLOSED CYLINDRICAL NANOHETEROSYSTEM
AT THE INFINITE INCREASE OF THE HEIGHTS OF TWO
OUTER QUANTUM DOTS**

*Mykola TKACH, Olexander MAKHANETS, Mykola DOVGANIUK,
Natalia TSIUPAK*

Yurii Fedkovich Chernivtsi National University
58012 Chernivtsi, Kotcibinsky Str. 2
e-mail: ktf@chnu.edu.ua

Within models of the effective masses and rectangular potentials, the exciton energy spectrum in cylindrical closed nanoheterosystem is investigated at the infinite increase of the heights of two outer quantum dots. The principle ability of approximating the two barrier open system by three well closed system is proven. This makes it possible to obtain the exciton binding energy in open systems.