ТЕОРІЯ ЕЛЕКТРОННОЇ ПРОВІДНОСТІ ВІДКРИТОЇ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ДВОБАР'ЄРНОЇ СИМЕТРИЧНОЇ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОЇ СТРУКТУРИ У МОДЕЛІ ПРЯМОКУТНИХ ТА δ–ПОДІБНИХ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ БАР'ЄРІВ

Микола ТКАЧ, Олександр МАХАНЕЦЬ,
Юлія СЕТІ, Микола ДОВГАНЮК

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

Редакція отримала статтю 10 січня 2010 р.

Розвинута теорія резонансних енергій (РЕ) і резонансних ширин (РШ) квазістаціонарних станів (КСС) електрона та електронної провідності відкритої симетричної двохбар'єрної резонансно-тунельної структури (РТС) циліндричної форми. Повне рівняння Шредінгера розв'язано у рамках двох моделей: моделі ефективних мас і прямокутних потенціальних ям і бар'єрів та у моделі ефективних мас і прямокутних потенціальних ям та δ - подібних бар'єрів, у обох підходах врахована взаємодія електронів з електромагнітним полем у наближені слабкого сигналу.

На прикладі наносистеми $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ виконані обчислення спектральних параметрів, а також знайдено і проаналізовано залежність провідності від енергії моноенергетичного пучка, налітаючих на РТС електронів і від енергії електромагнітного поля, що поглинається чи випромінюється системою. Вперше встановлено прямий зв'язок між експериментально вимірюваними параметрами провідності та резонансними ширинами КСС електронів відкритої РТС.

1. ВСТУП

Розвиток нанотехнології привів до створення унікальних за фізичними характеристиками приладів, елементною базою яких є різноманітні наноструктури (квантові точки (КТ), квантові дроти (КД), квантові ями (КЯ)) взагалі і резонансно-тунельні структури (РТС) зокрема.

Зростання інтересу до РТС значною мірою зумовлено тим, що після створення перших квантових каскадних лазерів (ККЛ) Фейстом

PACS numbers: 73.21.Hb, 73.21.La, 73.40.Gk

і Капассо [1, 2], було досягнуто значних успіхів у такому дизайні активних наноструктур [3, 4], який дав змогу мінімізувати струми збудження, досягаючи максимальної потужності електромагнітного випромінювання в потрібному діапазоні частот (зокрема у актуальному терагерцовому).

Відомо, що одна з проблем функціонуючих ККЛ полягає у тому, що вони працюють у некогерентному (стосовно електронної системи) режимі, при якому взаємодія електронів з дисипативними підсистемами РТС (фононами, домішками і т.п.) сильно змінює фазу електронного струму, який пройшов крізь систему, внаслідок чого ефективність випромінювання виявляється малою. Один із способів збільшення потужності випромінювання ККЛ, як відомо, полягає у тому, щоб застосувати відкриту РТС, у якій час життя електрона у квазістаціонарних станах є меншим, ніж тривалість дисипативних процесів у цій системі. Такі відкриті квазідвовимірні РТС теоретично досліджуються вже більше десяти років у різних теоретичних моделях [5-9], однак до цього часу послідовна теорія відгуку таких наносистем ще далека від завершення.

Основна теоретична проблема полягає у тому, що для розрахунку струму відгуку (чи динамічної провідності) відкритої РТС при проходженні крізь неї електронів, необхідно розв'язувати повне рівняння Шредінгера, гамільтоніан якого враховує взаємодію електронів з електромагнітним полем. Ця задача є настільки математично складною, що зумовлює різні наближення, як у моделях, так і в аналітичних обчисленнях. Зокрема у переважній більшості теоретичних робіт [10-17] використовувались спрощені моделі наносистем (у більшості плоских), що базувалися на δ-бар'єрній апроксимації прямокутних потенціальних бар'єрів РТС.

Очевидним недоліком δ-бар'єрної апроксимації є те, що вона повністю ігнорує різницю мас елктрона в ямах і бар'єрах наносистеми, що впливає [18] на величину спектральних парметрів (резонансних енергій і особливо ширин) КСС, а, отже, через провідність електронного струму і на потужність електромагнітного випромінювання та його частоту.

Добре відомо, що основні параметри наноприладів, як правило, покращуються зі зменшенням просторової розмірності їх функціональних елементів, а тому за останні роки значно зріс інтерес експериментаторів до вивчення квантових дротів і точок, а також комбінованих наносистем [19, 20]. Що ж до робіт з теорії спектрів квазічастинок (електронів, дірок, екситонів і т.п.), а тим більше теорії провідності відкритих РТС на основі квантових дротів і точок, то наскільки нам відомо, їх дуже мало, хоча РТС такого типу досліджуються [21].

Мета пропонованої роботи полягає у тому, щоб дослідити межі застосування δ - бар'єрної моделі, у порівнянні з більш реалістичною моделлю, яка враховує різницю мас електрона у різних шарах системи, для визначення спектральних параметрів та провідності РТС.

У роботі буде показано, що знайдена у пропонованій моделі провідність, як функція енергії інжектованих електронів і енергії електромагнітного поля, дає змогу не лише вивчати польові характеристики (потужність випромінювання чи поглинання; частоту і діапазон максимального випромінювання і т.п.), а й розв'язувати обернену задачу –

за експериментально виміряними параметрами провідності знаходити резонансні енергії та ширини КСС електронів у РТС.

2. ПРОВІДНІСТЬ МОНОЕНЕРГЕТИЧНОГО ПУЧКА ЕЛЕКТРОНІВ СИМЕТРИЧНОЇ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ДВОБАР'ЄРНОЇ РТС

Оскільки хід розв'язку в обох моделях ідентичний, то за основу візьмемо модель з прямокутними потенціальними бар'єрами.

Розглядається відкрита циліндрична двобар'єрна РТС з геометричними параметрами, вказаними на рис. 1. Будемо вважати, що потік невзаємодіючих між собою електронів з концентрацією n потрапляє зліва на РТС, рухаючись у напрямку, паралельному до аксіальної осі. Ефективні маси та потенціальні енергії електрона в різних областях РТС відомі:

$$\mu(z) = \begin{cases} \mu_0, & \text{сер. "0", "2", "4"} \\ \mu_1, & \text{сер. "0", "2", "4"} \end{cases}, V(z) = \begin{cases} 0, & \text{сер. "0", "2", "4"} \\ V_0, & \text{сер. "0", "2", "4"} \end{cases} \tag{1}$$

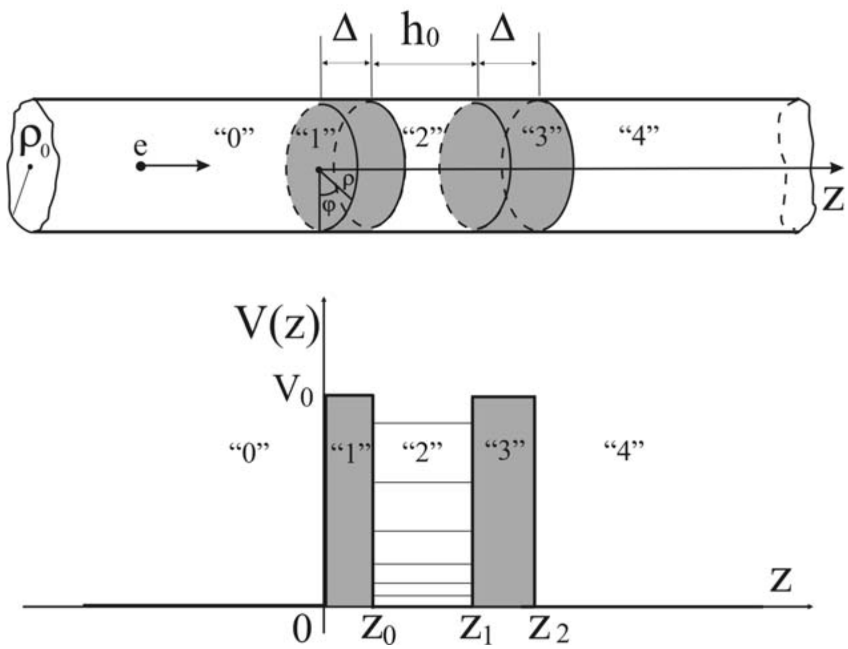

Рис. 1. Геометрична і енергетична схеми нано-РТС.

Зазначимо, що у впадку δ - подібних бар'єрів потенціальна енергія $V(z)$ має вигляд

$$V(z) = V_0\,\Delta\,[\delta(x) + \delta(x - h_0)] \tag{2}$$

Провідність РТС визначається густиною струму (j) електронів через наносистему, яка у цій моделі визначається хвильовою функцією електрона, що взаємодіє зі змінним у часі електромагнітним полем $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right)$ з частотою ω і амплітудою напруженості електричного поля $\mathcal{E}$. Хвильова функція $\Psi(\vec{r}, t)$ у циліндричній системі координат (ρ, φ, z) задовольняє повному рівнянню Шредінгера Тут основний гамільтоніан електрона (стаціонарної задачі)

$$\hat{H}(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\vec{\nabla}^2 + \rho_0 V(\rho)\,\delta(\rho - \rho_0) + V(z),\ \lim_{\rho\to\rho_0} V(\rho) \to \infty \tag{3}$$

містить першим доданком оператор кінетичної енергії, другим – безмежний потенціал, що обмежує вихід електрона в радіальному напрямку за межі квантового дроту, третім – потенціальну енергію електрона в аксіальному напрямку;

$$\begin{aligned} &\hat{H}(z,t) = U(z)\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right) = \\ &= -e\mathcal{E}\,\left[z\left(\Theta(z) - \Theta(z - h_0)\right) + h_0\Theta(z - h_0)\right]\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right) \end{aligned} \tag{4}$$

- гамільтоніан взаємодії електрона зі змінним у часі електромагнітним полем.

Щоб розв'язати повне рівняння Шредінгера (1), спочатку потрібно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$\hat{H}(\vec{r})\,\Psi(\vec{r}) = E\,\Psi(\vec{r}) \tag{5}$$

для електрона з ефективною масою μ, що рухається у циліндричному квантовому дроті, як у закритій системі в радіальному напрямку і відкритій – у аксіальному. З урахуванням циліндричної симетрії хвильова функція $\Psi(\vec{r})$ може бути подана у вигляді

$$\Psi(\rho,\,\varphi,\,z) = \Psi_{n_\rho m}(\rho,\,\varphi)\,F(z), \tag{6}$$

внаслідок чого змінні у рівнянні (4) відділяються. Нормованим хвильовим функціям [21]

$$\Psi_{n_\rho m}(\rho,\,\varphi) = \left(\pi\rho_0^2\,|\,J_{m-1}(X_{n_\rho m})J_{m+1}(X_{n_\rho m})\,|\right)^{-1/2} J_m\left(X_{n_\rho m}\,\rho_0^{-1}\,\rho\right)\,e^{im\varphi}, \tag{7}$$

що описують обмежений рух електрона у площині, перпендикулярній аксіальній осі, відповідає спектр енергій $E_{n_\rho m}$

$$E_{n_\rho m} = \frac{\hbar^2\,X_{n_\rho m}^2}{2\,\mu\,\rho_0^2}. \tag{8}$$

Тут J_m - функція Бесселя цілого порядку, $X_{n_\rho m}$ - нулі функції Бесселя, $m = 0;\ \pm1;\ \pm2...$ - магнітне квантове число, $n_\rho = 1, 2, 3...$ - радіальне квантове число, що визначає номер нуля функції Бесселя при фіксованому m.

Тепер, з урахуванням (6)-(8), хвильові функції $F_{n_\rho m}(z)$ очевидно задовольняють рівняння

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + E_{n_\rho m}\right] F_{n_\rho m}(z) = E\,F_{n_\rho m}(z) \tag{9}$$

з відкритими граничними умовами.

Як бачимо, рівняння (9) розв'язується однаково, незалежно від станів $|n_\rho m>$, тому враховуючи, що далі буде детально вивчатися провідність циліндричної двобар'єрної РТС достатньо малих радіусів, при яких у актуальній підбар'єрній області енергій реалізується лише один стан ($n_\rho = 1\,,\ m = 0$), ми покладемо $F_{1\,0}(z) = F_0\,(z)\,,\ E_0 = \dfrac{\hbar^2\,X_{1\,0}^2}{2\,\mu\,\rho_0^2}$ й отримаємо з (3) рівняння для функції $F(z,\,t)$

$$i\hbar\frac{\partial\,F\,(z,t)}{\partial\,t} = \left[E_0 - \frac{\hbar^2}{2\,\mu}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + \hat{H}(z,\,t)\right] F(z,\,t). \tag{10}$$

Рівняння (10) можна розв'язувати у наближенні слабкого сигналу [6–11], припускаючи, що амплітуда ($\mathcal{E}$) електричного поля мала. Тоді загальний розв'язок рівняння (10) шукається у вигляді

$$F_0\,(z,t) = F_0(z)\,e^{-i\omega_0 t} + F_{\,1}(z,t), \qquad (\omega_{\,0} = \hbar^{-1}\,E), \tag{11}$$

де функція $F_0(z)$ є розв'язком стаціонарного рівняння Шредінгера (9) (при $n_\rho = 1, m = 0$), а поправка першого порядку в одномодовому наближенні шукається у вигляді

$$F_1(z,t) = F_{+1}(z)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + F_{-1}(z)e^{-i(\omega_0-\omega)t}. \tag{12}$$

Зберігаючи величини першого порядку малості, з урахуванням (9) і (10) отримуються рівняння для визначення обох складових функцій $F_1(z,t)$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\,\mu}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + E_0 - \hbar\,(\omega_0 \pm \omega)\right]\ \mathrm{F}_{\pm 1}(z) = U\,(z)\ \ F_0(z). \tag{13}$$

Стаціонарна задача (9) з відкритими межами розв'язується точно і хвильова функція $F_0(z)$ має вигляд

$$\begin{aligned} F_0\,(z) &= F_0^{(0)}(z)\Theta(-z) + F_0^{(4)}\Theta\,(z - z_2) + \sum_{p=0}^{2} F_0^{(p+1)}[\Theta(z - z_{p-1}) - \Theta(z - z_p)] \\ &= (A_0\,e^{ik_0 z} + B_0 e^{-ik_0 z})\Theta(-z) + A_4 e^{ik_0(z-z_2)}\Theta\,(z - z_2) + \\ &+ \sum_{p=0}^{2}\,(A_{p+1}e^{ik_{p+1}z} + B_{p+1}e^{-ik_{p+1}z})[\Theta(z - z_{p-1}) - \Theta(z - z_p)] \end{aligned} \tag{14}$$

де

$$z_{-1}=0, k_0=k_2(E)=\sqrt{2\mu_0\hbar^{-2}E-X^2_{n_\rho m}\rho_0^{-2}},$$
$$k_1(E)=k_3(E)=sqrt2\mu_1\hbar^{-2}(E-U_0)-X^2_{n_\rho m}\rho_0^{-2}. \tag{15}$$

Усі невідомі коефіцієнти A_p і B_p ($p=0,1,2,3,4$) однозначно визначаються умовами неперервності хвильових функцій і відповідних потоків густин ймовірностей на всіх межах наносистеми

$$\frac{dF_0^{(p)}}{\mu_p dz}\Big|_{z=z_{p-1}}=\frac{dF_0^{(p+1)}}{\mu_{p+1}dz}F_0^{(p)}(z_{p-1}),$$
$$F_0^{(p)}(z_{p-1})=F_0^{(p+1)}(z_{p-1}), \qquad (z_{-1}=0,\ p=0,1). \tag{16}$$

У випадку δ-бар'єрів умови неперервності хвильових функцій і відповідних потоків густин ймовірностей на всіх межах наносистеми будуть мати значно простіший вигляд

$$\frac{dF_0^{(p)}}{dz}\Big|_{z=z_{p-1}}-\frac{dF_0^{(p+1)}}{dz}\Big|_{z=z_{p-1}}=\frac{2\,\mu\,V_0\,\Delta}{\hbar^2}F_0^{(p)}(z_{p-1}),$$
$$F_0^{(p)}(z_{p-1})=F_0^{(p+1)}(z_{p-1}), \qquad (z_{-1}=0,\ p=0,1). \tag{17}$$

Розв'язками неоднорідних рівнянь (13) є суперпозиція функцій

$$F_{\pm1}(z)=F_{\pm}(z)+\Phi_{\pm}(z), \tag{18}$$

де, у свою чергу, функції $F_{\pm}(z)$ є розв'язками системи однорідних рівнянь (13)

$$\begin{aligned}F_{\pm}(z)&=F_{\pm}^{(0)}(z)\,\Theta(-z)+F_{\pm}^{(4)}(z)\Theta(z-z_2)+\\&+\sum_{p=0}^{2}F_{\pm}^{(p+1)}[\Theta(z-z_{p-1})-\Theta(z-z_p)]=\\&=B_0^{\pm}e^{-ik_0^{\pm}z}\Theta(-z)+A_4^{\pm}e^{ik_0^{\pm}(z-z_2)}\Theta(z-z_2)+\\&+\sum_{p=0}^{2}(A_{p+1}^{\pm}e^{ik_{p+1}^{\pm}}+B_{p+1}^{\pm}e^{-ik_{p+1}^{\pm}})[\Theta(z-z_{p-1})-\Theta(z-z_p)],\end{aligned} \tag{19}$$

де $k_0^{\pm}(E)=k_2^{\pm}(E)=k_0(E\pm\hbar\omega)$, $k_1^{\pm}(E)=k_3^{\pm}(E)=k_1(E\pm\hbar\omega)$, а функції

$$\begin{aligned}\Phi_{\pm}(z)=&\sum_{p=0}^{2}\left(\frac{e\mathcal{E}}{\mu_p\omega^2}\frac{dF_0^{(p+1)}}{dz}\mp\frac{e\mathcal{E}\,z}{\hbar\omega}F_0^{(p+1)}(z)\right)[\Theta(z-z_{p-1})-\Theta(z-z_p)]\mp\\&\mp\frac{e\,\mathcal{E}\,z_2}{\hbar\omega}F_0^{(4)}\Theta(z-z_2)\end{aligned} \tag{20}$$

є точними частинними розв'язками рівнянь (13).

Отже, загальні розв'язки рівнянь (13) можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} F_{\pm 1}(z) &= F_{\pm 1}^{(0)}(z)\Theta(-z) \\ &+ F_{\pm 1}^{(4)}\Theta(z-z_2) + \sum_{p=0}^{2} F_{\pm 1}^{(p+1)}(z)\left[\Theta(z-z_{p-1}) - \Theta(z-z_p)\right]. \end{aligned} \tag{21}$$

Умови неперервності цих хвильових функцій і відповідних їм потоків на всіх межах наносистеми цілком аналогічні до умов (16). Вони еквівалентні системі чотирьох лінійних неоднорідних рівнянь, із яких однозначно визначаються всі чотири невідомих коефіцієнти $A_p^{\pm}, B_p^{\pm}$ ($p = 0, 1, 2, 3, 4$), хвильові функції $F_{\pm 1}(z)$, а отже і шукана хвильова функція $F(z,t)$.

Густина струму, у точці z у момент часу t, не взаємодіючих між собою електронів з концентрацією n, згідно з квантово-механічним означенням, визначається як

$$j(z,t) = \frac{e\hbar n}{2\mu}\left[F(z,t)\frac{\partial}{\partial z}F^*(z,t) - F^*(z,t)\frac{\partial}{\partial z}F(z,t)\right]. \tag{22}$$

У квазістатичному наближенні, з урахуванням того, що довжини електромагнітних хвиль, з якими взаємодіє електрон, набагато більші за розміри нано – РТС, можна розрахувати енергію W, отриману (чи передану) електроном від поля за період $T = 2\pi/\omega$

$$W = \int_0^T dt \int_0^{z_2} j(z,\,t)\,\mathcal{E}(z,t)\,dz = 2\,T\,h_0\;\sigma_g\,\mathcal{E}^2\,, \quad (\sigma_g = Re\,\sigma), \tag{23}$$

де σ – комплексна провідність наносистеми.

Ця ж енергія визначається як сума енергій електронних хвиль, що виходять з квантового дроту з обох його боків, тобто

$$\begin{aligned} W = \frac{\hbar\omega T}{e}\{\, &[j(E+\hbar\omega, z=h_0) - j(E-\hbar\omega, z=h_0)] - \\ &-[j(E+\hbar\omega, z=0) - j(E-\hbar\omega, z=0)]\,\}. \end{aligned} \tag{24}$$

Комбінуючи вирази (23) і (24) та здійснивши обчислення густин потоків, отримуємо аналітичний вираз для дійсної частини провідності

$$\sigma_g(E,\omega) = \frac{\hbar^2\omega\, n}{2h_0\mu\mathcal{E}^2}\left[k_0^+\left(\left|B_0^+\right|^2 + \left|A_2^+\right|^2\right) - k_0^-\left(\left|B_0^-\right|^2 + \left|A_2^-\right|^2\right)\right]. \tag{25}$$

Слід зауважити, що оскільки коефіцієнти $B_0^{\pm}$ і $A_2^{\pm}$ у застосованому наближенні слабкого сигналу пропорційні $\mathcal{E}^2$, то величина σ_g не залежить від напруженості поля.

Подальші обчислення й аналіз спектральних параметрів (резонансних енергій та ширин) електрона та провідності σ_g виконується на прикладі РТС $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$, яка часто досліджується експериментально [3, 4].

3. АНАЛІЗ ТА ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Основні властивості електронної провідності (σ_g), як функції від енергії (E), налітаючих на РТС електронів та від частоти (ω) електромагнітного поля, що при цьому випромінюється (поглинається), виявляються цілком зумовленими резонансними енергіями (РЕ) та ширинами (РШ) квазістаціонарних станів електрона, які у свою чергу визначаються геометричними розмірами та енергетичними параметрами наносистеми. Обчислення σ_g виконувались на прикладі відкритої циліндричної двобар'єрної симетричної резонансно-тунельної структури $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$, матеріальні параметри якої такі: ефективна маса електронів $\mu = 0.046\,m_0$, (m_0 – маса електрона у вакуумі); сталі ґраток $a_0 \approx a_1 = 5.87\,A^o$, висота потенціального бар'єра $V_0 = 516\,\mathrm{meV}$.

Резонансні енергії (E_{n_z}) і ширини (Γ_{n_z}) n_z -го КСС визначаються відповідно розташуванням максимумів піків коефіцієнта ($D(E)$) проникнення електрона крізь РТС у шкалі енергій та їх ширинами у цій же шкалі на половині висоти.

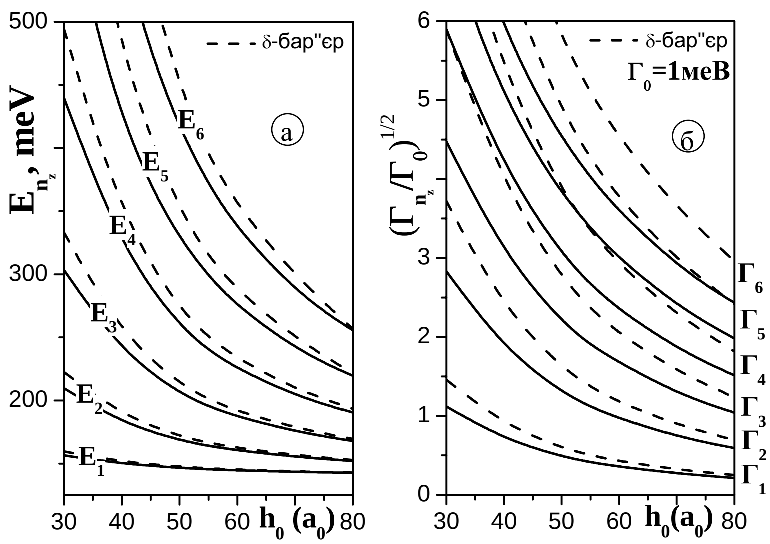

Рис. 2. Залежності резонансної енергії (а) і ширини (б) від висоти h_0.

Типові залежності $E_{n_z}(E_{n_z^\delta})$ та $\Gamma_{n_z}(\Gamma^\delta_{n_z})$ від висоти h_0 циліндричної КТ при $\rho_0 = 10\,a_0$, $\Delta = 2a_1$ наведені на рис. 2а,б. З рисунка випливає, що зі збільшенням розміру (h_0) квантової ями резонансні енергії зменшуються приблизно за квадратичним законом, а резонансні ширини – ще швидше. Це зрозуміло і з фізичних міркувань, оскільки збільшення висоти (h_0) циліндричної КТ збільшує її об'єм, унаслідок чого зменшуються значення усіх резонансних енергій, що, своєю чергою, збільшує "ефективну висоту" потенціального бар'єра, а отже різко зменшує резонансні ширини КСС.

На рис. 3 показано приклад еволюції основних параметрів провідності $\sigma_g(E,\omega)$ внаслідок зміни розміру (h_0) шару-ями при фіксованих розмірах $\rho_0 = 10a_0, \Delta = 2a_1$. З рис. 3 випливає, що зі збільшенням h_0 максимальні величини σ_{if} зростають незалежно від того чи $\sigma_g(E,\omega) > 0$ (переходи $i \to f = i+1$), чи $\sigma_g(E,\omega) < 0$ (переходи $i \to f = i+1$).

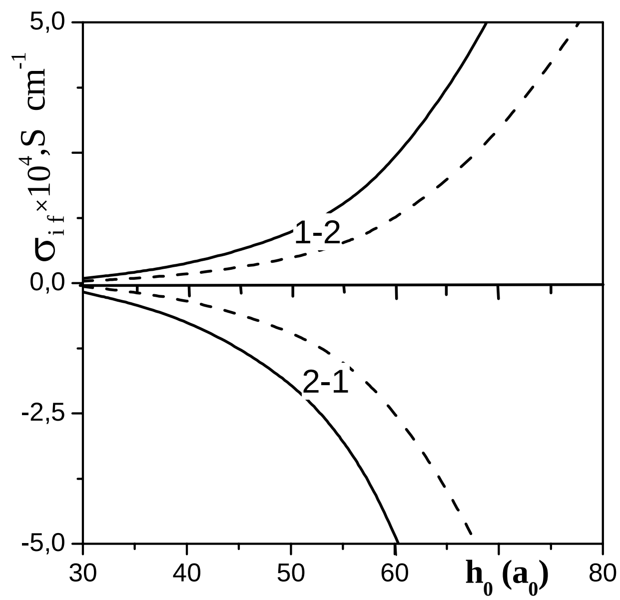

Рис. 3. Залежності провідності від висоти циліндричної КТ (h_0) при $\rho_0 = 10a_0$, $\Delta = 2a_1, n = 10^{17}\text{см}^{-3}$.

З рис. 2. та рис. 3 помічаємо, що не двлячись на однакову якісну поведінку спектральних параметрів у підході з прямокутними бар'єрами та з δ-бар'єрами, спостерігається значна кількісна відмінність у розрахованих велчинах. Що, своєю чергою, свідчить про можлвість застосування спрощеного підходу лише для якісної оцінки досліджуваних парметрів.

4. ВИСНОВКИ

У моделі різних ефективних мас електрона в різних областях циліндричної нано-РТС з прямокутними потенціальними бар'єрами розроблена теорія спектральних параметрів (РЕ і РШ) КСС і встановлено їх зв'язок з відповідними параметрами провідності системи, обчисленими залежно від енергії налітаючих на РТС електронів та енергії електромагнітного поля випромінювання чи поглнання.

Показано, що при переходах електронів з вищих (нижчих) КСС у сусідні нижчі (вищі) стани формується негативна (позитивна) динамічна провідність системи і відбувається випромінювання (поглинання) електромагнітного поля з максимумом на частоті, пропорційній різниці резонансних енергій КСС, між якими відбувається перехід.

Залежно від геометричних параметрів циліндричних нано-РТС і величин енергій, налітаючих на систему моноенергетичних електронів, ці системи можуть бути активними елементами квантового каскадного лазера (при негативній провідності), чи наносенсора (при позитивній провідності) у потрібному діапазоні частот.

Зроблено порівняння двох теоретичних моделей, модель з прямокутними потенціальними бар'єрами та з δ-подібними. Показано відмінності між обома моделями, та можливість застосування кожної з них.

ЛІТЕРАТУРА

[1] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* Science. 1994. **264**. 553.

[2] *Faist J., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* Appl. Phys. Lett. 1995. **66**. 538.

[3] *Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y.* Rep. Prog. Phys. 2001. **64**. 1533.

[4] *Newaz A.K.M., Song W., Mendez E.E., Lin Y., Nitta J.* Phys. Rev. B. 2005. **71**. 195303.

[5] *Liu H.C.* Appl. Phys. Lett. 1988. **52**. 453.

[6] *Liu H.C.* Phys.Rev.B 1991. **43**. 12538.

[7] *Mains R.K., Haddad G.I.* J.Appl.Phys. 1988. **64**. 3564.

[8] *Mains R.K., Haddad G.I.* J.Appl.Phys. 1988. **64**. 5041.

[9] *Elesin V.F., Kopaev Yu.* Solid State Comm. 1995. **96**. 897.

[10] *Golant E.I., Pashkovskii A.B.* JETP Letters. 1996. **63**. 590.

[11] *Pashkovskii A.B.* JETP Letters. 2005. **82**. 210.

[12] *Gel'vich E.A., Golant E.I., Pashkovskii A.B.* Technical Physics Letters. 2006. **32**. 191.

[13] *Elesin V.F.* JETP. 1999. **89**. 377.

[14] *Elesin V.F., Kateev I.Yu.* Semiconductors. 2008. **42**. 571.

[15] *Elesin V.F., Kateev I.Yu., Remnev M.A.* Semiconductors. 2009. **43**. 257.

[16] *Wim Vanroose.* Phys. Rev. A. 2001. **64**. 062708.

[17] *Gorbatsevich A.A., Zhuravlev M.N., Kapaev V.V.* JETP. 2008. **107**. 288.

[18] *Tkach N.V., Seti Yu.A.* Low Temp. Phys. 2009. **35**. 556.

[19] *Bjork M.T., Ohlsson B.J., Sass T., Persson A.I., Thelander C., Magnusson M.H., Deppert K., Wallenberg L.R., Samuelson L.* Appl. Phys. Lett. 2002. **80**. 1058.

[20] *Tragardh J., Persson A.I., Wagner J.B., Hessman D., Samuelson L.* J.Appl.Phys. 2007. **101**. 123701.

[21] *Tkach N.V., Makhanets A. M.* Physics of the Solid State. 2005. **47**. 571.

Робота частково виконувалася за рахунок бюджетних коштів МОН України, наданих як грант Президента України для підтримки наукових досліджень молодих учених на 2009 рік.

THEORY OF ELECTRON CONDUCTIVITY IN OPEN CYLINDRICAL TWO-BARRIER SYMMETRIC RESONANCE TUNNEL STRUCTURE WITHIN THE MODEL OF RECTANGULAR AND δ-LIKE POTENTIAL BARRIERS

Mykola TKACH, Olexander MAKHANETS, Yuliya SETI, Mykola DOVGANIUK

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

The theory of resonance energies (RE) and resonance widths (RW) of electron quasi-stationary states (QSS) and electronic conductivity is developed in an open two-barrier resonance-tunel structure (RTS) of cylindrical shape. The whole Schrodinger equation is solved within the framework of two models: effective masses and rectangular potential wells and barriers model and effective masses and rectangular potential wells and δ–like barriers model. Within both approaches, the electron interaction with electro-magnetic field is taken into account in the approximation of weak signal.

For the nanosystem $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$, the calculations of spectral parameters are performed, the dependences of conductivity on monoenergetic electron beam falling at RTS energy and electromagnetic field energy emitted and absorbed by the system are obtained and analysed. For the first time there is established a direct relation between experimentally measured parameters of conductivity and resonance widths of electron QSS in open RTS.