

ТЕОРІЯ ОПТИМІЗАЦІЇ ГЕОМЕТРИЧНОГО ДИЗАЙНУ ДВОБАР'ЄРНОГО НАНОДЕТЕКТОРА, ЩО ПРАЦЮЄ НА КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДАХ МІЖ ДВОМА НАЙНИЖЧИМИ КВАЗІСТАЦІОНАРНИМИ СТАНАМИ ЕЛЕКТРОНА

М. В. Ткач, Ю. О. Сеті, В. О. Матієк

*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича
вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, 58012, Україна*

(Отримано 15 листопада 2010 р.; в остаточному вигляді — 16 березня 2011 р.)

У моделі прямокутних потенціалів і різних ефективних мас електрона в різних елементах плоскої двобар'єрної резонансно-тунельної структури розвинута квантовомеханічна теорія активної провідності наносистеми.

На основі експериментально досліджуваної резонансно-тунельної структури з $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ямами та $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ бар'єрами проаналізовано провідність монохроматичного потоку електронів, що взаємодіють з електромагнітним полем, у наближенні малого сигналу. Показано, що оптимальним вибором розмірів потенціальної ями й бар'єрів при мінімальному часі життя електронів у двох найнижчих робочих квазістаціонарних станах можна досягти максимальної провідності нанодетектора, що працює в терагерцовому діапазоні частот.

Ключові слова: резонансно-тунельна структура, резонансна енергія, резонансна ширина, активна провідність.

PACS number(s): 73.21.Fg, 73.90.+f, 72.30.+q, 73.63.Hs

ВСТУП

За останнє десятиріччя, після створення Фейстом і Капассо з колегами [1, 2] перших нанолазерів, що працювали на переходах між електронними рівнями розмірного квантування, досягнуто значних успіхів у вдосконаленні квантових каскадних лазерів (ККЛ) [3–6] та квантових каскадних детекторів (ККД) [7–10] з різним геометричним дизайном. Оскільки ці прилади успішно працюють в актуальному терагерцовому діапазоні електромагнітних хвиль, робочі частоти яких потрапляють у відомі вікна прозорості атмосфери, то дослідження ККЛ і ККД постійно перебувають у центрі уваги. Особливості проходження струму крізь металеві наносистеми вивчали в теоретичних роботах [11, 12].

Основне завдання дослідників — оптимізація параметрів наноприладів, що, однак, є вкрай складне через відсутність послідовної й достатньо повної теорії фізичних процесів, які відбуваються у відкритих наносистемах. Оскільки активним робочим елементом в експериментально створених ККЛ чи ККД є відкриті резонансно-тунельні структури (РТС) з тією чи іншою кількістю бар'єрів і ям, то основна увага теоретиків була спрямована на вивчення властивостей статичної та динамічної провідностей таких наносистем, адже саме цими фізичними величинами зумовлені головні параметри ККЛ та ККД: область і ширина діапазону робочих частот, інтенсивність випромінювання, струм збудження і т. п.

Теорію динамічної провідності електронів [13–19] відкритою РТС як окремим активним елементом

ККЛ, що працює в балістичному режимі, будували аналітичним розв'язуванням повного рівняння Шредингера з використанням спрощеної моделі постійної ефективної маси електрона у всіх шарах наносистеми та δ -подібної апроксимації прямокутних потенціальних бар'єрів.

Хоча в цитованих й інших роботах, що базувалися на спрощеній моделі РТС, отримані важливі результати, які пояснювали загальні властивості провідності відкритих наносистем, але через використання грубих наближених моделей, як було показано у працях [20, 21], одержані значення резонансних енергій (РЕ) і ширин (РШ) електронів у РТС (які суттєво визначають величину провідності) виявилися значно завищеними щодо більш реалістичної моделі прямокутних потенціалів, тому в наближеній теорії питань оптимізації роботи ККЛ чи ККД або їх окремих елементів не розглядали взагалі.

Метою пропонованої статті є побудова в межах моделі прямокутних потенціальних ям та бар'єрів і різних ефективних мас електрона в різних елементах наносистеми теорії активної провідності відкритої плоскої двобар'єрної резонансно-тунельної структури (ДБРТС) як окремого нанодетектора, що працює на переходах між найнижчими електронними квазістаціонарними станами (КСС). На прикладі наносистеми з $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ямами та $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ бар'єрами буде показано, яким повинен бути геометричний дизайн ДБРТС, щоб її робота як активного елемента нанодетектора була оптимальною, тобто щоб забезпечувалась максимальна активна провідність крізь РТС при мінімальній тривалості життя електронів у робочих квазістаціонарних станах.

І. ДИНАМІЧНА ПРОВІДНІСТЬ ДБРТС

У декартовій системі координат розглянуто відкрити двобар'єрну РТС із геометричними параметрами, наведеними на рис. 1. Незначна різниця величин сталих ґраток шарів-ям та шарів-бар'єрів РТС дає змогу досліджувати наносистему в моделі ефективних мас та прямокутних потенціалів

$$m(z) = \begin{cases} m_0, \\ m_1, \end{cases} \quad U(z) = \begin{cases} 0, & \text{рег. 0, 2, 4} \\ U, & \text{рег. 1, 3} \end{cases}. \quad (1)$$

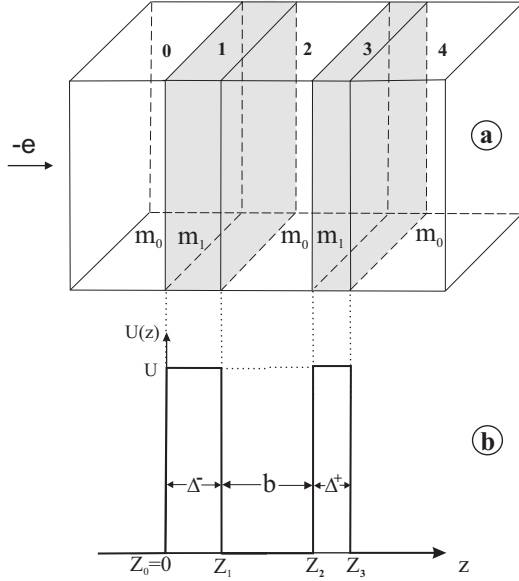


Рис. 1. Геометрична (а) та енергетична (б) схеми ДБРТС.

Вважаємо, що потік невзаємодіючих між собою електронів із енергією E та концентрацією n_0 , рухаючись перпендикулярно до площин ДБРТС, падає на неї зліва. Провідність наносистеми визначається густиною струму, що пройшов крізь неї, яка, згідно з квантовою механікою, визначається хвильовою функцією електронів, що взаємодіють із періодичним у часі електромагнітним полем.

У такій задачі рух електронів одномірний ($k_{||} = 0$). Хвильова функція $\Psi(z, t)$ задовольняє повне рівняння Шрединґера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = (H + H(z, t)) \Psi(z, t), \quad (2)$$

де

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z), \quad (3)$$

— гамільтоніан електрона стаціонарної задачі,

$$H(z, t) = -e\epsilon [z(\theta(z) - \theta(z - z_3)) + z_3\theta(z - z_3)] \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \quad (4)$$

— гамільтоніан взаємодії електрона зі змінним у часі електромагнітним полем частоти ω й амплітудою напруженості електричного поля ϵ .

Розв'язок рівняння (2) в наближенні слабого сигналу [13–19] матимемо у вигляді

$$\Psi(z, t) = \Psi_0(z) e^{-i\omega_0 t} + \Psi_1(z, t), \quad (\omega_0 = E/\hbar) \quad (5)$$

де функція $\Psi_0(z)$ є розв'язком стаціонарного рівняння Шрединґера

$$H \Psi_0(z) = E \Psi_0(z). \quad (6)$$

Поправку першого порядку в одномодовому наближенні шукаємо у вигляді

$$\Psi_1(z, t) = \Psi_{+1}(z) e^{-i(\omega_0 + \omega)t} + \Psi_{-1}(z) e^{-i(\omega_0 - \omega)t}. \quad (7)$$

Зберігаючи величини першого порядку малості із урахуванням (3)–(7) із (2) отримуємо рівняння для визначення обох складників $\Psi_{\pm 1}(z)$ функції $\Psi_1(z)$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) - \hbar(\omega_0 \pm \omega) \right) \Psi_{\pm 1}(z) + H(z) \Psi_0(z) = 0, \quad (8)$$

де

$$H(z) = -e\epsilon [z(\theta(z) - \theta(z - z_3)) + z_3\theta(z - z_3)].$$

Розв'язок стаціонарної задачі Шрединґера (6) матиме такий вигляд:

$$\begin{aligned} \Psi_0(z) = & \Psi_0^{(0)}(z)\theta(-z) + \sum_{p=1}^3 \Psi_0^{(p)}(z)[\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] \\ & + \Psi_0^{(4)}(z)\theta(z - z_3) = \left(e^{ik^{(0)}z} + B^{(0)}e^{-ik^{(0)}z} \right) \theta(-z) + A^{(4)}e^{+ik^{(4)}z}\theta(z - z_3) \\ & + \sum_{p=1}^3 \left(A^{(p)}e^{ik^{(p)}z} + B^{(p)}e^{-ik^{(p)}z} \right) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Тут

$$k^{(0)} = k^{(2)} = k^{(4)} = k = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 E};$$

$$k^{(1)} = k^{(3)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1 (E - U)};$$

$$z_0 = 0; \quad z_1 = \Delta^-; \quad z_2 = b + \Delta^-;$$

$$z_3 = b + \Delta; \quad \Delta = \Delta^- + \Delta^+.$$

Невідомі коефіцієнти $B^{(0)}, A^{(4)}, A^{(p)}, B^{(p)}$ ($p = 1, 2, 3$) знаходимо з умов рівності хвильових функцій і густин їхніх потоків на всіх межах наносистеми

$$\Psi_0^{(i)}(z_i) = \Psi_0^{(i+1)}(z_i); \quad (10)$$

$$\frac{1}{m_{0(1)}} \frac{d\Psi_0^{(i)}}{dz} \Big|_{z=z_i} = \frac{1}{m_{1(0)}} \frac{d\Psi_0^{(i+1)}}{dz} \Big|_{z=z_i} \quad (p = 0, 1, 2, 3),$$

а також з умови нормування (при фіксованому значенні k_{\parallel}) [22]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0^*(k'z) \Psi_0(kz) dz = \delta(k - k'). \quad (11)$$

Розв'язки неоднорідних рівнянь (8) є суперпозицією функцій

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm}(z) + \Phi_{\pm}(z), \quad (12)$$

де $\Psi_{\pm}(z)$ – розв'язки однорідних, а $\Phi_{\pm}(z)$ – часткові розв'язки неоднорідних рівнянь (8).

Розв'язки однорідних рівнянь (8) шукаємо у вигляді

$$\Psi_{\pm}(z) = \Psi_{\pm}^{(0)}(z)\theta(-z) + \sum_{p=1}^3 \Psi_{\pm}^{(p)}(z)[\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)]$$

$$+ \Psi_{\pm}^{(4)}(z)\theta(z - z_3) = B_{\pm}^{(0)} e^{-ik_{\pm}^{(0)}z} \theta(-z) + A_{\pm}^{(4)} e^{ik_{\pm}^{(4)}z} \theta(z - z_3) \quad (13)$$

$$+ \sum_{p=1}^3 \left(B_{\pm}^{(p)} e^{-ik_{\pm}^{(p)}z} + A_{\pm}^{(p)} e^{ik_{\pm}^{(p)}z} \right) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)],$$

де

$$k_{\pm}^{(0)} = k_{\pm}^{(2)} = k_{\pm}^{(4)} = k_{\pm} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 (E \pm \hbar\omega)},$$

$$k_{\pm}^{(1)} = k_{\pm}^{(3)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1 ((E - U) \pm \hbar\omega)}. \quad (14)$$

Точні часткові розв'язки рівнянь (8) відомі

$$\Phi_{\pm}(z) = \sum_{p=1}^3 \left[\mp \frac{e\epsilon}{\hbar\omega} z \Psi_0^{(p)}(z) + \frac{e\epsilon}{m_p \omega^2} \frac{d\Psi_0^{(p)}}{dz}(z) \right] [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] \mp \frac{e\epsilon}{\hbar\omega} z_3 \Psi_0^{(4)}(z_3) \theta(z - z_3), \quad (15)$$

тому загальний розв'язок рівнянь (8), з урахуванням (13) і (15), можна подати так:

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm}^{(0)}(z)\theta(-z) + \sum_{p=1}^3 \Psi_{\pm}^{(p)}(z)[\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + \Psi_{\pm}^{(4)}(z)\theta(z - z_3). \quad (16)$$

Умови неперервності хвильових функцій (16) і відповідних їм потоків на всіх межах наносистеми

$$\Psi_{\pm 1}^{(p)}(z_p) = \Psi_{\pm 1}^{(p+1)}(z_p); \quad \frac{d\Psi_{\pm 1}^{(p)}}{dz} \Big|_{z=z_p} = \frac{d\Psi_{\pm 1}^{(p+1)}}{dz} \Big|_{z=z_p}; \quad p = 0, 1, 2, 3 \quad (17)$$

приводять до системи 8 неоднорідних рівнянь, із яких визначаємо всі 8 невідомих коефіцієнтів $B_{\pm}^{(0)}, A_{\pm}^{(4)}, B_{\pm}^{(p)}, A_{\pm}^{(p)}$ ($p = 1, 2, 3$). Отже, тепер однозначно визначені функції $\Psi_{\pm}(z)$, поправка першого порядку $\Psi_1(z, t)$, а відповідно вже відома й повна хвильова функція $\Psi(z, t)$.

Густина струму взаємодіючих між собою електронів концентрації n_0 , згідно з квантовомеханічним означенням, визначаємо виразом

$$j(z, t) = \frac{ie\hbar n_0}{2m(z)} \left[\Psi(z, t) \frac{\partial}{\partial z} \Psi^*(z, t) - \Psi^*(z, t) \frac{\partial}{\partial z} \Psi(z, t) \right]. \quad (18)$$

З урахуванням малості розмірів ДБРТС, у порівнянні з довжиною електромагнітної хвилі, у квазікласичному наближенні [13–19] розраховуємо густину наведеного струму, який визначає дійсну частину активної провідності наносистеми

$$\sigma(\omega) = \sigma^+(\omega) + \sigma^-(\omega) = \frac{\hbar^2 \omega n_0}{2z_3 m_0 \epsilon^2} \left[k_+ \left(|A_+^{(0)}|^2 + |B_+^{(4)}|^2 \right) - k_- \left(|A_-^{(0)}|^2 + |B_-^{(4)}|^2 \right) \right]. \quad (19)$$

Тут $\sigma^+(\omega), \sigma^-(\omega)$ — парціальні складники провідності, зумовлені налітаючим на ДБРТС потоком електронів, взаємодіючим з електромагнітним полем частоти ω , що проходить крізь наносистему (σ^+) та в обернений бік до початкового руху потоку (σ^-).

II. ОПТИМІЗАЦІЯ ГЕОМЕТРИЧНОГО ДИЗАЙНУ ДБРТС ЯК АКТИВНОГО ЕЛЕМЕНТА НАНОДЕТЕКТОРА, ЩО ПРАЦЮЄ НА КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДАХ МІЖ ДВОМА НАЙНИЖЧИМИ КВАЗІСТАЦІОНАРНИМИ СТАНАМИ ЕЛЕКТРОНА

Робочі характеристики нанодетектора (діапазон детектованих частот $\hbar\omega$, енергія E електронів, що створюють струм крізь ДБРТС) в основному визначаються властивостями активної провідності (σ), що залежать від спектральних параметрів (резонансних енергій E_n та ширин Γ_n) квазістаціонарних станів електронів, які, своєю чергою, зумовлюються матеріальними й геометричними параметрами цієї наносистеми. Отже, перш ніж аналізувати властивості активної провідності $\sigma(\omega, E)$ як функції енергії (E) інжектованих у РТС електронів та енергії ($\hbar\omega$) електромагнітного поля, поглинутого наносистемою, необхідно дослідити спектральні параметри (E_n, Γ_n) КСС електронів залежно від геометричних розмірів потенціальної ями (b) та ширин (Δ^-, Δ^+) обох потенціальних бар'єрів (рис. 1 б).

Розраховували спектральні параметри КСС електронів залежно від геометричних параметрів резонансно-тунельної структури на прикладі експериментально досліджуваної [1–3, 7–10] плоскої двобар'єрної наносистеми (рис. 1), що складається з шару $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ — ями (де $m_0 = 0.046m_e$, m_e — маса вільного електрона) та двох шарів $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ — бар'єрів (де $m_1 = 0.089m_e$). Різниця потенціальної енергії електрона в бар'єрі та ямі: $U = 516 \text{ meV}$. Оскільки розміри елементарних комірок ($a_0 = 0.5867 \text{ nm}$, $a_1 = 0.5868 \text{ nm}$) та величини статичних діелектричних проникливостей ($\epsilon_0 = 14.21$, $\epsilon_1 = 12.7$) у ямах і бар'єрах близькі між собою, то наносистема добре задовольняє умови розвинутої теорії.

Залежності резонансних енергій E_n і логарифмів резонансних ширин Γ_n (в одиницях $\Gamma_0 = 1 \text{ meV}$) найнижчих КСС від товщини (Δ^+) вихідного бар'єра при трьох фіксованих значеннях сумарної товщини ($\Delta = \Delta^- + \Delta^+$) обох бар'єрів і при трьох значеннях ширини ями (b) наведені на рис. 2, де вказано числові значення відповідних розмірів. Із рис. 2 видно такі важливі властивості спектральних параметрів E_n і Γ_n .

Незалежно від розміру ями b (рис. 2 а) спектр резонансних енергій E_n практично не змінюється зі зміною товщин обох бар'єрів (Δ^-, Δ^+) з точністю не гірше 1%. Подібно до спектра частинки в безмежно глибокій потенціальної ямі він описується квадратичною залежністю від квантового числа n , тобто $E_n = E_1 n^2$. Тут величина E_1 — це резонансна енергія першого КСС електрона, яка, на відміну від безмежно глибокої потенціальної ями, пропорційна не b^{-2} , а приблизно $b^{-3/2}$.

Із рис. 2 б видно, що незалежно від ширини ями (b), за умови $\Delta = \Delta^- + \Delta^+ = \text{const} = 6 \text{ nm}; 9 \text{ nm}; 12 \text{ nm}$, зі збільшенням товщини вихідного бар'єра (Δ^+) (з таким же зменшенням товщини вхідного бар'єра (Δ^-)) величини всіх $\ln \Gamma_n$ лінійно зменшуються; при $\Delta^+ = \Delta^- = \Delta/2$ вони сягають мінімальних значень, а з подальшим збільшенням Δ^+ величини $\ln \Gamma_n$ лінійно збільшуються. Це означає, що залежність Γ_n від величини Δ^+ в інтервалі $0 < \Delta^+ < \Delta/2$ можна подати в типовому для квантово-бар'єрних систем вигляді $\Gamma_n = \Gamma_{n0} e^{-\gamma_n \Delta^+}$, де Γ_{n0} — ширина віртуального квазістаціонарного стану електрона, що утворюється при $\Delta^+ = 0$, $\Delta^- = \Delta \neq 0$, $b \neq 0$, а величини γ_n характеризують швидкість зменшення резонансних ширин зі збільшенням товщини бар'єра. З рис. 2 б видно також, що зі збільшенням ширини ями (b) всі величини Γ_n при $\Delta^+ = \text{const}$ експоненційно зменшуються, бо $\ln \Gamma_n$ зменшуються лінійно. Фізична причина такої поведінки Γ_n у тому, що зі збільшенням ширини ями всі резонансні рівні енергій зміщуються до її дна (рис. 2 а), внаслідок чого зростають величини всіх ефективних бар'єрів над ними.

Далі розраховували активну провідність σ і її складники σ^+ і σ^- залежно від енергії (E) моноенергетичного потоку електронів, що з концентрацією $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ налітають на РТС, та від енергії ($\hbar\omega$) електромагнітного поля, яке взаємодіє з цими електронами. Розрахунки здійснювали на прикладі ДБРТС з тими ж геометричними розмірами, з якими щойно аналізували властивості спектральних параметрів. Вибір геометричних розмірів РТС зумовлювався тим, що вони є типовими для експериментально створених нанодетекторів [7–10], які працюють в актуальних частотних інтервалах трьох вікон прозорості атмосфери. Концентрацію електронів n_0 вибирали невеликою з тим, щоб можна було знехтувати міжелектронною взаємодією.

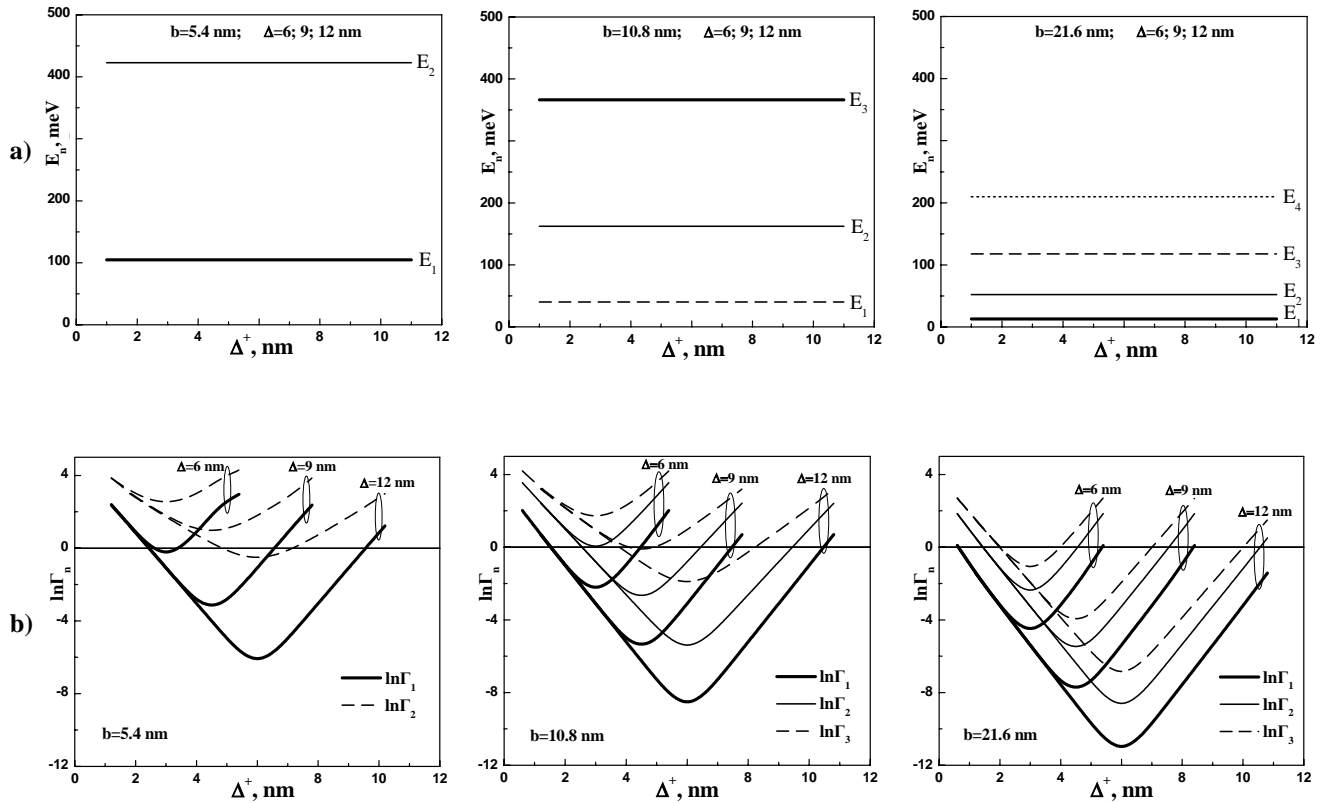


Рис. 2. Залежність резонансних енергій E_n (a) і логарифмів резонансних ширин $\ln \Gamma_n$ (b) від Δ^+ при $b = 5.4$ nm, 10.8 nm, 21.6 nm та $\Delta = 6$ nm, 9 nm, 12 nm.

Щоб виявити умови оптимізації роботи окремого чи, тим більше, каскадного нанодетектора, який би працював у потрібному діапазоні частот електромагнітних хвиль, необхідно проаналізувати залежність активної провідності (σ) ДБРТС та її складників σ^+ і σ^- , які формуються потоками вперед і назад, від геометричних параметрів наносистеми. Зрозуміло, що нанодетектор працюватиме тим краще, чим більша величина σ за умови, що $\sigma^+ \gg \sigma^-$.

Будемо вивчати оптимізацію роботи ДБРТС, вважаючи, що зліва на неї, перпендикулярно до площини шарів, потрапляє моноенергетичний потік електронів з енергією, що відповідає РЕ (E_1) першого КСС електрона. Внаслідок взаємодії електронів з електромагнітною хвилею в наносистемі відбуваються квантові переходи, в результаті чого формується її активна провідність. Розрахунок показує, що у процесі поглинання вона переважно формується у переході між першим і другим КСС, тому що внески у величину σ переходів у парні стани $n = 4, 6, 8, \dots$ малі, а переходи в непарні КСС $n = 3, 5, 7, \dots$ дають практично нульові значення.

За необхідності детектування електромагнітного поля з частотою ω за рахунок квантових переходів між першим і другим квазістаціонарними станами електрона в ДБРТС потрібно, щоб енергія поля визначалася різницею РЕ другого й першого КСС, тобто $\hbar\omega_{12} = E_2 - E_1 = 3E_1$. Звідси обчислюємо енергію $E_1 = \hbar\omega_{12}/3$ налітаючих на РТС електронів. Вона через виявлені раніше властивості спектральних пара-

метрів слабо залежить від товщин бар'єрів, і, в основному, визначається розміром (b) потенціальної ями.

Отже, при відомій енергії ($\hbar\omega$) поля, що підлягає детектуванню, спочатку можна отримати оцінку необхідного розміру ями в моделі безмежно глибокої потенціальної ями $b_0 = \pi\hbar(2m_0E_1)^{-1/2} = (3\pi^2\hbar/2m_0\omega_{12})^{1/2}$, а потім уточнене значення ширини ями (b) знаходимо шляхом варіації цієї величини в околі b_0 так, щоб розрахована у пропонованій теорії РЕ першого КСС (E_1) дорівнювала третині енергії детектованого електромагнітного поля ($\hbar\omega_{12}$).

Подальшу оптимізацію ДБРТС як активного елемента нанодетектора здійснюємо за рахунок відповідного вибору товщин потенціальних бар'єрів (Δ^+ , Δ^-). Розгляньмо таку оптимізацію на прикладі ДБРТС із трьома розмірами ями ($b = 5.4$ nm; 10.8 nm; 21.6 nm), при яких детектовані частоти електромагнітного поля (вказані на рис. 3) потрапляють у діапазони трьох атмосферних вікон прозорості.

Результати розрахунків величин логарифмів провідностей $\ln \sigma_{12}^+$, $\ln \sigma_{12}^-$, а також $\ln(\sigma_{12}^+ - \sigma_{12}^-)$; логарифмів тривалості життя електрона у двох найнижчих станах та $\ln \tau$, де $\tau = \tau_1 + \tau_2$, залежно від товщини вихідного бар'єра (Δ^+) за умови $\Delta = \Delta^- + \Delta^+ = \text{const}$ (6 nm, 9 nm, 12 nm), наведені на рис. 3. Із нього видно, що, незалежно від ширини ями (b) і сумарної товщини (Δ) обох бар'єрів, величини $\ln \sigma_{12}^+$ і $\ln \sigma_{12}^-$ мають якісно однакову залежність від товщини вихідного бар'єра (Δ^+).

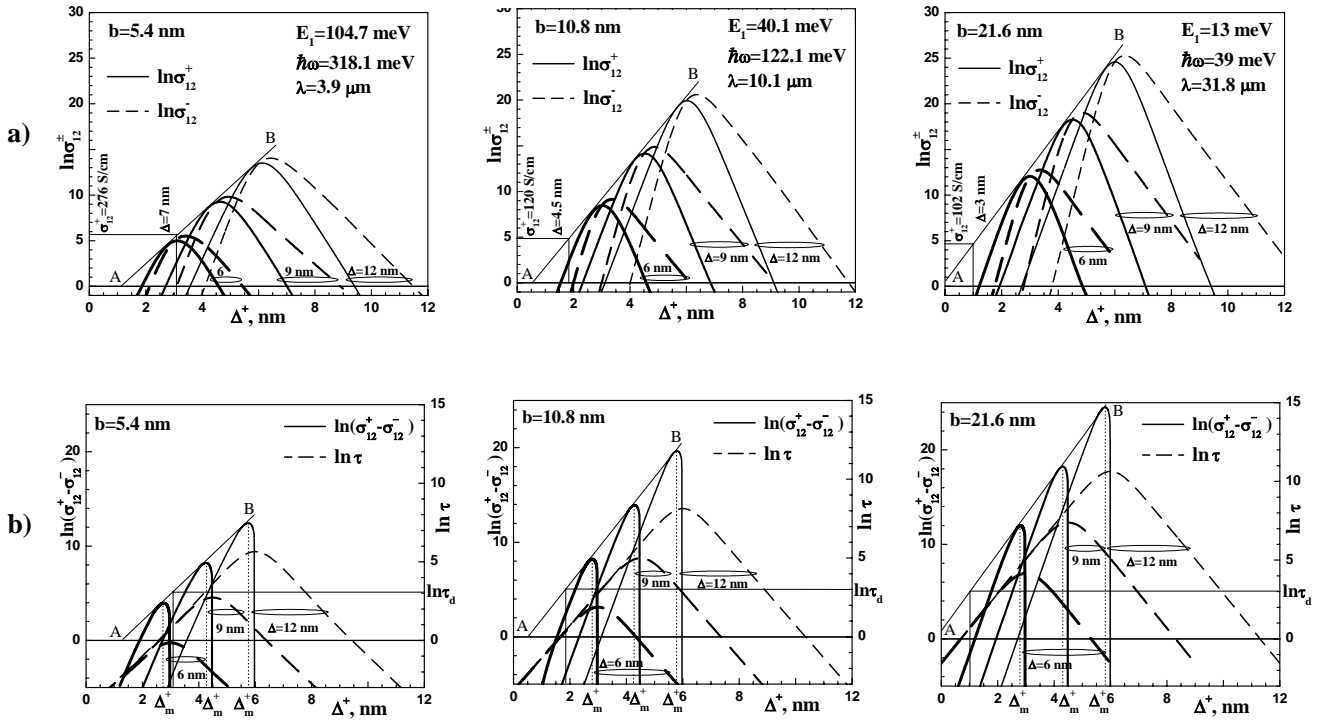


Рис. 3. Залежність $\ln \sigma_{12}^+$, $\ln \sigma_{12}^-$ (a) та $\ln(\sigma_{12}^+ - \sigma_{12}^-)$ і $\ln \tau$ (b) від Δ^+ при $b = 5.4$ nm, 10.8 nm, 21.6 nm та $\Delta = 6$ nm, 9 nm, 12 nm.

Зі збільшенням Δ^+ у межах $0 \leq \Delta^+ \leq \Delta/2$ величини $\ln \sigma_{12}^+$ та $\ln \sigma_{12}^-$ лінійно збільшуються, причому $\ln \sigma_{12}^+ > \ln \sigma_{12}^-$, а при $\Delta/2 \leq \Delta^+ < \Delta$ навпаки – вони лінійно зменшуються, причому $\ln \sigma_{12}^+ < \ln \sigma_{12}^-$. Внаслідок виявлених властивостей парціальних складників активної провідності очевидно, що оптимальна умова $\sigma_{12}^+ \gg \sigma_{12}^-$ виконується лише в інтервалі $\Delta^+ \leq \Delta/2$, тобто на висхідних ділянках залежностей величин $\ln \sigma_{12}^+$ і $\ln \sigma_{12}^-$ від Δ^+ .

Тепер зрозуміло, як вибирати товщини обох бар'єрів так, щоб робота ДБРТС як детектора була оптимальною. Для цього при заданій ширині (b) ями виконується розрахунок $\ln(\sigma_{12}^+ - \sigma_{12}^-)$ і $\ln \tau$ як функцій Δ^+ при кількох значеннях Δ . Для прикладу покладемо типові величини $\Delta = 6$ nm, 9 nm, 12 nm, хоча, як буде видно далі, через лінійну залежність (рис. 3, прямі АВ) максимумів величин $\ln \sigma_{12}^+$ і $\ln(\sigma_{12}^+ - \sigma_{12}^-)$ від Δ вибір конкретних значень Δ не суттєвий.

Із рис. 3 б видно, що при будь-яких розмірах Δ максимальні значення величин $\ln(\sigma_{12}^+ - \sigma_{12}^-)$ досягаються при таких товщинах Δ_m^+ , які є в малому околі зліва від значення $\Delta/2$. Це узгоджується з фізичними міркуваннями, бо при $\Delta^+ = \Delta^- = \Delta/2$ виконується рівність $\sigma_{12}^+ = \sigma_{12}^-$, оскільки електрони, що потрапили в середину симетричної ДБРТС і провзаємодіяли з електромагнітним полем, виходять із неї рівними за величинами, але протилежними за напрямками потоками. Якщо ж товщина вхідного бар'єра Δ_m^+ лише трохи менша за товщину ($\Delta_m^- = \Delta - \Delta_m^+$) вхідного, то прямий потік електронів крізь тонший вхідний бар'єр

р'єр значно переважає обернений потік крізь товщий вхідний бар'єр, що й спостерігаємо на рис. 3 б.

На рис. 3 наведено три приклади оптимізації роботи ДБРТС при різних значеннях ширин ($b = 5.4$ nm; 10.8 nm; 21.6 nm) квантової ями. З нього видно, що, наклавши вимогу, щоб тривалість життя ($\tau = \tau_1 + \tau_2$) електронів в обох робочих КСС не перевищував тривалість ($\tau_d \approx 20$ ps; $\ln \tau_d \approx 3$) дисипативних процесів (взаємодія з фононами, домішками і т. п.) [20], отримуємо однозначні величини розмірів товщин обох бар'єрів Δ_m^+ і $\Delta_m^- = \Delta - \Delta_m^+$, при яких за умови $\sigma_{12}^+ \gg \sigma_{12}^-$, величина σ_{12}^+ є максимальною. Значення всіх величин указані на рис. 3.

Отже, отримані головні результати й висновки цієї роботи такі.

Побудована квантовомеханічна теорія активної провідності ДБРТС як активного елемента нанодетектора електромагнітних хвиль терагерцового діапазону частот.

Показано, що потрібний для детектування діапазон електромагнітних хвиль і величина енергії монохроматичного потоку електронів, що потрапляють у ДБРТС, однозначно задаються розміром потенціальної ями.

Обмеження тривалості життя електронів у робочих КСС тривалістю релаксації за рахунок дисипативних процесів однозначно визначає максимальну величину активної провідності крізь нано-РТС вибором таких оптимальних товщин обох бар'єрів, при яких товщина вхідного трохи переважає товщину вихідного бар'єрів ДБРТС.

-
- [1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, *Science* **264**, 553 (1994).
 [2] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 538 (1995).
 [3] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1533 (2001).
 [4] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3165 (2003).
 [5] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, M. Loncar, M. Troccoli, F. Capasso, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 201115 (2006).
 [6] Qi Jie Wang, C. Pflug, L. Diehl, F. Capasso, T. Edamura, S. Furuta, M. Yamanishi, H. Kan, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 011103 (2009).
 [7] D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2683 (2002).
 [8] L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer V. Berger, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2824 (2004).
 [9] F. R. Giorgetta, E. Baumann, D. Hofstetter, C. Manz, Q. Yang, K. Kohler, M. Graf, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 111115 (2007).
 [10] D. Hofstetter, F. R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, K. Kohler, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 221106 (2008).
 [11] П. М. Томчук, *Укр. фіз. журн.* **24**, 182 (1979).
 [12] R. D. Fedorovich, A. G. Naumovets, P. M. Tomchuk, *Phys. Rep.* **328**, 73 (2000).
 [13] В. Ф. Елесин, *Журн. эксп. теор. физ.* **121**, 925 (2002).
 [14] В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, А. И. Подливаев, *Физ. техн. полопр.* **34**, 1373 (2000).
 [15] В. Ф. Елесин, *Журн. эксп. теор. физ.* **112**, 483 (1997).
 [16] Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, *Физ. техн. полопр.* **28**, 954 (1994).
 [17] Э. А. Гельвич, Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, В. П. Сазонов, *Письма журн. тех. физ.* **25**, 7 (1999).
 [18] Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, *Физ. техн. полопр.* **34**, 334 (2000).
 [19] М. В. Ткач, О. М. Маханець, Ю. О. Сеті, М. М. Довганюк, О. М. Войцехівська, *Журн. фіз. досл.* **14**, 3703 (2010).
 [20] Н. В. Ткач, Ю. А. Сеті, *Физ. низк. темп.* **35**, 710 (2009).
 [21] М. В. Ткач, Ю. О. Сеті, *Укр. фіз. журн.* **54**, 614 (2009).
 [22] А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (Наука, Москва, 1971).

THEORY FOR THE OPTIMAL GEOMETRIC DESIGN OF A TWO-BARRIER NANO DETECTOR WORKING AT THE QUANTUM TRANSITIONS BETWEEN TWO LOWEST QUASI-STATIONARY ELECTRON STATES

M. V. Tkach, Ju. O. Seti, V. O. Matijek
*Fedkovich Chernivtsi National University, 2, Kotsyubinskogo St.,
 Chernivtsi, UA-58012, Ukraine, e-mail: kt@chnu.edu.ua*

The theory of active conductivity of a nano system is developed within the model of rectangular potentials and different electron effective masses in different elements of plane two-barrier resonance tunnel structure. For the experimentally investigated resonance tunnel structure with the $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ wells and $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ barriers the analysis of the conductivity of a monochrome electronic beam interacting with electro-magnetic field is performed in the approximation of a small signal. It is shown that the optimal choice of potential wells and barriers sizes at the minimal life times of electrons in the two lowest quasi-stationary states brings to the maximal conductivity of a nano detector working in the terra Hertz range of frequencies.