

КВАНТОВІ КАСКАДНІ ДЕТЕКТОРИ У СЛАБКИХ І СИЛЬНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛЯХ

М. В. Ткач, Ю. О. Сеті, В. О. Матієк, І. В. Бойко
*Чернівецький національний університет імені Ю. Федьковича,
вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, 58012, Україна*
(Отримано 3 вересня 2012 р.)

У наближенні ефективних мас і прямокутних потенціалів розвинуто теорію електронної динамічної провідності плоскої багатошарової резонансно-тунельної структури в моделі відкритої наносистеми та сил осциляторів квантових переходів у моделі закритої системи. На прикладі експериментально реалізованого квантового каскадного детектора показано, що саме теорія динамічної провідності в моделі відкритого каскаду найбільш адекватно описує поглинання високочастотного електромагнітного поля при проходженні електронів крізь резонансно-тунельну структуру.

Ключові слова: резонансно-тунельна структура, резонансна енергія, квантовий каскадний детектор, активна провідність.

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

ВСТУП

Як відомо, робота квантових каскадних лазерів [1–4], квантових каскадних детекторів (ККД) [5–8] і багатьох інших успішно функціонуючих наноприладів, які, завдяки своїм прецизійним властивостям, знайшли застосування в багатьох сферах науки та техніки, базується на транспортних властивостях відкритих багатошарових резонансно-тунельних структур (РТС). Знаємо [4,8], що окремий типовий каскад квантового каскадного лазера чи детектора складається з активної зони (відкритої дво-, три- або чотирибар'єрної РТС) з інжектором чи екстрактором відповідно. Тому робочі характеристики цих наноприладів суттєво залежать від фізичних властивостей РТС і, насамперед, визначаються провідністю структури взаємодіючих з електромагнітним полем електронних потоків. Отже, побудова теорії активної провідності електронних потоків відкритими РТС становить не лише академічний, а й прикладний інтерес. Та незважаючи на тривалий період інтенсивного вивчення електронного транспорту крізь багатошарові РТС з урахуванням взаємодії електронних потоків з постійним електричним та високочастотними електромагнітними полями, досі теорія ще далека від доброго узгодження з експериментом.

У ранніх роботах теорія відгуку РТС, в основному, базувалася на числових методах [9,10] та на методі тунельного гамільтоніана [11,12], де виникали складнощі з коректним урахуванням граничних умов у відкритих системах. Головними проблемами побудови послідовнішої теорії електронного транспорту крізь РТС є математичні труднощі, які виникають при розв'язуванні нестационарних рівнянь Шредингера з гамільтоніанами навіть порівняно простих моделей систем із відкритими межами, що дають змогу квазічастинкам здійснювати інфінітний рух. Тому, щоб уникнути згаданих проблем, у теорії транспорту електро-

нів крізь активні зони ККЛ чи ККД у переважній більшості експериментальних робіт [1–8] використовували оцінки, виконані в закритих аналогах відкритих РТС з прямокутними потенціальними ямами та бар'єрами. Закриті моделі не давали змогу вивчати струми через стаціонарність електронних станів, але вони задовільно визначали електронний спектр, а значить, і енергії випромінювання чи поглинання та хвильові функції, що давало можливість розраховувати величини дипольних моментів квантових переходів.

Теоретичне дослідження динамічної провідності багатошарових РТС виконано у працях [13–16] на основі розв'язку нестационарного одномірного рівняння Шредингера, яке описувало рух моноенергетичного потоку електронів крізь РТС з δ -подібними потенціальними бар'єрами з урахуванням взаємодії з постійним електричним та високочастотними електромагнітними полями. Спрощена модель сталої ефективної маси електрона по всій наносистемі і δ -бар'єрна апроксимація потенціалу дали змогу розрахувати й досліджувати потоки електронів, а отже, й активну динамічну провідність систем у балістичному режимі. Оскільки δ -бар'єрна модель відкритих РТС, як було показано в роботах [17,18], значно завищує резонансні ширини робочих квазістаціонарних станів стосовно до адекватнішої моделі прямокутних потенціалів, то хоча вона пояснювала деякі властивості електронного транспорту, однак не могла слугувати надійною основою для порівняння з експериментом.

Мета пропонованої роботи полягає в тому, щоб на основі моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів розвинути теорію квазістаціонарного спектра та динамічної провідності багатошаровою відкритою РТС потоку електронів, що взаємодіють з високочастотним електромагнітним полем та порівняти отримані результати з теорією стаціонарного спектра й сил осциляторів квантових переходів у моделі закритої РТС.

Розвинута теорія буде застосована для розрахунку детектованих енергій електромагнітного поля експериментально реалізованим [5] ККД. Отримані результати дадуть змогу не лише виявити ступінь узгодження теорії з експериментом, а й проілюструють можливості використання різних моделей для оптимізації геометричного дизайну активної зони ККД.

І. ТЕОРІЇ АКТИВНОЇ ПРОВІДНОСТІ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОГО КАСКАДУ ККД ТА СИЛ ОСЦИЛЯТОРІВ КВАНТОВИХ ПЕРЕХОДІВ

Окремий каскад ККД, що містить активну зону та екстрактор, які складаються з деякої кількості плоских наноплівочок-ям і бар'єрів з відомими розмірами, вказаними на рис. 1, будемо вивчати у двох моделях — відкритій (о) і закритій (с).

Розглядаючи РТС у відкритій моделі, вважатимемо, що зліва на систему перпендикулярно до її шарів падає моноенергетичний потік невзаємодіючих електронів з енергією E і концентрацією n_0 . За таких умов, з урахуванням незначної різниці величин сталих ґраток шарів-ям і бар'єрів, завдання зводиться до вивчення одномірного руху електрона в моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів. Вибравши систему координат так, як показано на рис. 1, ефективну масу й потенціальну енергію електрона у відкритій (о) чи закритій (с) нано-РТС можна записати в такому вигляді:

$$m \left\{ \begin{matrix} o \\ c \end{matrix} \right\} (z) = \begin{cases} m_0 \\ m_1 \end{cases} [\theta(-z) + \theta(z - b)] + m_0 \sum_{p=1}^{N_W} [\theta(z - z_{2p-1}) - \theta(z - z_{2p})] \quad (1)$$

$$+ m_1 \sum_{p=0}^{N_B-1} [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})],$$

$$U \left\{ \begin{matrix} o \\ c \end{matrix} \right\} (z) = \begin{cases} 0 \\ U \end{cases} [\theta(-z) + \theta(z - b)] + U \sum_{p=0}^{N_B-1} [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})], \quad (2)$$

де N_W, N_B — кількість шарів-ям і бар'єрів у тій РТС, яка, залежно від вибраної далі моделі, відповідатиме всьому каскадові; b — розмір РТС.

Для того, щоб потік електронів проходив крізь РТС, вона обов'язково повинна бути відкритою, тобто динамічна активна провідність може виникати лише за умови існування в наносистемі квазістаціонарних станів. Розвиваючи теорію активної провідності РТС у відкритій моделі, необхідно для порівняння вивчити властивості стаціонарного електронного спектра та сил осциляторів квантових переходів у відповідній закритій моделі, де розміри зовнішніх бар'єрів каскаду спрямовані до фізичної безмежності. Доцільність вивчення закритої моделі каскаду ККД з активною зоною й екстрактором зумовлена ще й тим, що подібна модель, очевидно, слугувала теоретичною основою для вибору геометричного дизайну експериментальної роботи [5], з результатами якої порівнюватимуть результати розвинутої тут теорії.

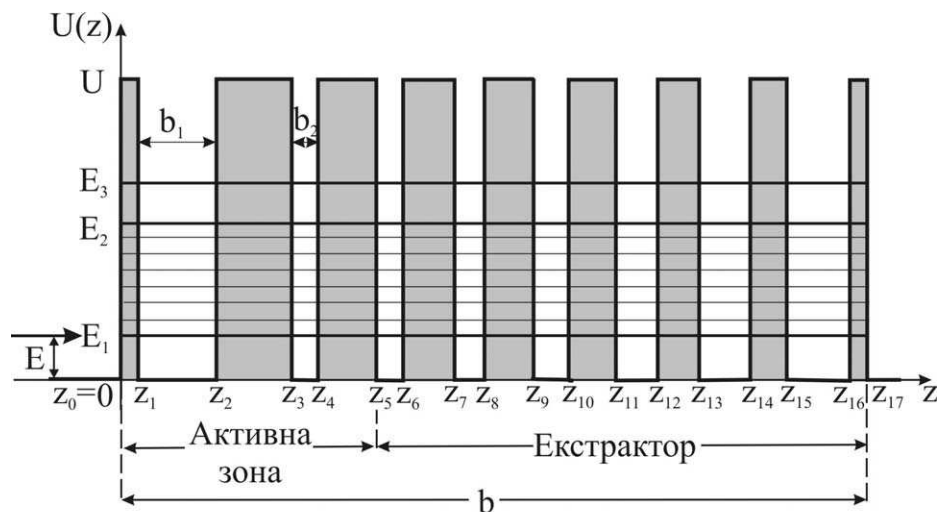


Рис. 1. Енергетична схема окремого каскаду ККД з роботи [5] з геометричними розмірами наночарів: **2.6/5.9/6.0/1.7/4.4/2.0/3.9/2.3/3.7/2.7/3.5/3.2/3.1/4.9/2.8/4.7/2.6**, приведеними у нанометрах, жирним відмічено бар'єри.

Для розрахунку активної динамічної провідності в моделі відкритої системи чи сил осциляторів квантових переходів у моделі закритої системи спочатку потрібно розв'язати відповідні стаціонарні рівняння Шредингера

$$H \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) = E \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) \quad (3)$$

з гамільтоніанами електрона в РТС

$$H \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} m_{\left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}}^{-1} (z) \frac{\partial}{\partial z} + U \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z). \quad (4)$$

Розв'язки рівнянь (3) можна подати в такому вигляді:

$$\begin{aligned} \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) &= \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(0)} (z) \theta(-z) \\ &+ \sum_{p=1}^{N_W+N_B} \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} (z) [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] \\ &+ \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(N_W+N_B+1)} (z) \theta(z-b), \end{aligned} \quad (5)$$

де функції

$$\Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(0)} (z) = A \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(0)} e^{\left\{ \begin{array}{c} ik \\ \chi \end{array} \right\} z} + B \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(0)} e^{-\left\{ \begin{array}{c} ik \\ \chi \end{array} \right\} z}; \quad (6)$$

$$\Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} (z) = A \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} e^{ik^{(p)}z} + B \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} e^{-ik^{(p)}z}; \quad (7)$$

$$(p = 1 \div (N_W + N_B)),$$

$$\begin{aligned} \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(N_W+N_B+1)} (z) &= A \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(N_W+N_B+1)} e^{\left\{ \begin{array}{c} ik \\ \chi \end{array} \right\} z} \\ &+ B \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(N_W+N_B+1)} e^{-\left\{ \begin{array}{c} ik \\ \chi \end{array} \right\} z}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$k^{(p)} = \begin{cases} k, & p = 2, 4, \dots \\ \chi, & p = 1, 3, \dots \end{cases}, \quad k = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 E}; \quad (9)$$

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

є суперпозиціями точних, лінійно незалежних розв'язків рівнянь (3) у відповідних областях змінної z .

На всіх межах гетеросистеми в обох моделях (о, с) повинні виконуватися умови неперервності хвильових функцій і потоків їхніх густин:

$$\Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} (z_p) = \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p+1)} (z_p); \quad (10)$$

$$\left. \frac{d \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p)} (z)}{m \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) dz} \right|_{z=z_{p-\varepsilon}} = \left. \frac{d \Psi \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\}^{(p+1)} (z)}{m \left\{ \begin{array}{c} o \\ c \end{array} \right\} (z) dz} \right|_{z=z_{p+\varepsilon}};$$

$$p = 0 \div (N_W + N_B); \quad \varepsilon \rightarrow +0.$$

У моделі закритої (с) системи хвильові функції повинні прямувати до нуля при $z \rightarrow \pm\infty$, що дає $B_{(c)}^{(0)} = A_{(c)}^{(N_W+N_B+1)} = 0$. У такому випадку система рівнянь (10) приводить до дисперсійного рівняння, з якого однозначно знаходимо енергетичний спектр (E_n), а також дає змогу визначити всі коефіцієнти $A_{(c)}^{(p)}$, $B_{(c)}^{(p)}$ через один із них. Останній із коефіцієнтів обчислюємо з умови нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{(c)n}^* (z) \Psi_{(c)n'} (z) dz = \delta_{nn'}, \quad (11)$$

що однозначно визначає хвильові функції $\Psi_{(c)n}(z)$ усіх стаціонарних станів електрона в моделі закритої системи.

Знайдені хвильові функції $\Psi_{(c)n}(z)$ й енергетичний спектр (E_n) дають змогу розрахувати сили осциляторів квантових переходів між станами n і n' :

$$f_{nn'} = \frac{2(E_n - E_{n'})}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} m_{(c)}^{1/2} (z) \Psi_{(c)n}^* (z) z \Psi_{(c)n'} (z) dz \right|^2. \quad (12)$$

У моделі відкритої (о) системи, за вимоги відсутності зворотної хвилі справа від наноструктури, що дає $B_{(o)}^{(N_W+N_B+1)} = 0$, усі коефіцієнти $A_{(o)}^{(p)}$, $B_{(o)}^{(p)}$ хвильової функції $\Psi_{(o)}(z)$ однозначно пов'язані між собою умовою (10) через один із них, який своєю чергою, задається величиною початкової густини потоку, що падає зліва на РТС.

У цьому випадку електронний спектр є квазістаціонарним із резонансними енергіями (E_n) і резонансними ширинами ($\Gamma_n = \hbar\tau_n^{-1}$), де τ_n — тривалість життя в n -ому квазістаціонарному стані. Резонансні енергії визначаються положеннями у шкалі енергій (E) максимумів функції розподілу ймовірності перебування електрона в межах РТС

$$W(E) = \frac{1}{b} \int_0^b |\Psi_{(o)}(E, z)|^2 dz, \quad (13)$$

а резонансні ширини (Γ_n) — ширинами цієї функції на половині її максимумів, розташованих при відповідних резонансних енергіях E_n .

Під час проходження електронів крізь відкриту РТС, яка перебуває в електромагнітному полі, відбуваються квантові переходи між квазістаціонарними станами відповідної частоти, інтенсивність яких пропорційна величині активної динамічної провідності. У квантових переходах з поглинанням енергії поля формується позитивна динамічна провідність.

Для розрахунку величини позитивної провідності відкритої РТС, що працює в детекторному режимі, необхідно знати хвильову функцію електронів з урахуванням їх взаємодії з електромагнітним полем. Вона визначається повним рівнянням Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = (H_{(o)}(z) + H(z, t)) \Psi(z, t), \quad (14)$$

де $H_{(o)}(z)$ — гамільтоніан (4) системи електронів у РТС без електромагнітного поля, а

$$H(z, t) = -e\mathcal{E}[z(\theta(z) - \theta(z-b)) + b\theta(z-b)] \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (15)$$

— гамільтоніан взаємодії електрона зі змінним у часі електромагнітним полем частоти ω і з амплітудою напруженості \mathcal{E} його електричного складника.

Уважаючи амплітуду височастотного електромагнітного поля малою, розв'язок рівняння (14) шукаємо в одномодовому наближенні за теорією збурень

$$\Psi(z, t) = \sum_{s=-1}^{+1} \Psi_s(z) e^{-i(\omega_0 + s\omega)t}, \quad (\omega_0 = E/\hbar), \quad (16)$$

де $\Psi_{s=0}(z) \equiv \Psi_{(o)}(z)$ однозначно встановлена (5).

Для визначення поправок $\Psi_{\pm 1}(z)$ до хвильової функції, зберігаючи в (14) величини першого порядку малості, отримуємо неоднорідні рівняння

$$[H_{(o)}(z) - \hbar(\omega_0 \pm \omega)]\Psi_{\pm 1}(z) - e\mathcal{E}[z(\theta(z) - \theta(z-b)) + b\theta(z-b)]\Psi_{(o)}(z) = 0, \quad (17)$$

розв'язками яких є суперпозиції функцій

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm}(z) + \Phi_{\pm}(z). \quad (18)$$

Функції $\Psi_{\pm}(z)$, як розв'язки однорідних рівнянь, шукаємо у вигляді

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm}(z) &= \Psi_{\pm}^{(0)}(z)\theta(-z) + \sum_{p=1}^{N_W+N_B} \Psi_{\pm}^{(p)}(z)[\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] + \Psi_{\pm}^{(N_W+N_B+1)}(z)\theta(z-b) \\ &= B_{\pm}^{(0)}e^{-ik_{\pm}z}\theta(-z) + A_{\pm}^{(N_W+N_B+1)}e^{ik_{\pm}z}\theta(z-b) + \sum_{p=1}^{N_W+N_B} (A_{\pm}^{(p)}e^{ik_{\pm}^{(p)}z} + B_{\pm}^{(p)}e^{-ik_{\pm}^{(p)}z})[\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)], \end{aligned} \quad (19)$$

де

$$\Omega = \hbar\omega; \quad k_{\pm} = \hbar^{-1}\sqrt{2m_0(E \pm \Omega)}; \quad k_{\pm}^{(p)} = \begin{cases} \hbar^{-1}\sqrt{2m_0(E \pm \Omega)}, & p = 2, 4, \dots \\ \hbar^{-1}\sqrt{2m_1(E - U \pm \Omega)}, & p = 1, 3, \dots \end{cases} \quad (20)$$

Частинні розв'язки неоднорідних рівнянь (17) мають точний аналітичний вигляд

$$\Phi_{\pm}(z) = \sum_{p=1}^{N_W+N_B} \left[\mp \frac{e\mathcal{E}z}{\Omega} \Psi_{(o)}^{(p)}(z) + \frac{e\hbar^2\mathcal{E}}{m_{(o)}(z)\Omega^2} \frac{d\Psi_{(o)}^{(p)}(z)}{dz} \right] [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] \mp \frac{e\mathcal{E}b}{\Omega} \Psi_{(o)}^{(N_W+N_B+1)}(b)\theta(z-b). \quad (21)$$

Умови неперервності повної хвильової функції $\Psi(z, t)$ і відповідних потоків густин імовірностей на всіх гетеромежах приводять для функцій $\Psi_{\pm 1}(z)$ до граничних умов типу (10), з яких однозначно визначаємо невідомі коефіцієнти $B_{\pm}^{(p)}$, $A_{\pm}^{(p)}$ ($p = 0 \div (N_W + N_B + 1)$), а, відповідно, і повну хвильову функцію $\Psi(z, t)$.

Далі, аналітично розрахувавши енергію взаємодії електрона з електромагнітним полем як суму енергій електронних хвиль, що виходять з обох боків нанорТС, у квазікласичному наближенні знаходимо дійсну частину активної провідності σ через густини потоків електронних хвиль, що виходять з обох боків нанорТС

$$\sigma(\Omega, E) = \frac{\Omega}{2be^2} \left\{ [j(E + \Omega, z=b) - j(E - \Omega, z=b)] - [j(E + \Omega, z=0) - j(E - \Omega, z=0)] \right\}. \quad (22)$$

Згідно з квантовою механікою, густини потоків визначаємо хвильовою функцією $\Psi(E, z)$

$$j(E, z) = \frac{ie\hbar n_0}{2m_{(o)}(z)} \left[\Psi(E, z) \frac{\partial}{\partial z} \Psi^*(E, z) - \Psi^*(E, z) \frac{\partial}{\partial z} \Psi(E, z) \right]. \quad (23)$$

У результаті розрахунку дійсної частини активної провідності її можна записати у вигляді суми двох складників

$$\sigma(\Omega, E) = \sigma^-(\Omega, E) + \sigma^+(\Omega, E), \quad (24)$$

де

$$\begin{aligned} \sigma^-(\Omega, E) &= \frac{\hbar\Omega m_0}{2bm_0\mathcal{E}^2} \left(k_+ |B_+^{(0)}|^2 - k_- |B_-^{(0)}|^2 \right); \\ \sigma^+(\Omega, E) &= \frac{\hbar\Omega m_0}{2bm_0\mathcal{E}^2} \left(k_+ |A_+^{(N_W+N_B+1)}|^2 - k_- |A_-^{(N_W+N_B+1)}|^2 \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Фізичний зміст парціальних складників (σ^\pm) повної активної динамічної провідності $\sigma(\Omega, E)$ цілком зрозумілий. Вони зумовлені потоками електронів, які, взаємодіючи з високочастотним електромагнітним полем в РТС, виходять з неї вперед (σ^+) і назад (σ^-) стосовно до початкового напрямку руху.

II. ВЛАСТИВОСТІ КАСКАДУ ККД У ВІДКРИТІЙ ТА ЗАКРИТІЙ МОДЕЛЯХ

Розвинута в попередньому параграфі теорія дає змогу виявити таку модель каскаду, яка найліпше описує квантові переходи і транспортні властивості електронів, а тому можна оптимізувати роботу ККД геометричним дизайном активної зони окремого каскаду. Розрахунки виконували в моделях відкритого і закритого каскадів.

В основу досліджуваних моделей покладено фізичні ($U = 516$ мЕВ, $m_0 = 0.047m_e$; $m_1 = 0.089m_e$, $n_0 = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³) та геометричні параметри (указані на рис. 1) окремого каскаду ККД, які відомі з роботи [5], що дають змогу порівнювати теоретичні результати з експериментом.

Для дослідження впливу на роботу ККД геометричної конфігурації активної зони окремого каскаду в моделі закритої наносистеми розраховували енергетичний спектр і сили осциляторів квантових переходів ($f_{nn'}$), а у відкритій моделі — резонансні енергії (E_n), тривалість життя (τ_n), активну динамічну провідність ($\sigma_{nn'}$) та її парціальні складники $\sigma_{nn'}^\pm$. Результати розрахунків усіх указаних величин залежно від положення (b_1) внутрішнього бар'єра між двома зовнішніми бар'єрами активної зони (див. рис. 1) при фіксованих розмірах усіх інших елементів каскаду, таких як у праці [5], показано на рис. 2.

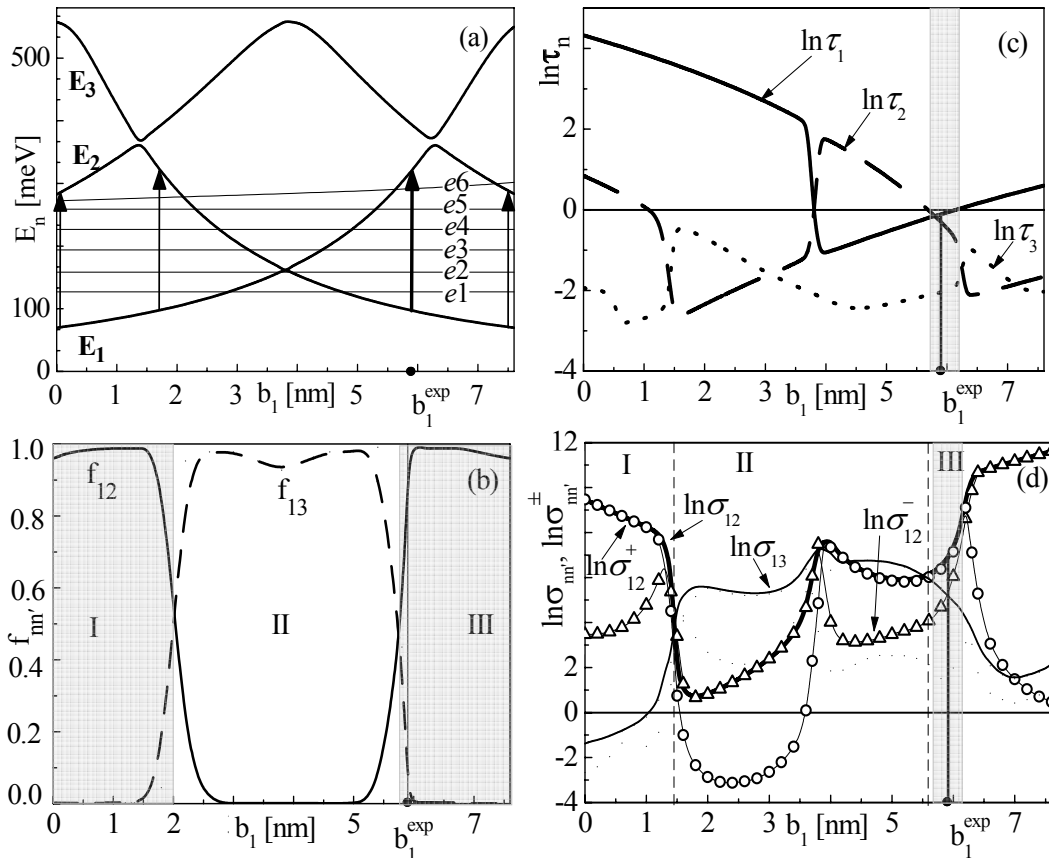


Рис. 2. Еволюція енергетичного спектра (а), сил осциляторів квантових переходів (б), часів життя (с) в одиницях $\tau_0=1$ пс та динамічних провідностей (д) в одиницях $\sigma_0=1$ См/см у залежності від положення b_1 внутрішнього бар'єра у активній зоні.

Відзначимо, що, як показали розрахунки, залежності від величини b_1 відповідних електронних спектрів у закритій і відкритій системах збігаються з точністю не менше 0.1%. Тому на рис. 2,а наведені залежності резонансних енергій квазістаціонарних станів електронів, розрахованих у моделі відкритого кас-

каду, де енергії E_1, E_2, E_3 (жирні лінії) відповідають трьом станам, у яких електрон з найбільшою ймовірністю перебуває в межах активної зони, а резонансні енергії $E_{e1} \div E_{e6}$ (тонкі лінії) належать квазістаціонарним станам, у яких електрон з більшою ймовірністю перебуває в екстракторній частині каскаду ККД.

Із рис. 2,а видно, що, крім експериментально реалізованого дизайну активної зони ККД (із шириною вхідної потенціальної ями b_1^{exp}), робота якого забезпечується квантовими переходами між двома найнижчими робочими станами з енергіями E_1, E_2 з поглинанням енергії електромагнітного поля $\Omega_{12} = E_2 - E_1$, детектування такої ж енергії Ω_{12} можливе при реалізації трьох інших геометричних конфігурацій активної зони ККД: ($b_1 = 0$) двобар'ерна РТС із ширшим вхідним бар'єром; ($b_2 \approx b_1^{\text{exp}}$) трибар'ерна РТС із ширшою вихідною потенціальною ямою; ($b_2 = 0$) двобар'ерна РТС із ширшим вихідним бар'єром.

Щоб виявити оптимальну геометричну конфігурацію активної зони в моделі закритого каскаду ККД, розраховували сили осциляторів квантових переходів f_{12} і f_{13} залежно від величини b_1 , результати розрахунку яких наведено на рис. 2,б.

Умовою оптимізації роботи ККД можна вважати досягнення максимального значення сили осцилятора квантового переходу f_{12} між тими станами, які забезпечують потрібну енергію поглинання електромагнітного поля (у нашому випадку Ω_{12}) при тому, щоб сила осцилятора квантового переходу f_{13} була на порядок меншою. З рис. 2,б видно, що в моделі закритого каскаду є дві рівноцінні області (I і III) зміни b_1 (на рисунку тоновані), де згадана умова виконується ($f_{12}^{I,III} > f_{13}^{I,III}$). Експериментальне значення b_1^{exp} потрапляє в область III, де $f_{12} = 0.94, f_{13} = 0.06$. Таке ж співвідношення між величинами f_{12} та f_{13} , як видно з рис. 2,б, отримуємо в області I при $b_2 \approx b_1^{\text{exp}}$. Крім того, з рис. 2,б видно, що у двобар'єрній активній зоні (при $b_1 = 0$ в області I чи $b_2 = 0$ в області III) $f_{13} \approx 0$ і тому здавалось би, що такі геометричні конфігурації є найбільш оптимальними для роботи ККД. Однак, як буде показано далі, у більш адекватній моделі відкритого каскаду це не так.

Також відзначимо, що існує широка область (II) зміни b_1 , у межах якої $f_{13} > f_{12}$, проте в цьому випадку робота ККД на квантовому переході $1 \rightarrow 3$ унеможливується через особливості геометричної конструкції екстрактора. Він побудований так, що відстані ($E_{en} - E_{en-1}; n = 6 \div 2$) між рівновіддаленими між собою екстракторними енергетичними рівнями, які розташовані між E_1 та E_2 (рис. 1), мають порядок енергії фонона $\Omega_{ph} = 32$ меВ. Такий дизайн екстрактора створює так звану енергетичну фонону драбину, завдяки якій відбувається релаксація електронної енергії з верхнього робочого стану (E_2) попереднього каскаду на основний робочий стан (E_1) наступного каскаду ККД. Тому, для того щоб ККД міг працювати на переході $1 \rightarrow 3$, необхідно було б змінити дизайн екстрактора.

На відміну від закритої, відкрита модель дає змогу докладніше й адекватніше проаналізувати умови оптимізації роботи ККД за рахунок геометричного дизайну активної зони. Адже в цій моделі можна оцінювати не лише величину активної провідності в потрібному квантовому переході ($1 \rightarrow 2$), але й задовольняти вимогу, щоб ця величина значно переважала провідність у переході $1 \rightarrow 3$ при умові, що парці-

альний складник провідності (σ_{12}^+) у напрямку прямого потоку крізь РТС значно переважав парціальний складник провідності (σ_{12}^-) в оберненому потоці. Крім цього, розрахована тривалість життя (τ_n) у робочих квазістаціонарних станах електронів з енергіями E_1, E_2, E_3 дає змогу контролювати природну фізичну умову, щоб вона не перевищувала тривалості релаксації електронної енергії в дисипативних процесах за рахунок розсіювання електронів на домішках, фононах, нерівностях поверхонь розділу середовищ та інших факторів, які, за оцінками [4], не перевищують 20 пс. Крім того, велика тривалість час життя в основному квазістаціонарному стані приводитиме до накопичення взаємодіючих електронів в активній зоні, що спотворюватиме прямокутний енергетичний профіль наноструктури.

Результати розрахунків логарифмів провідностей і тривалості життя електронів у відповідних робочих квазістаціонарних станах у моделі відкритого каскаду залежно від величини b_1 показано на рис. 2,с,d відповідно.

Аналіз еволюції динамічної провідності $\sigma_{nn'}$ залежно від b_1 (рис. 2,d) показує, що в моделі відкритого каскаду, подібно до моделі закритого каскаду, існують дві області (I, III) зміни b_1 , де оптимальним є квантовий перехід $1 \rightarrow 2$ (що й реалізовано експериментально в області III), та одна широка область (II) з оптимальним переходом $1 \rightarrow 3$, за винятком невеликого проміжку в околі $b/2$, де $\sigma_{12} > \sigma_{13}$. Положення і розміри цих областей практично такі ж, як і в моделі закритої наносистеми. Однак, незважаючи на те, що в області I виконуються умови $\sigma_{12} > \sigma_{13}, \sigma_{12}^+ > \sigma_{12}^-$, вона не є оптимальною для роботи ККД, оскільки аналіз тривалості життя (рис. 2,с) показує, що при такому геометричному дизайні тривалість життя в основному робочому квазістаціонарному стані $\tau_1 \geq 10$ пс стає суттєвою і порівнянною за величиною з тривалістю дисипативних процесів. Отже, модель відкритого каскаду показує, що в експериментально створеному ККД [5] може бути лише одна вузька область ($5.6 \text{ нм} \leq b_1 \leq 6.1 \text{ нм}$) розташування внутрішнього бар'єра щодо зовнішніх бар'єрів активної зони, у якій детектор працюватиме в оптимальному режимі. Адже лише при такій конфігурації активна провідність σ_{12}^+ у прямому потоці значно переважає інші провідності. При цьому, як видно з рис. 2,с, тривалість життя в обох робочих квазістаціонарних станах є досить короткою ($\tau_1, \tau_2 \leq 1$ пс).

Для порівняння з експериментальними результатами статті [5] розраховували величини енергій (E_1, E_2, E_3) робочих станів при таких значеннях геометричних і фізичних параметрів, які вказані в цитованій праці та наведені на рис. 1. У результаті розрахунків виявилось, що теоретичне значення енергії детектованого поля $\Omega_{12} = E_2 - E_1 = 231$ меВ відрізняється від експериментального $\Omega_{12} = 232.2$ меВ на 1%, а різниця енергій електронних станів, локалізованих в екстракторі, становить близько 32 меВ, що практично збігається з величиною фононної енергії, наведеною в цитованій праці.

Нарешті, варто відзначити, що хоча експериментальний геометричний дизайн каскаду ККД [5] з шириною вхідної ями ($b_1 = 5.9$ нм) активної зони добре узгоджується з цим же значенням b_1 у теоретичних моделях, оскільки воно відповідає близьким до максимальних значень сил осциляторів у закритих моделях чи активних провідностей у відкритих моделях, однак лише модель відкритого каскаду є найбільш адекватною, бо не містить тих геометричних конфігурацій активної зони, притаманних закритій моделі, які не відповідають оптимальній роботі ККД. Крім того, слід відзначити, що дослідження ймовірності знаходження квазістаціонарних станів електрона з енергіями E_1 , E_2 у межах відкритого каскаду ККД з відомими геометричними параметрами [5] показало, що робочі стани локалізовані в різних потенціальних ямах активної зони: стан з енергією E_1 — у вхідній (b_1), а стан з енергією E_2 — у вихідній (b_2), що забезпечило “косий” квантовий перехід $1 \rightarrow 2$ при поглинанні енергії

Ω_{12} з подальшою релаксацією електронної енергії в екстракторі. Зауважимо, що авторами цитованої праці по-іншому пояснили роботу ККД. Уважалося, що обидва робочі стани локалізовані в межах вхідної потенціальної ями (b_1) активної зони, між якими при поглинанні енергії відбувається “вертикальний” квантовий перехід $1 \rightarrow 2$. Подальший рух потоку електронів здійснюється тунельним ефектом зі стану з енергією E_2 на близький за енергією стан, що локалізований у вихідній потенціальній ямі (b_2) активної зони, з якого вже відбувається релаксація енергії через фононну драбину. Наші розрахунки енергетичного спектра відкритого та закритого каскадів ККД не виявили стану з такою енергією.

Отже, наша теорія адекватно (в узгодженні з експериментом) показує, що експериментальний ККД працює в режимі двоямної відкритої активної зони з “косим” квантовим переходом з подальшою прямою релаксацією енергії через “фононну драбину”.

-
- [1] J. Faist, *et al.* Science **264**, 553 (1994).
 [2] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, Appl. Phys. Lett. **66**, 538 (1995).
 [3] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, A. Y. Cho, Pure Appl. Opt. **7**, 373 (1998).
 [4] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho, Rep. Prog. Phys. **64**, 1533 (2001).
 [5] D. Hofstetter, *et al.* Appl. Phys. Lett. **89**, 061119 (2006).
 [6] F. R. Giorgetta, *et al.* Appl. Phys. Lett. **91**, 111115 (2007).
 [7] Qi Jie Wang, *et al.* Appl. Phys. Lett. **94**, 011103 (2009).
 [8] F. R. Giorgetta, E. Baumann, J. Quant. Electron. **45**, 1039 (2009).
 [9] R. K. Mains, G. I. Haddad, J. Appl. Phys. **64**, 3564 (1988).
 [10] C. L. Fernando, W. R. Frensley, Phys. Rev. Lett. **70**, 4114 (1995).
 [11] M. Buttiker, A. Pretre, H. Thomas, Phys. Rev. B **52**, 5092 (1993).
 [12] M. P. Anantram, S. Datta, Phys. Rev. B **51**, 7632 (1995).
 [13] А. Б. Пашковский, Письма Журн. теор. физ. **82**, 228 (2005).
 [14] А. Б. Пашковский, Письма Журн. теор. физ. **89**, 32 (2009).
 [15] В. Ф. Елесин, Журн. эксп. теор. физ. **122**, 131 (2002).
 [16] В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев, Физ. техн. полупров. **43**, 257 (2009).
 [17] Н. В. Ткач, Ю. А. Сети, Физ. низк. темп. **35**, 710 (2009).
 [18] Н. В. Ткач, Ю. А. Сети, Физ. техн. полупров. **45**, 376 (2011).

QUANTUM CASCADE DETECTORS UNDER WEAK AND STRONG ELECTROMAGNETIC FIELDS

M. V. Tkach, Ju. O. Seti, V. O. Matijek, I. V. Boyko
 Chernivtsi National University, 2, Kotsyubynskoho St.,
 Chernivtsi, UA-58012, Ukraine, e-mail: ktf@chnu.edu.ua

Using the effective mass and rectangular potentials approximations the theory of dynamic conductivity of electrons is developed for the plane multi-layer resonance tunnel structure within the model of the open nanosystem. The oscillator forces of quantum transitions are studied within the model of the closed nanosystem. For the experimentally produced quantum cascade detector it is proved that just the theory of dynamic conductivity in the model of open cascade most adequately describes the process of absorption of a high-frequency electromagnetic field while the electrons are being transported through the resonance tunnel structure.