

М.В. ТКАЧ, Ю.О. СЕТІ

Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича
(Вул. Коцюбинського, 2, Чернівці 58012, Україна; e-mail: ktf@chnu.edu.ua)

ТЕОРІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ НАНОСТРУКТУР, ЯК АКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ КВАНТОВИХ КАСКАДНИХ ЛАЗЕРІВ І ДЕТЕКТОРІВ

УДК 538.958; 538.971

На основі моделі прямокутних потенціалів та ефективних мас електрона побудована теорія спектральних параметрів квазістаціонарних станів та динамічної провідності відкритої трибар'єрної резонансно-тунельної системи, як активного елемента квантового каскадного лазера чи квантового каскадного детектора. Показано, що оптимальна робота трибар'єрної резонансно-тунельної структури досягається належним вибором її геометричної конфігурації, за рахунок розміщення внутрішнього бар'єра ближче до взідного в такому положенні, яке визначається величиною енергії електромагнітного поля.

Ключові слова: резонансно-тунельна наноструктура, провідність

1. Вступ

Останні десять років відбувається інтенсивне дослідження і розвиток квантових каскадних лазерів (ККЛ) і квантових каскадних детекторів (ККД), як одного з важливих напрямків нанотехнологій. Серед причин уваги до цих досліджень є те, що ці прилади працюють у актуальному терагерцовому діапазоні шкали електромагнітних хвиль, який містить так звані "вікна прозорості" атмосфери. Перевагами нано-ККЛ і нано-ККД перед іншими приладами є їх малі розміри, стабільна робота при високих температурах, споживання малих струмів та інші прецизійні характеристики.

Проблеми фізики ККЛ і ККД у тому, що експериментально-технічне створення цих приладів вимагає дороговартісної роботи прецизійних установок, наприклад, молекулярно-променевої епітаксії. Складності ж теорії пов'язані з необхідністю вивчення фізичних явищ у відкритих резонансно-тунельних системах (РТС), які є активними елементами ККЛ і ККД.

Ідея роботи нанолазера на квантових переходах між електронними квазістаціонарними станами (КСС) у плоских резонансно-тунельних структурах вперше була запропонована ще в 1972 р. у роботі [1] і полягала в такому. Електрони з інжектора (зліва) тунелюють у РТС на збуджений КСС розмірного квантування, випромінюють

квант електромагнітної енергії і переходять у нижчий або основний КСС, тунелюючи з нього назовні крізь РТС (управо).

Реально перші створені і функціонуючі нанолазери були здійснені лише в 1994–1995 рр. фізиками Фейстом і Капассо з колегами [2, 3].

Основні принципи роботи функціонуючих ККЛ і ККД [4, 5] такі. Квантово-ямний ККЛ (QWCL) містить кілька десятків однакових каскадів, що умовно складаються з інжектора та активної зони (кілька нанорозмірних плоских шарів різних матеріалів, які утворюють енергетичні ями і бар'єри, наприклад, GaAs і AlAs).

Електрони з інжектора потрапляють на збуджений КСС, випромінюють квант електромагнітного поля, переходять у нижчий КСС, звідки тунелюють у наступний інжектор. Далі процес відбувається аналогічно, оскільки в інжекторі відбувається релаксація так, щоб енергія електронів, які потрапляють у другий каскад, була такою самою як і в першому.

Робота ККД ґрунтується на тому, що електрони спрямовуються з інжектора на основний рівень РТС, поглинають електромагнітне поле, переходячи на один із вищих КСС, звідки тунелюють у екстрактор, де релаксують і потрапляють знову на основний КСС наступного каскаду. Перший якісний ККД було створено у 2001 р. [6], і оскільки він функціонував у середньому інфрачервоному діапазоні частот, то отримав назву QWIP.

Необхідно зазначити, що через відсутність послідовної теорії відкритих наносистем, основні оцінки у експериментальних роботах виконувалися на базі теорії для закритих наноструктур. Це давало можливість прийнятно оцінювати енергетичний спектр, але не дозволяло розраховувати активну провідність РТС, як принципово відкритої системи.

Побудова послідовної теорії електронної провідності відкритої трибар'єрної резонансно-тунельної структури (ТБРТС) у межах порівняно простої моделі прямокутних потенціальних ям і бар'єрів та різних ефективних мас електрона у них і є основною метою пропонованої роботи.

2. Теорія активної провідності трибар'єрної резонансно-тунельної структури зі зміщеним дном ям

Розглядається відкрита плоска ТБРТС зі зміщеними глибинами потенціальних ям (рис. 1). Вісь z декартової системи координат напрямлена перпендикулярно до площин наногетеросистеми. Незначна різниця між величинами сталих ґраток шарів-ям і шарів-бар'єрів ТБРТС дозволяє використовувати модель ефективних мас:

$$m(z) = m_0\theta(-z) + m_1 \sum_{i=0}^2 (\theta(z - z_{2i}) - \theta(z - z_{2i+1})) + m_2 \sum_{i=1}^3 (\theta(z - z_{2i-1}) - \theta(z - z_{2i})) \quad (1)$$

і прямокутних потенціальних бар'єрів:

$$U(z) = U \sum_{i=0}^2 (\theta(z - z_{2i}) - \theta(z - z_{2i+1})) - V \sum_{i=1}^3 (\theta(z - z_{2i-1}) - \theta(z - z_{2i})). \quad (2)$$

Тут $\theta(z)$ – одинична функція Хевісайда; $z_{-1} = -\infty$; $z_6 = \infty$.

Вважається, що зліва на ТБРТС, перпендикулярно до її площин, падає моноенергетичний потік не взаємодіючих між собою електронів з енергією E і концентрацією n_0 . Тоді хвильова функція $\Psi(z, t)$ електрона, рух якого є одновимірним ($\mathbf{k}_{\parallel} = 0$), задовольняє повне рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = (H_0(z) + H(z, t))\Psi(z, t). \quad (3)$$

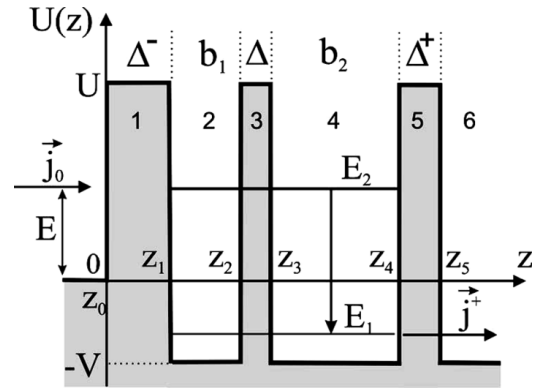


Рис. 1. Енергетична схема електрона у ТБРТС зі зміщеним дном потенціальних ям

Тут

$$H_0(z) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) \quad (4)$$

– гамільтоніан електрона стаціонарної задачі Шредінгера, розв'язок $\Psi_0(z)$ якої відомий [7–9] і дає змогу виконати точний аналітичний розрахунок функції розподілу густини ймовірності знаходження електрона в ТБРТС:

$$W(E) = \frac{1}{z_5} \int_0^{z_5} |\Psi_0(z)|^2 dz. \quad (5)$$

На відміну від коефіцієнта прозорості, функція W визначає спектральні характеристики (резонансні енергії та ширини) квазістаціонарних станів електрона у ТБРТС з довільними геометричними параметрами та у довільній області енергій [7].

Другий доданок у рівнянні (3):

$$H(z, t) = -e\mathcal{E}[z\theta(z) + (z_5 - z)\theta(z - z_5)] \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (6)$$

– гамільтоніан взаємодії електрона зі змінним у часі електромагнітним полем частоти ω та з амплітудою напруженості електричного поля \mathcal{E} .

Оскільки під дією електромагнітного поля між сусідніми квазістаціонарними станами відбуваються електронні квантові переходи (з випромінюванням чи поглинанням енергії), то розв'язок рівняння Шредінгера (3) у наближенні слабкого сигналу [8–10] в першому порядку теорії збурень шу-

кається у вигляді

$$\Psi(z, t) = \sum_{n=-1}^{+1} \Psi_n(z) e^{-i(\omega_0+n\omega)t}, \quad (\omega_0 = E/\hbar). \quad (7)$$

Зберігаючи у (3) величини першого порядку малості для визначення функцій $\Psi_{\pm 1}(z)$ отримується система неоднорідних рівнянь

$$(H_0(z) - \hbar(\omega_0 \pm \omega))\Psi_{\pm 1}(z) - e\mathcal{E}[z\theta(z) + (z_5 - z)\theta(z - z_5)]\Psi_0(z) = 0, \quad (8)$$

розв'язками якої є суперпозиція функцій

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm}(z) + \Phi_{\pm}(z). \quad (9)$$

Розв'язки $\Psi_{\pm}(z)$ однорідних рівнянь (8) шукаються у вигляді

$$\Psi_{\pm}(z) = \sum_{p=0}^6 [B_{\pm}^{(p)} e^{-ik_{\pm}^{(p)}z} + A_{\pm}^{(p)} e^{ik_{\pm}^{(p)}z}] \times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)], (A_{\pm}^{(0)} = B_{\pm}^{(6)} = 0), \quad (10)$$

де

$$\begin{aligned} k_{\pm}^{(0)} &= \sqrt{2m_0(E \pm \hbar\omega)/\hbar^2}, \\ k_{\pm}^{(2,4,6)} &= \sqrt{2m_2(E + V \pm \hbar\omega)/\hbar^2}, \\ k_{\pm}^{(1,3,5)} &= \sqrt{2m_1((E - U) \pm \hbar\omega)/\hbar^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Точні часткові розв'язки $\Phi_{\pm}(z)$ системи неоднорідних рівнянь (8) відомі [8, 9]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm}(z) &= \sum_{p=1}^5 \left[\mp \frac{e\mathcal{E}z}{\hbar\omega} \Psi_0^{(p)}(z) + \frac{e\mathcal{E}}{m_p(z)\omega^2} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} \right] \times \\ &\times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] \mp \frac{e\mathcal{E}z_5}{\hbar\omega} \Psi_0^{(6)}(z_5) \theta(z - z_5). \end{aligned} \quad (12)$$

Усі невідомі коефіцієнти ($A_{\pm}^{(p)}$, $B_{\pm}^{(p)}$) хвильової функції $\Psi_{\pm}(z)$ (10) визначаються з умов її неперервності і відповідних потоків густин ймовірностей на усіх гетеромежах наносистеми. Отже, однозначно визначена повна хвильова функція $\Psi(E, z)$, яка, згідно з квантовою механікою [11], визначає густину струму крізь наноструктуру. Далі враховуючи малі розміри ТБРТС, у порівнянні

з довжиною електромагнітної хвилі, у квазікласичному наближенні [8–10] виконується розрахунок густини приведенного струму, який визначає дійсну частину активної динамічної провідності наносистеми:

$$\sigma(E, \omega) = \sigma^+(E, \omega) + \sigma^-(E, \omega), \quad (13)$$

де

$$\begin{aligned} \sigma^+(E, \omega) &= \frac{\hbar^2 \omega n_0}{2m_2 z_5 \mathcal{E}^2} \left(k_+^{(6)} |A_+^{(6)}|^2 - k_-^{(6)} |A_-^{(6)}|^2 \right), \\ \sigma^-(E, \omega) &= \frac{\hbar^2 \omega n_0}{2m_0 z_5 \mathcal{E}^2} \left(k_+^{(0)} |B_+^{(0)}|^2 - k_-^{(0)} |B_-^{(0)}|^2 \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Тут $\sigma^+(E, \omega)$, $\sigma^-(E, \omega)$ – парціальні складові динамічної провідності, сформовані потоками електронів, які після взаємодії з електромагнітним полем виходять з наносистеми вперед ($j^+ \sim \sigma^+$) і назад ($j^- \sim \sigma^-$) по відношенню до напрямку падаючого на ТБРТС потоку (j_0) електронів концентрації n_0 .

3. Аналіз і обговорення результатів

Як відомо, фізичні параметри ККЛ і ККД, у значній мірі, визначаються характеристиками РТС, яка є активним елементом цих наноприладів. У свою чергу, РТС характеризується активною динамічною провідністю (σ) та її параметрами, які пов'язані зі спектральними характеристиками (резонансними енергіями E_n і ширинами Γ_n) тих квазістаціонарних станів, між якими здійснюється квантовий перехід [9, 12].

Розрахунок і аналіз отриманих результатів виконується на прикладі експериментально створеної і часто досліджуваної [2–4, 13, 14] трибар'єрної наносистеми з $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ – бар'єрами та $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ – ямами. Зміна концентрації (x) Ga приводить до зміщення дна відповідної ями $V = (390 - 830x)$ меВ і зміни ефективної маси електрона у ній $m = (0,067 - 0,045x)m_e$. Висота потенціальних бар'єрів над дном зовнішньої вхідної потенціальної ями $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ становить $U = 516$ меВ. Концентрація електронів у моноенергетичному потоці $n_0 = 10^{16}$ см⁻³ вибиралася так, щоб можна було нехтувати міжелектронною взаємодією.

Основні властивості резонансних енергій (E_n), часів життя (τ_n) і максимальних величин активної динамічної провідності (σ) показані на рис. 2 на прикладі ТБРТС з однаковими товщинами бар'єрів без зміщення (рис. 2, *a-d*) і зі зміщенням (рис. 2, *e-g*) дном потенціальних ям. Зміни, які виникають у ТБРТС з різними товщинами бар'єрів, будуть зазначені після аналізу наносистеми з однаковими товщинами бар'єрів.

Розрахунки виконувалися при $\Delta^- = \Delta = \Delta^+ = 2,4$ нм; $b = b_1 + b_2 = 10,8$ нм, $x_0 = x_2 = x_4 = x_6 = 0,47$ (рис. 2, *a-d*) та $x_0 = 0,47$; $x_2 = x_4 = x_6 = 0,35$ ($V = 100$ мВ; рис. 2, *e-g*).

На рис. 2, *a, b* наведено результати розрахунку залежності від положення (b_1) внутрішнього бар'єра між зовнішніми бар'єрами резонансних енергій E_n та логарифмів резонансних ширин $\ln \tau_n$ перших трьох КСС електрона, між якими здійснюються квантові переходи з випромінюванням (лазер, $\sigma_{21} \leq 0$) чи з поглинанням (детектор, $\sigma_{12}, \sigma_{13} > 0$) електромагнітних хвиль. На рис. 2, *c, d* наведено таку саму залежність логарифмів максимальних величин динамічних провідностей.

Варто зауважити, що оскільки зменшення концентрації (x) Ga у ямах зміщує електронний спектр в область від'ємних енергій ($E < 0$), то, для загальності, розрахунок резонансних енергій і часів життя виконувався методом функції розподілу W [7], а не через коефіцієнт прозорості D , який у випадку $E_1 < 0$ є незастосовним (для детекторних переходів з першого КСС).

Основні властивості резонансних енергій і резонансних ширин та їх зв'язок із параметрами активної провідності $\sigma(E, \omega)$ детально було проаналізовано у роботі [9] на прикладі ТБРТС з однаковим дном потенціальних ям. Отже, в цій роботі ми зосередимо увагу лише на нових важливих обставинах, що виникли внаслідок різного зміщення дна ям у лазерних переходах. Також порівняємо властивості провідності ТБРТС, що виникають у процесах з поглинанням чи випромінюванням електромагнітного поля.

З рис. 2, *a, b, e, f* видно, що зміна положення (b_1) внутрішнього бар'єра між зовнішніми змінює величини резонансних енергій E_n і логарифмів часів життя $\ln \tau_n$ так, що при однакових величинах дна всіх ям і зовнішніх бар'єрів величини $\ln \tau_n$ зменшуються пропорційно до E_n . При цьому E_n і $\ln \tau_n$ є симетричними функціями відносно сере-

дини ($b_1 = b/2$) загальної потенціальної ями шириною b .

Зменшення концентрації (x) Ga у вихідній і в обох внутрішніх ямах (рис. 2, *e*) зміщує їх дно в область від'ємних енергій, внаслідок чого весь спектр резонансних енергій також зміщується у цю ж область, так, що при цьому нижчі резонансні енергії потрапляють в область $E < 0$ послідовно. Важливо зауважити, що від'ємне зміщення дна ям суттєво не впливає на форму залежності від b_1 усіх резонансних енергій, зменшуючи їх величини та, відповідно, збільшуючи величини $\ln \tau_n$ таких КСС, резонансні енергії яких задовольняють умову $E_n > 0$. Якщо ж КСС потрапляють у область $E < 0$, то залежності відповідних $\ln \tau_n$ від b_1 змінюються дуже суттєво.

Так, з рис. 2, *e, f* видно, що оскільки $E_2 > 0$ і $E_3 > 0$, то форма залежності $\ln \tau_2$ і $\ln \tau_3$ від b_1 змінилася слабо, а $\ln \tau_1$ – дуже суттєво; при $0 \leq b_1 \leq b/2$ величина $\ln \tau_1$ збільшилася слабо, а при $b/2 \leq b_1 \leq b$ – різко зросла. Така поведінка $\ln \tau_1$ (яка суттєво впливає на динамічну провідність РТС) зрозуміла з фізичних міркувань. Дійсно, поки внутрішній бар'єр знаходиться у лівій половині простору між зовнішніми бар'єрами, електрон у першому КСС, в основному, перебуває у правій (ширшій) ямі, звідки проникає крізь правий вихідний бар'єр у вихідну зовнішню яму, тому при $0 \leq b_1 \leq b/2$ величина $\ln \tau_1$ лише трохи зростає порівняно з ТБРТС з однаковим дном усіх ям (рис. 2, *b, f*). Якщо ж внутрішній бар'єр перебуває у правій половині простору між зовнішніми бар'єрами, то електрон у першому квазістаціонарному стані з більшою ймовірністю знаходиться у лівій (ширшій) ямі, звідки йому важко тунелювати на вхід через те, що вхідне середовище для нього створює невисокий, але безмежно широкий потенціальний бар'єр (рис. 1), а на вихід крізь РТС потрібно долати вже не один, а два бар'єри: внутрішній і зовнішній. Внаслідок цього у області $b/2 \leq b_1 \leq b$ час життя τ_1 у першому КСС зі збільшенням b_1 різко зростає.

Виявлені властивості E_n і τ_n зумовлюють поведінку динамічної провідності ТБРТС залежно від положення внутрішнього бар'єра між зовнішніми.

Для оптимізації роботи ТБРТС, як активного елемента ККЛ (чи ККД), необхідно при заданій потрібній величині енергії ($\Omega = \hbar\omega$) випроміненого (чи поглинутого) поля забезпечити максимальну

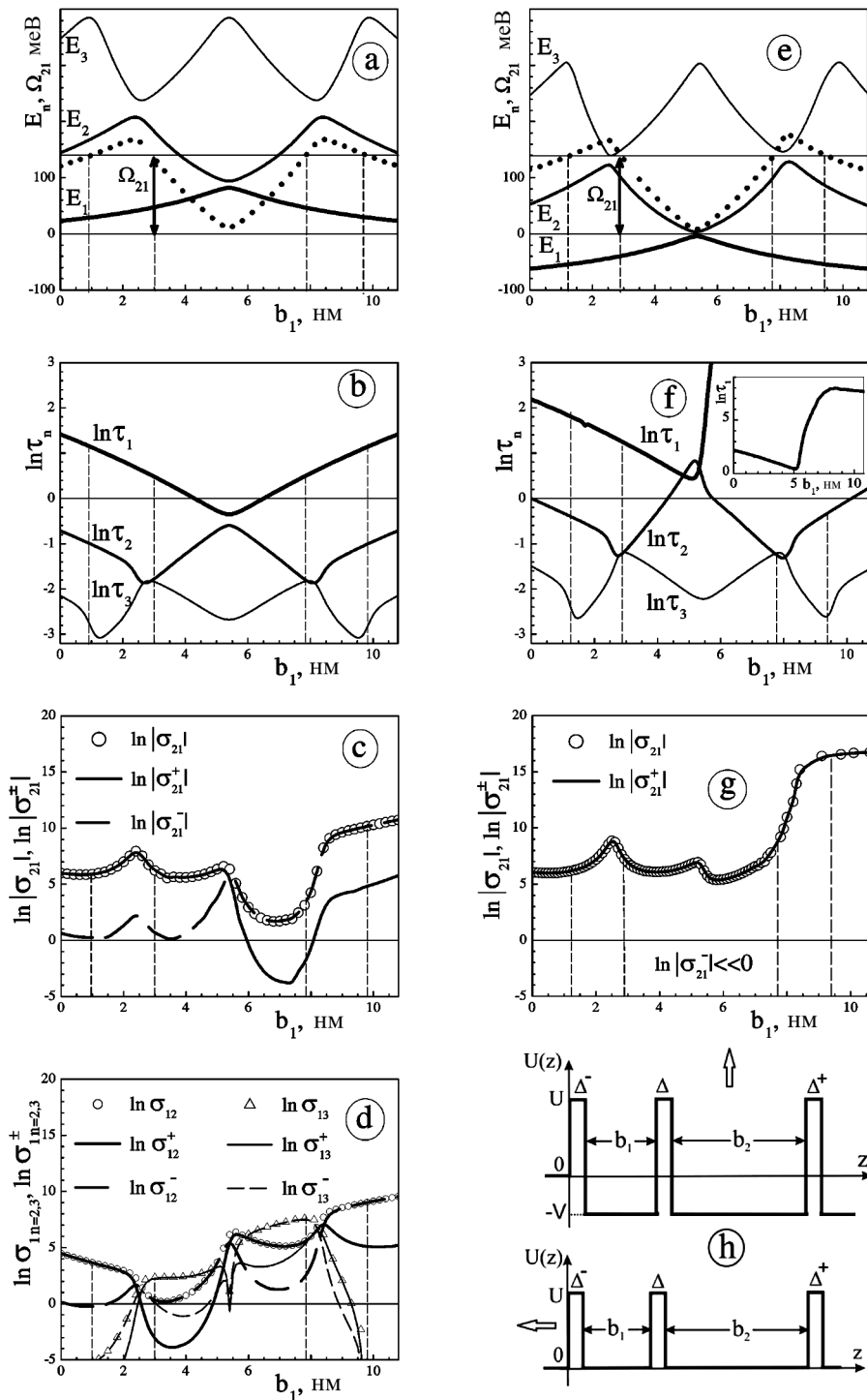


Рис. 2. Залежності E_n , $\ln \tau_n$ та $\ln \sigma_{n,m}$, $\ln \sigma_{n,m}^\pm$ від b_1 для ТВРТС при $V = 0$ (a-d), при $V = 100$ меВ (e-g) та енергетичні схеми (h) цих систем

величину провідності σ при мінімальних величинах як вхідного потоку ($j_0 \sim \sqrt{E}$), так і більшого з часів життя (τ_n) робочих КСС.

Проаналізуємо спочатку залежність від b_1 максимального значення величини від'ємної провідності $\sigma_{21} = \max |\sigma(E, \Omega)|$, яка виникає у лазерному переході, за якого моноенергетичний потік електронів з інжектора потрапляє на другий КСС, випромінює квант електромагнітного поля з енергією $\Omega_{21} = \hbar\omega_{21} = E_2 - E_1$, переходить на перший КСС, тунелюючи далі крізь ТБРТС.

З рис. 2, c, g видно, що залежно від положення (b_1) внутрішнього бар'єра, динамічні провідності (σ_{21}) ТБРТС зі зміщеними (рис. 2, g) та однаковими (рис. 2, c) днами ям суттєво по-різному формуються своїми парціальними складовими (σ_{21}^{\pm}). У ТБРТС з однаковим дном ям (рис. 2, c) максимальна провідність σ_{21} при $0 \leq b_1 \leq b/2$ формується переважно потоком вперед ($\sigma_{21}^+ \gg \sigma_{21}^-$). При $b_1 \approx b/2$ потоки в обох напрямках вирівнюються ($\sigma_{21}^+ \approx \sigma_{21}^-$), а при $b/2 \leq b_1 \leq b$ переважає потік назад ($\sigma_{21}^- \gg \sigma_{21}^+$). У ТБРТС зі зміщеним дном вихідної зовнішньої і внутрішніх ям (рис. 2, g) незалежно від положення внутрішнього бар'єра ($0 \leq b_1 \leq b$) провідність σ_{21} формується лише потоком вперед, оскільки $\sigma_{21}^+ \gg \sigma_{21}^-$.

Виявимо тепер, які конфігурації ТБРТС є оптимальними для роботи ККЛ. Припустимо, що наолазер повинен випромінювати електромагнітне поле з енергією $\Omega_{21} = E_2 - E_1$, що, як видно з рис. 2, a, e, забезпечується квантовим переходом між другим і першим КСС обома наносистемами при чотирьох геометричних конфігураціях ТБРТС. З рис. 2 видно, що ті конфігурації, за яких внутрішній бар'єр знаходиться у правій половині ями є поганими, оскільки при однакових глибинах усіх ям РТС (рис. 2, c) σ_{21} формується шкідливим потоком назад ($\sigma_{21}^- \gg \sigma_{21}^+$), а при зміщених ямах (рис. 2, g), хоча $\sigma_{21}^+ \gg \sigma_{21}^-$, але час життя (τ_1) надто великий і тому дисипативні процеси (фонони та ін.) будуть виводити лазер з когерентного стану. З двох добрих конфігурацій ТБРТС (при $0 \leq b_1 \leq b/2$) для обох наносистем оптимальними є ті, в яких внутрішній бар'єр знаходиться в другій чверті загальної ями, оскільки при практично рівних величинах σ_{21} у них час життя значно менший, а значить мінімальний і вплив дисипативних процесів.

Порівняння оптимальних конфігурацій ТБРТС з однаковим і зміщеним дном ям показує, що в першій менший час життя (τ_1), але більший струм збудження ($j_0 \sim \sqrt{E_2}$), ніж у другій (рис. 2, e, f). Отже, зменшення концентрації (x) Ga у вихідній і внутрішніх ямах сприяє зменшенню величини сили струму збудження, хоча при цьому трохи зростає негативний вплив дисипативних процесів.

Проаналізуємо тепер роботу ТБРТС, як активного елемента ККД, що працює на квантових переходах у вищій КСС з першого, на який і подається моноенергетичний потік електронів з екстрактора. На відміну від лазерного режиму, у процесах поглинання електромагнітних хвиль електронами, які проходять крізь РТС, детекторна динамічна провідність може формуватися як у квантових переходах $1 \rightarrow 2$, так і в $1 \rightarrow 3$, залежно від положення внутрішнього бар'єра між зовнішніми.

З рис. 2, d видно, що знову конфігурація ТБРТС з сталою величиною дна усіх ям неефективна, якщо внутрішній бар'єр перебуває у правій половині загальної ями ($b/2 \leq b_1 \leq b$), оскільки тут у третій чверті $\sigma_{13} \gg \sigma_{12}$, але $\sigma_{13}^- \gg \sigma_{13}^+$, а у четвертій чверті $\sigma_{12} \gg \sigma_{13}$, але $\sigma_{12}^- \gg \sigma_{12}^+$. Отже, така ТБРТС працює оптимально на квантових переходах $1 \rightarrow 2$, коли внутрішній бар'єр перебуває у першій чверті загальної ями, або ж на переходах $1 \rightarrow 3$, коли він знаходиться у другій чверті загальної ями. З рис. 2, d видно, що перехід $1 \rightarrow 2$ забезпечує поглинання енергії (Ω_{12}) поля меншої величини, ніж енергія Ω_{13} при переході $1 \rightarrow 3$. При цьому величина максимальної провідності σ_{12} трохи більша, ніж σ_{13} , оскільки час життя τ_1 більший, коли внутрішній бар'єр знаходиться у першій чверті, ніж тоді, коли він знаходиться у другій чверті.

Варто відзначити, що, як видно з рис. 2, d, розташування внутрішнього бар'єра поблизу положення $b_1 \approx b/4$ недоцільне, бо тут $\sigma_{12} \approx \sigma_{13}$ і $\sigma_{12}^+ \approx \sigma_{12}^-$ та $\sigma_{13}^+ \approx \sigma_{13}^-$.

Розрахунки і аналіз показали таке. При заданій сумарній товщині усіх бар'єрів ($\Delta^- + \Delta + \Delta^+$) у оптимальних конфігураціях ТБРТС з довільним зміщенням дна ям найкращою є система з однаковими товщинами зовнішніх бар'єрів, оскільки зменшення товщини вхідного бар'єра приводить до збільшення часу життя електрона у робочих КСС, суттєво не змінюючи величину σ , а збільшення товщини цього бар'єра слабо зменшує час

життя, значно зменшуючи величину σ . Збільшення товщини внутрішнього бар'єра при відповідному зменшенні товщин зовнішніх, експоненційно зменшує як час життя, так і величину σ .

4. Висновки

Побудовано теорію спектральних параметрів (E_n, Γ_n) і активної динамічної провідності (σ) електронів, що взаємодіють з електромагнітним полем, у відкритих ТБРТС з довільними фізичними та геометричними параметрами.

Розвинута теорія дозволяє вибором фізичних параметрів та геометричним дизайном РТС оптимізувати її роботу, як активного елемента ККЛ чи ККД.

1. А.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП **6**, 135 (1972).
2. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho, Science **264**, 553 (1994).
3. J. Faist, F. Capasso, and C. Sirtori, Appl. Phys. Lett. **66**, 538 (1995).
4. C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, Rep. Prog. Phys. **64**, 1533 (2001).
5. F.R. Giorgetta, E. Baumann, D. Hofstetter, C. Manz, Q. Yang, K. Kohler, and M. Graf, Appl. Phys. Lett. **91**, 111115 (2007).
6. V. Berger, Patent France No. 0109754 (2001).
7. Н.В. Ткач, Ю.А. Сети, ФНТ **35**, 710 (2009).
8. М.В.Ткач, Ю.О.Сети, УФЖ **55**, 801 (2010).
9. Н.В. Ткач, Ю.А. Сети, ФТП **45**, 387 (2011).
10. Е.И. Голант, А. Б. Пашковский, А.С. Тагер, ФТП **28**, 740 (1994).
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (Наука, Москва, 1963).
12. M.V. Tkach, O.M. Makhanets, Ju.O. Seti, M.M. Dovganiuk, and O.M. Voitsekhivska, Acta Phys. Pol. A **117**, 965 (2010).
13. Q.J. Wang, C. Pflug, L. Diehl, F. Capasso, T. Edamura, S. Furuta, M. Yamanishi, and H. Kan, Appl. Phys. Lett. **94**, 011103 (2009).

14. D. Hofstetter, F.R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, and K. Kohler, Appl. Phys. Lett. **93**, 221106 (2008).

Одержано 28.08.12

Н.В. Ткач, Ю.А. Сети

ТЕОРИЯ СВОЙСТВ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР, КАК АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ И ДЕТЕКТОРОВ

Резюме

На основе модели прямоугольных потенциалов и эффективных масс электрона построена теория спектральных параметров квазистационарных состояний и динамической проводимости открытой трехбарьерной резонансно-туннельной системы, как активного элемента квантового каскадного лазера или квантового каскадного детектора. Показано, что оптимальная работа трехбарьерной резонансно-туннельной системы достигается надлежащим выбором ее геометрической конфигурации за счет размещения внутреннего барьера ближе ко входному в таком положении, которое определяется величиной энергии электромагнитного поля.

M.V. Tkach, Yu.O. Seti

THEORY OF THE PROPERTIES OF RESONANT-TUNNELING NANOSTRUCTURES AS ACTIVE ELEMENTS OF QUANTUM CASCADE LASERS AND DETECTORS

Summary

A theory describing the spectral parameters of quasistationary states and the dynamic conductivity in an open three-barrier resonant-tunneling system (RTS) as an active element of a quantum cascade laser or a quantum cascade detector has been developed in the framework of the rectangular potential model and the effective electron mass approximation. It is shown that the optimal functioning of a three-barrier RTS can be obtained by properly choosing its geometric configuration, namely, by arranging the inner barrier closer to the input one in a position determined by the electromagnetic field energy.