

УДК 538.958, 538.955, 538.971

Микола Ткач, Ігор Бойко, Юлія Сеті

*Чернівецький національний університет імені Ю. Федьковича,
м. Чернівці, Україна*

ТЕОРІЯ АКТИВНОЇ ПРОВІДНОСТІ АКТИВНОЇ ЗОНИ КВАНТОВОГО КАСКАДНОГО ЛАЗЕРА У ПОПЕРЕЧНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Створення квантових каскадних лазерів (ККЛ) [1], принцип роботи яких ґрунтується на квантових переходах між квазістаціонарними станами плоских резонансно-тунельних структур (РТС), дало поштовх інтенсифікації експериментальних та теоретичних досліджень у цьому напрямку.

Велике значення мають теоретичні роботи, в яких досліджується взаємодія електрона зі змінним у часі електромагнітним полем у моделях відкритих багатошарових РТС [2], оскільки такі моделі найбільш адекватно описують поведінку електрона у межах окремого каскаду [3].

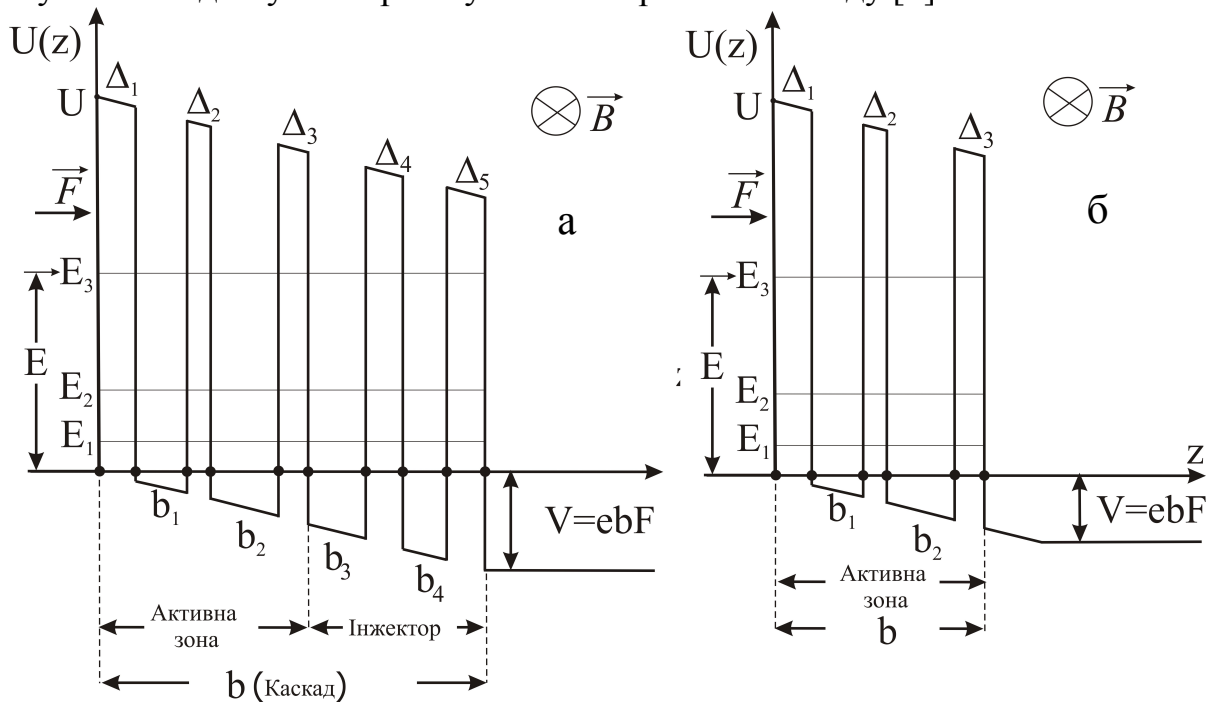


Рисунок 1 - Геометричні та енергетичні схеми окремого каскаду (а) та активної зони (б) квантового каскадного лазера.

Нові експериментальні роботи часто пов'язані з дослідженням впливу на роботу ККЛ та ККД постійних паралельних та перпендикулярних магнітних полів [4]. Випадок поперечного магнітного поля є складним як в експериментальному так і в теоретичному аспектах, оскільки в такому разі має місце накладання магнітної осциляторної складової на потенціали ям та гетеробар'єрів.

Перші експериментальні дослідження тунелювання електронів в поперечному магнітному полі було здійснено в роботі [4] для одно та

двобар’єрних РТС, ще близько 15 років тому. У той же час на базі апроксимацій вкладу магнітного поля [5] було виконано перші теоретичні оцінки для залежностей стаціонарного електронного спектру від величини прикладеного магнітного поля.

У першій експериментальній роботі [6], де досліджувався вплив поперечного магнітного поля на роботу ККЛ для інтерпретації експериментальних даних було використано теоретичні методи більш давніх робіт [5]. При цьому виявилось, що результати розрахунків повністю розходяться з експериментальними даними. Експериментальне дослідження спектру люмінесценції показало швидке зменшення інтегральної інтенсивності випромінювання, а також слабе блакитне зміщення її піка зі збільшенням величини магнітного поля, а розрахунок електронного спектру та матричних елементів квантових переходів навпаки, вказував на червоне зміщення і повільне згасання інтенсивності випромінювання.

У зв’язку із відсутністю послідовної теорії, яка б пояснювала результати експерименту, метою даної роботи є побудова теорії квазістаціонарних станів та активної електронної провідності електронів окремого каскаду ККЛ в поперечному магнітному полі.

У моделі ефективних мас та потенціальних прямокутних ям та бар’єрів розглядається трибар’єрна активна зона каскаду ККЛ (рис. 1). Перпендикулярно до площин шарів РТС прикладене постійне електричне поле напруженістю \vec{F} , а паралельно до них – постійне магнітне поле. Калібровку магнітного поля зручно вибрати у вигляді:

$$\vec{A} = (0, -Bz, 0) \quad (1)$$

Для розв’язання динамічної задачі руху електрона необхідно розв’язувати повне рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, y, z, t)}{\partial t} = (H_0(x, y, z) + H(x, y, z, t))\Psi(x, y, z, t), \quad (2)$$

де

$$H_0(x, y, z) = \frac{1}{2m(z)} \{p_x^2 + (p_y - eBz)^2 + p_z^2\} + U(z) - eF[z\theta(-z) + (d - z)\theta(z - d)] \quad (3)$$

- гамільтоніан електрона стаціонарної задачі, а

$$H(x, y, z, t) = -e\mathcal{E}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})[z\theta(-z) + (b - z)\theta(b - d)] \quad (4)$$

- гамільтоніан взаємодії електрона з змінним у часі електромагнітним полем напруженості \mathcal{E} .

У малосигнальному наближенні розв’язок рівняння (2) шукається у вигляді:

$$\Psi(x, y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik_x x} e^{ik_y y} \Phi(z, t), \quad (5)$$

де

$$\Phi(z, t) = \Phi(z) e^{-i\omega_0 t} + \Phi_+ e^{-i(\omega_0 + \omega)t} + \Phi_- e^{-i(\omega_0 - \omega)t}, \quad (6)$$

$\Phi(z)$ - розв’язок стаціонарної задачі.

Подальший розвиток теорії виконується за методом, викладеним в роботі [2]. З використанням умов неперервності хвильової функції на потоків її ймовірності на усіх гетерограницях наносистеми однозначно визначається хвильова функція $\Phi(z,t)$, що дає змогу знайти густину потоку $j(E,z)$, а отже і дійсну частину активної провідності σ , яка може бути представлена у вигляді двох складових

$$\sigma(\Omega, E) = \sigma^-(\Omega, E) + \sigma^+(\Omega, E). \quad (7)$$

Фізичний зміст парціальних складових ($\sigma^\pm(\Omega, E)$) полягає в тому, що вони зумовлені потоками електронів, які взаємодіючи з високочастотним електромагнітним полем в РТС, виходять з неї вперед (σ^+) і назад (σ^-) по відношенню до початкового напрямку руху.

Побудована теорія дала змогу проаналізувати залежності спектральних параметрів (резонансних енергій та ширин) електрона та активної динамічної провідності експериментально досліджуваного каскаду в залежності від величини прикладеного поперечного магнітного поля. Розрахована величина інтегральної активної провідності $\bar{\sigma}$ корелює з аналогічними експериментальними результатами дослідження спектра люмінесценції. Показано, що при збільшенні величини магнітного поля має місце блакитне зміщення, а при сильному магнітному полі активна провідність каскаду швидко зменшується.

1. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, *Science* **264**, 553 (1994).
2. N. V. Tkach, Yu. A. Seti, V. A. Matijek, I. V. Boyko. *Semiconductors* **46**, 376 (2012).
3. N. V. Tkach, Yu. A. Seti, *Condensed Matter Physics* **14**, 13701 (2011).
4. W. Zawadzki, *Seminond. Sci. Technol* **2**, 550 (1987).
5. J. M. Heisz and E. Zaremba, *Semicond. Sci. Technol* **8**, 575 (1993).
6. S. Blaser, L. Diehl, M. Beck, J. Faist, *Physica E* **7**, 33 (2000).