

## Сила осциляторів квантових переходів у багатошарових резонансно-тунельних структурах як базових елементах квантових каскадних лазерів та детекторів у поперечному магнітному полі

І.В. Бойко

Тернопільський національний педагогічний університет імені Володимира Гнатюка,  
вул. Максима Кривоноса, 2, 46027 Тернопіль, Україна

(Одержано 04.11.2013; опубліковано online 06.04.2014)

У роботі з використанням моделі закритої резонансно-тунельної структури розвинуто теорію енергетичного спектру електрона та сили осциляторів квантових електронних переходів між енергетичними рівнями цієї наноструктури. Показано, що зміною напруженості магнітного поля можна у широкому діапазоні електромагнітних хвиль корегувати робочу частоту випромінювання квантового каскадного лазера чи детектора, що працюють на квантових переходах між першим та третім енергетичними електронними станами.

**Ключові слова:** Резонансно-тунельна структура, Квантовий каскадний лазер, Квантовий каскадний детектор, Сили осцилятора, Резонансні енергії.

PACS numbers: 73.40.Gk, 73.63.Hs, 81.07.St

### 1. ВСТУП

Ідея використання багатошарових напівпровідникових резонансно-тунельних структур (РТС), що вперше була запропонована в теоретичних роботах Казарінова та Суріса [1, 2] була успішно реалізована в експериментально створених квантових каскадних лазерах (ККЛ) [3] та квантових каскадних детекторах (ККД) [4].

Робочі характеристики ККЛ і ККД визначаються насамперед геометричними параметрами РТС, що є їх базовими елементами, а також від полів, які до них прикладені. Наприклад, робоча частота ККД повністю визначається геометричним дизайном активної зони каскаду наноприладу, а у випадку ККЛ, крім геометричного дизайну активної зони значну роль також відіграє електричне поле, яке спрямовується перпендикулярно до шарів РТС з метою узгодження роботи усіх каскадів ККЛ між собою.

Дослідження впливу поперечного магнітного поля на роботу ККЛ було виконано в експериментальній роботі [5]. Виявлене зменшення інтенсивності лазерного випромінювання та зміщення її максимуму в область більших енергій електромагнітного поля зі збільшенням напруженості магнітного поля не було теоретично обґрунтоване у рамках теорії, розвинутої у цій же роботі, а навпаки, знаходилась у протиріччі з експериментом.

Теоретичне пояснення цей експеримент знайшов недавно у роботах [6, 7]. Виявилось, що за досліджуваних умов вплив поперечного магнітного поля на роботу ККЛ на електронних переходах з другого квазістаціонарного стану в першій, як було реалізовано експериментально є лише негативним, оскільки збільшення величини напруженості магнітного поля призводить до його виходу з когерентного режиму і подальшого припинення роботи наноприладу.

Проте, незважаючи на успіхи розвинутої теорії [6, 7], залишились не до кінця розглянутими питання можливості корекції роботи ККЛ і ККД поперечним магнітним полем, а також перспективи використання поперечного магнітного поля в роботі ККЛ на квантових переходах з вищих енергетичних рівнів, а також ККД.

Метою даної роботи є застосування розвинутого у роботах [6, 7] підходу для побудови теорії стаціонарного електронного спектру, хвильових функцій, а також сили осциляторів квантових переходів у багатошаровій закритій РТС, що знаходиться у постійних поздовжньому електричному та поперечному магнітним полях.

Результати розрахунків, виконані на основі розвинутої теорії задовільно узгоджуються з експериментом [5] та дозволяють проаналізувати можливості застосування поперечного магнітного поля у роботі ККЛ і ККД.

### 2. СТАЦІОНАРНІ ЕЛЕКТРОННІ СТАНИ В БАГАТОШАРОВІЙ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНІЙ СТРУКТУРІ В ПОВЗДОВЖНЬОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ТА ПОПЕРЕЧНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛЯХ

Будемо вивчати стаціонарні стани електрона в багатошаровій закритій РТС як моделі окремого каскаду ККЛ в постійних поздовжньому електричному ( $\vec{F}$ ) та поперечному магнітному полях ( $\vec{H}$ ). Геометрична та енергетична схеми РТС приведені на Рис. 1

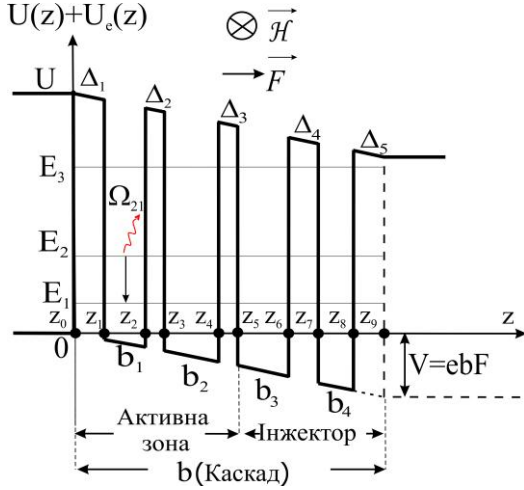
Враховуючи, що різниця між сталими репіток шарів-ям та шарів-бар'єрів є малою, то це дозволяє використовувати модель ефективних мас

$$m(z) = m_0 \left\{ \sum_{p=1}^4 [\theta(z - z_{2p-1}) - \theta(z - z_{2p})] \right\} + m_1 \left\{ \theta(-z) + \theta(z - b) \sum_{p=0}^4 [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})] \right\} \quad (1)$$

та прямокутних потенціалів

$$U(z) = U_0 \sum_{p=0}^4 [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})], \quad (2)$$

де  $m_0$ ,  $m_1$  – ефективні маси електрона в ямах та бар'єрах РТС відповідно,  $\theta(z)$  – функція Хевісайда.



**Рис. 1** – Геометрична та енергетична схеми закритого каскаду ККЛ. Зліва направо у нанометрах приведені ширини потенціальних бар'єрів ( $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_5$ ) (2.4, 2.5, 2.5, 2.5, 2.4) та ям ( $b_1, b_2, b_3, b_4$ ) (4.2, 7.4, 5.5, 4.6)

Потенціальна енергія взаємодії електрона з постійним електричним полем напруженості  $F$  паралельної осі  $Oz$  є

$$U_e(z) = -eF \{ z[\theta(z) - \theta(z-b)] + b\theta(z-b) \}. \quad (3)$$

Постійне магнітне поле напруженості  $\mathcal{H}$ , що діє у межах РТС ( $0 \leq z \leq b$ ), є напрямленим вздовж осі  $Ox$  таким чином, що відповідний векторний потенціал може бути записаний у вигляді:

$$\vec{A} = \left( \left( \begin{matrix} \mathcal{H}z, & 0 \leq z \leq b \\ 0, & z \leq 0, z > b \end{matrix} \right), 0, 0 \right). \quad (4)$$

Для знаходження стаціонарного електронного спектру та хвильових функцій електрона потрібно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$\hat{H}(x, y, z) \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \quad (5)$$

де

$$\hat{H}(x, y, z) = \frac{1}{2m(z)} \left\{ \left( \hat{p}_x - \frac{e}{c} \vec{A}_x \right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 \right\} + U(z) + U_e(z). \quad (6)$$

Через залежність ефективної маси і векторного потенціалу від координати ( $z$ ), рівняння (4) з гамільтоніаном (6) точно не розв'язується. Його доцільно розв'язувати модифікованим методом Бете, для чого гамільтоніан (6) подається у вигляді суми основного гамільтоніана  $\hat{H}_0(x, y, z)$  і збурення  $\Delta \hat{H}(x, y, z)$ , так що

$$\hat{H}(x, y, z) = \hat{H}_0(x, y, z) + \Delta \hat{H}(x, y, z), \quad (7)$$

де

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) + U_e(z) - \frac{\hbar^2}{2\bar{m}} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \left[ i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e\mathcal{H}}{c\hbar} z \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq b \\ 0, & z \leq 0, z > b \end{cases} \right]^2 \right\}, \quad (8)$$

$$\Delta \hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{1}{m(z)} - \frac{1}{\bar{m}} \right).$$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \left( i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e\mathcal{H}}{c\hbar} z \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq b \\ 0, & z \leq 0, z > b \end{cases} \right)^2 \right], \quad (9)$$

а величина  $\bar{m}$  має зміст скорельованої ефективної маси електрона в системі і відіграє роль варіаційного параметра у модифікованому методі Бете.

Рівняння Шредінгера з гамільтоніаном (8) розв'язується точно. Дійсно, якщо його розв'язок шукати у вигляді

$$\Psi_0(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(k_x x + k_y y)} \Phi(E, z), \quad (10)$$

де  $S$  – площа основної області, то змінні  $x$  та  $y$  відділяються і для функції  $\Phi(E, z)$ , яка, через відкритість системи, залежить від енергії  $E$ , отримується однічне рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}(z, k_x, k_y) \Phi(E, z) = E \Phi(E, z) \quad (11)$$

з гамільтоніаном

$$\hat{H}(z, k_x, k_y) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\hbar^2}{2\bar{m}} \cdot \left[ k_y^2 + \left( k_x - \frac{e\mathcal{H}}{c\hbar} z \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq b \\ 0, & z \leq 0, z > b \end{cases} \right)^2 \right] + U(z) + U_e(z) \quad (12)$$

який залежить від квазіімпульсів  $k_x, k_y$ , як від заданих параметрів.

Знайшовши функцію  $\Phi(E, z)$ , як розв'язок рівняння (11) з гамільтоніаном (12) і підставивши її у (10), згідно з модифікованим методом Бете, далі виконується розрахунок матричного елемента оператора збурення (9) і за умови його зникнення за рахунок вибору скорельованої маси  $\bar{m}$  отримується рівняння

$$\langle \Delta \hat{H}_z \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \Phi^*(E, z) \left( \frac{1}{m(z)} - \frac{1}{\bar{m}} \right) \cdot \left\{ k_y^2 + \left( k_x - \frac{e\mathcal{H}}{c\hbar} z \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq b \\ 0, & z \leq 0, z > b \end{cases} \right)^2 \right\} \Phi(E, z) = 0 \quad (13)$$

що визначає скорельовану масу  $\bar{m}$  у загальному випадку.

Таким чином, система рівнянь (11) і (13) виявляється самоузгодженою і дозволяє ітераційним способом з необхідною точністю знайти скорельовану масу  $\bar{m}$  та шукану хвильову функцію  $\Phi(E, z)$ .

Згідно з постановкою експерименту в роботі [5] вважається, що моноенергетичний пучок незважливих між собою електронів з концентрацією  $n_0$  і з енергією  $E$  падає, для визначеності, зліва на РТС. Це дозволяє покласти гамільтоніані (12)  $k_x = k_y = 0$ . Тоді для скорельованої маси  $\bar{m}$  із (13) одержується спрощений вираз

$$\bar{m} = m_0 \frac{\int_0^b z^2 |\Phi(E, 0 \leq z \leq b)|^2 dz}{\int_0^b z^2 \frac{m_0}{m(z)} |\Phi(E, 0 \leq z \leq b)|^2 dz}. \quad (14)$$

Гамільтоніан (12) також спрощується і стаціонарне рівняння Шредінгера для  $0 \leq z \leq b$  набуває вигляду

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2\bar{m}} \left( \frac{e\mathcal{H}z}{c} \right)^2 + U(z) + U_e(z) - E \right\} \times \Phi(E, z) = 0 \quad (15)$$

З урахуванням того, що зліва і справа від каскаду магнітне поле відсутнє, то, як видно з рівняння (4.16), в цих областях воно спрощується і набуває вигляду системи двох рівнянь відповідно

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - U + E & z \leq 0 \\ -\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - U + eFb + E = 0 & z > b \end{cases} \Phi_{10}(E, z). \quad (16)$$

З умови скінченності хвильової функції слідує, що розв'язки рівнянь (16) є

$$\begin{cases} \Phi_0(E, z) = A_0 e^{\chi_0 z}, & z < 0, \quad \chi_0 = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1(U-E)} \\ \Phi_{10}(E, z) = B_{10} e^{-\chi_{10} z}, & z > b, \quad \chi_{10} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1(U-E-eFb)} \end{cases} \quad (17)$$

Вводячи в рівнянні (15) позначення для магнітної довжини  $l$ , та координати центру циклотронної орбіти  $Z_0$

$$l = \sqrt{\frac{c\hbar}{e\mathcal{H}}}, \quad Z_0 = \frac{c^2 \bar{m} F}{e\mathcal{H}^2}, \quad (18)$$

та виконуючи перетворення, що ґрунтуються на виділенні повних квадратів будемо мати

$$\left\{ -\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{\bar{m}} \frac{(z-Z_0)^2}{l^4} + \frac{2(U(z)-E)}{\hbar^2} - \frac{1}{\bar{m}} \frac{Z_0^2}{l^4} \right\} \times \Phi(E, z) = 0. \quad (19)$$

Записуючи це рівняння окремо для шарів-ям та шарів-бар'єрів РТС, отримуємо систему рівнянь у вигляді:

$$\left\{ -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{m_p}{\bar{m}} \frac{(z-Z_0)^2}{l^4} + K_p^2 - \frac{m_p}{\bar{m}} \frac{Z_0^2}{l^4} \right\} \Phi(E, z) = 0, \quad (20)$$

$(p = 1 \div 9),$

де

$$m_p = \begin{cases} m_0, & K_p = \\ m_1, & \end{cases} \quad K_p = \begin{cases} k = \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}, & p = 2, 4, 6, 8, \\ \chi = \sqrt{\frac{2m_1(U-E)}{\hbar^2}}, & p = 1, 3, 5, 7, 9. \end{cases} \quad (21)$$

а індекс  $p$  вказує на номер відповідного шару каскаду, якому відповідають потенціальні квантова яма

або бар'єр.

Після виконання заміни

$$\xi = \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l}, \quad (22)$$

отримується еквівалентна (20) система рівнянь, записаних у канонічній формі

$$\left[ -\frac{d^2}{d\xi^2} + \frac{\xi^2}{4} + \frac{K_p^2 l^2}{2} \sqrt{\frac{\bar{m}}{m_p}} - \sqrt{\frac{m_p}{\bar{m}}} \frac{Z_0^2}{2l^2} \right] \Phi(E, \xi) = 0, \quad (24)$$

$(p = 1 \div 9)$

Розв'язками системи (4.26) є лінійні комбінації парної та непарної функцій параболічного циліндра  $U(\zeta, \xi)$  та  $V(\zeta, \xi)$  [8]. Тепер, повертаючись до старих змінних, стаціонарну хвильову функцію електрона  $\Phi(E, z)$  можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} \Phi(E, z) = & \Phi_0(\chi_0, z)\theta(-z) + \sum_{p=1}^9 \Phi_p(K_p, z) [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] + \\ & + \Phi_{10}(\chi_{10}, z)\theta(z-b) = A_0 e^{\chi_0 z} \theta(-z) + B_{10} e^{-\chi_{10} z} \theta(z-b) + \\ & + \sum_{p=1}^9 \left[ A_p U \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) + B_p V \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) \right] \cdot \\ & \cdot [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] \end{aligned} \quad (25)$$

де введено безрозмірні параметри

$$\zeta_p = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{m_p}{\bar{m}}} \frac{Z_0^2}{l^2} - K_p^2 \sqrt{\frac{\bar{m}}{m_p}} \right), \quad (p = 1 \div 9) \quad (26)$$

Функції параболічного циліндра

$$U \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) \quad \text{та} \quad V \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) \quad \text{у ви-}$$

разі для хвильової функції  $\Phi(E, z)$  (25) пов'язані між собою співвідношенням:

$$\begin{aligned} V \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) = & \frac{1}{\pi} \Gamma(-\zeta_p) \cdot \\ & \cdot \left\{ -\cos(\pi\zeta_p) U \left( \zeta_p, \sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) + \right. \\ & \left. + U \left( \zeta_p, -\sqrt[4]{\frac{4m_p}{\bar{m}}} \frac{(z-Z_0)}{l} \right) \right\} \end{aligned} \quad (27)$$

Невідомі коефіцієнти  $A_0, B_0, A_{10}, A_p, B_p$  ( $p = 1 \div 9$ ) однозначно визначаються з умов неперервності хвильової функції  $\Phi(E, z)$  та густин потоків її ймовірностей на всіх гетеромежах наносистеми:

$$\begin{aligned} \Phi_p(E, z_p) = & \Phi_{p+1}(E, z_p); \\ \frac{d\Phi_p(E, z)}{m_p dz} \Big|_{z=z_p} = & \frac{d\Phi_{p+1}(E, z)}{m_{p+1} dz} \Big|_{z=z_p} \quad (p = 0 \div 9) \end{aligned} \quad (28)$$

а також з умови її нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi^*(z)\Phi(z)dz = 1. \quad (29)$$

Крім цього система рівнянь (28) приводить до дисперсійного рівняння, з якого визначається стаціонарний спектр електрона ( $E_n$ ).

Знайдені хвильові функції  $\Psi(z)$  і енергетичний спектр ( $E_n$ ) дозволяють розрахувати сили осциляторів квантових переходів між електронними стаціонарними станами  $n$  і  $n'$ :

$$f_{nn'} = \frac{2(E_n - E_{n'})}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} m^{1/2}(z)\Psi_n^*(z)\Psi_{n'}(z)dz \right|^2. \quad (30)$$

### 3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Розрахунок і аналіз стаціонарного електронного спектру та сил осциляторів квантових переходів виконувався на прикладі закритої багатопарової РТС на основі  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  квантових ям та  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}$  бар'єрів, як окремого каскаду ККЛ, що досліджувався в експериментальній роботі [5].

Геометричні параметри РТС каскаду ККЛ вибирались такими, як у експериментальній роботі [5] згідно з Рис. 1. Товщини в нанометрах зліва направо по РТС такі: шарів-бар'єрів (2,4, 2,5, 2,5, 2,5, 2,4), шарів-ям – (4,2, 7,4, 5,5, 4,6). Згідно з роботою [5]  $m_0 = 0.043m_e$ ,  $m_1 = 0.083m_e$ ,  $U_0 = 516$  меВ,  $F = \text{кВ/см}$ .

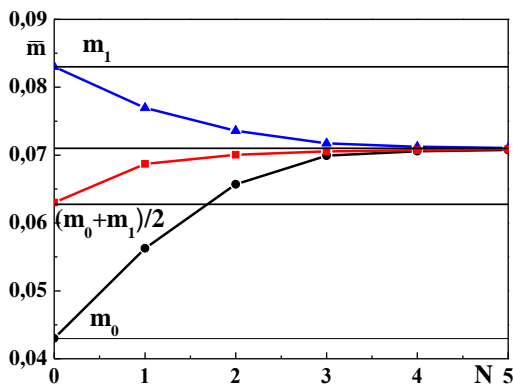


Рис. 2 – Залежності скорельованої ефективної маси електрона від порядку від порядку ітерацій

Розрахунки скорельованої маси  $\bar{m}$  виконувались для трьох значень ефективної маси електрона в нульовому наближенні:  $\bar{m}^{(0)} = m_0$  – синя крива;  $\bar{m}^{(0)} = m_1$  – чорна крива;  $\bar{m}^{(0)} = (m_0 + m_1)/2$  – червона крива. Підстановка  $\bar{m}_0$  у рівняння (15) дає функцію  $\Phi^{(0)}(E, z)$  в нульовому наближенні. Отримана функція підставляється у рівняння (14), що дозволяє отримати значення скорельованої маси у наступному наближенні. Результати розрахунків скорельованої маси електрона в РТС у залежності від порядку ітерацій приведено на Рис. 2.

З розрахованих залежностей видно, що не залежно від вибору початкового значення скорельованої ефективної маси ітераційна процедура швидко збігається і при цьому отримується кінцеве значення ефективної маси  $\bar{m} \approx 0.071m_e$ . При цьому видно, що

для розглядуваної РТС у якій розміри ям та бар'єрів є близькими між собою, то найкраще буде в знаменнику (14) підставити  $m(z) \rightarrow \bar{m}^{(0)} = (m_0 + m_1)/2$ .

Результати розрахунку перших трьох енергетичних станів стаціонарного електронного спектру у залежності від напруженості магнітного поля наведено на Рис. 3.

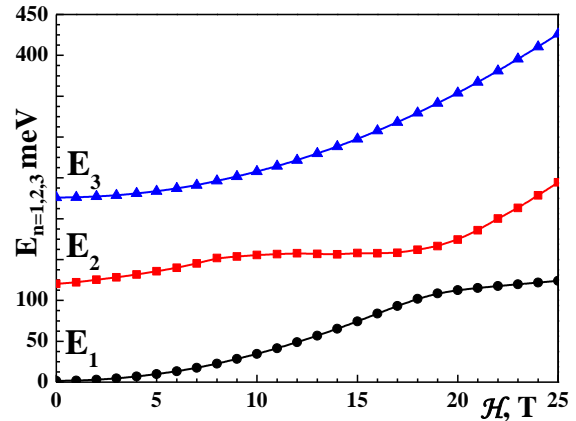


Рис. 3 – Залежності резонансних енергій електрона від напруженості магнітного поля

З рисунка видно, що зі збільшенням напруженості магнітного поля  $\mathcal{H}$  енергій усіх трьох енергетичних станів зростають, а при цьому залежності  $E_1$  і  $E_2$  утворюють при  $\mathcal{H} = 14$  Тл аतिकросінг. Причина появи цього аतिकросінгу детально з'ясована і проаналізована теоретично у роботах [6, 7] на основі моделей відкритих РТС, пов'язана зі зміною локалізації електрона у першому енергетичному стані.

Також було встановлено експериментально [5] та підтверджено теоретично [6, 7], що інтенсивність квантових переходів між двома нижніми енергетичними рівнями зі збільшенням напруженості магнітного поля зменшується. На експерименті [5] ця обставина проявляється у виході ККЛ, що працює на цих квантових переходах з когерентного стану та припиненні його роботи.

Оскільки вплив поперечного магнітного поля на роботу ККЛ на переходах  $2 \rightarrow 1$  має здебільшого негативний характер, то природно виникає необхідність дослідження перспективи використання впливу цього поля на роботу ККЛ, оскільки ці наноприлади

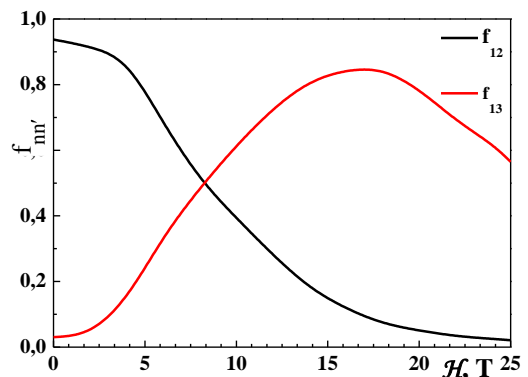


Рис. 4 – Залежності сили осциляторів квантових переходів  $f_{nm'}$  від напруженості магнітного поля

працюють на квантових переходах з нижчих у вищі енергетичні стани.

З цією метою розраховувалась сила осциляторів квантових переходів  $1 \rightarrow 3$  і  $1 \rightarrow 2$  у залежності від напруженості поперечного постійного магнітного поля  $\mathcal{H}$ . Результати розрахунків зображено на Рис. 4.

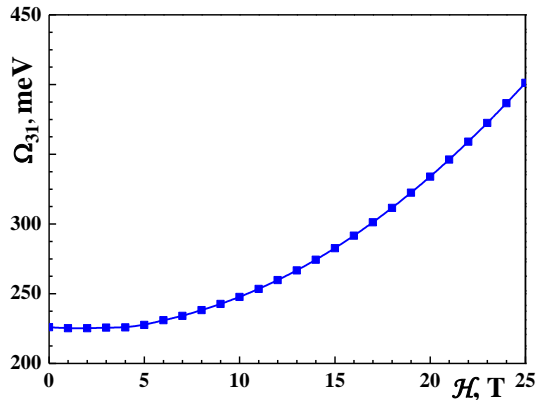


Рис. 5 – Залежності енергії квантового переходу  $1 \rightarrow 3$  від напруженості магнітного поля

Умовою оптимальної роботи наноприладу є переважання сили осцилятора у необхідному квантовому переході (наприклад  $1 \rightarrow 3$ ) над силою осцилятора у конкуруючому квантовому переході ( $1 \rightarrow 2$ ), тобто  $f_{13} > f_{12}$ . Із розрахованих залежностей видно, що зі збільшенням напруженості магнітного поля  $f_{12}$  зменшується, а  $f_{13}$  зростає. Таким чином інтенсивність квантового переходу  $1 \rightarrow 2$  переважає інтенсивність переходу  $1 \rightarrow 3$  лише у вузькому діапазоні зміни магнітного поля (0-5 Тл), що не дозволяє використовувати його зміну наприклад для корекції робочої частоти наноприладів чи підсилення інтенсивності випромінювання чи поглинання.

З іншого боку в діапазоні зміни напруженості магнітного поля (10-20 Тл)  $f_{13} > f_{12}$ , тому в принципі є можливим стабільне функціонування як ККЛ так і ККД. При цьому зміною магнітного поля можна суттєво змінювати робочу частоту наноприладу від, як це видно з Рис. 5, де подано залежність енергії квантового переходу  $1 \rightarrow 3$  від напруженості магнітного поля. Враховуючи встановлені за допомогою аналізу сил осцилятора  $f_{13}$ , допустимі значення напруженості магнітного поля, отримуємо, що енергія квантового переходу  $1 \rightarrow 3$  може варіюватися у межах від 250 меВ до 330 меВ, тобто у досить широких межах.

Слід зауважити, що якщо у ККЛ та ККД робоча частота формується здебільшого геометричним дизайном їхніх активних зон, а також прикладанням позовдовжнього постійного електричного поля, то в розглядуваному нами випадку відкривається перспектива використання поперечного постійного магнітного поля для зміни робочої частоти наноприладів.

#### 4. ВИСНОВКИ

Отже, в роботі розвинена теорія стаціонарного електронного спектру та хвильових функцій електрона в багат шаровій закритій резонансно-тунельній структурі з прикладеними постійними позовджним електричним та поперечним магнітним полем як моделі окремого каскаду квантового каскадного лазера чи детектора. З аналізу розрахованих залежностей сил осциляторів квантових переходів показано, що існує можливість робочої частоти квантового каскадного лазера чи детектора, що працюють на квантових переходах між першим та третім енергетичними станами поперечним магнітним полем, а енергія переходу може варіюватися у межах від 250 меВ до 330 меВ.

### Сила осциляторів квантових переходов в многослойных резонансно-туннельных структурах турах как базовых элементах квантовых каскадных лазеров и детекторов в поперечном магнитном поле

И.В. Бойко

*Тернопольский национальный педагогический университет имени Владимира Гнатюка,  
ул. Максима Кривоноса, 2, 46027 Тернополь, Украина*

В работе с использованием модели закрытой резонансно-туннельной структуры развита теория энергетического спектра электрона и силы осциляторов квантовых электронных переходов между энергетическими уровнями этой наноструктуры. Показано, что изменением напряженности магнитного поля можно в широком диапазоне электромагнитных волн корректировать рабочую частоту излучения квантового каскадного лазера или детектора, работающих на квантовых переходах между первым и третьим энергетическими электронными состояниями.

**Ключевые слова:** Резонансно-туннельная структура, Квантовый каскадный лазер, Квантовый каскадный детектор, Силы осцилятора, Резонансные энергии.

## The Oscillator Strength of the Quantum Transitions in Multi-Resonant-Tunneling Structures Tours as Basic Elements of Quantum Cascade Lasers and Detectors in a Transverse Magnetic Field

I.V. Boyko

*Ternopil National Pedagogical University, 2, Maxim Krivonos Str., 46027 Ternopil, Ukraine*

Using the model of a closed resonant tunneling structure developed the theory of the electron energy spectrum and oscillator strengths of the quantum electronic transitions between energy levels of this nanostructure. It is shown that by changing the intensity of the magnetic field can be in a wide range of electromagnetic waves to adjust the operating frequency of the radiation of a quantum cascade laser or detector, working on quantum transitions between the first and the third energy electronic states.

**Keywords:** Resonant tunneling structure, Quantum cascade laser, Quantum cascade detector, Oscillator strengths, Resonance energies.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. А.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, *ФТП* **5**, 797 (1971).
2. А.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, *ФТП* **6**, 1359 (1972).
3. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3057 (1995).
4. F.R. Giorgetta, E. Baumann, M. Graf, Q. Yang, *J. Quant. Electron.* **45**, 1039 (2009).
5. S. Blaser, L. Diehl, M. Beck, J. Faist, *Physica E* **7**, 33 (2000).
6. N.V. Tkach, I.V. Boyko, Ju.A. Seti, G.G. Zegrya, *Technical Phys. Lett.* **39**, 520 (2013).
7. G.G. Zegrya, N.V. Tkach, I.V. Boyko, Ju.A. Seti, *Phys. Solid State* **55**, 2182 (2013).
8. M. Abramowitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, 1150 (New York: Dover Publications: 1974).