

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**  
**ЖИТОМИРСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ**  
**УНІВЕРСИТЕТ**  
**ЖИТОМИРСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ім.**  
**І.ФРАНКА**  
**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**  
**УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ**  
**ІНСТИТУТ»**

Всеукраїнська науково-практична  
on-line конференція  
аспірантів, молодих учених та студентів  
**«Технічні науки на сучасному етапі»**  
*(присвячена Дню науки)*

**13 травня 2015 року**

**І.В. Бойко, к.ф.-м.н.**

*Тернопільський національний педагогічний університет  
імені Володимира Гнатюка*

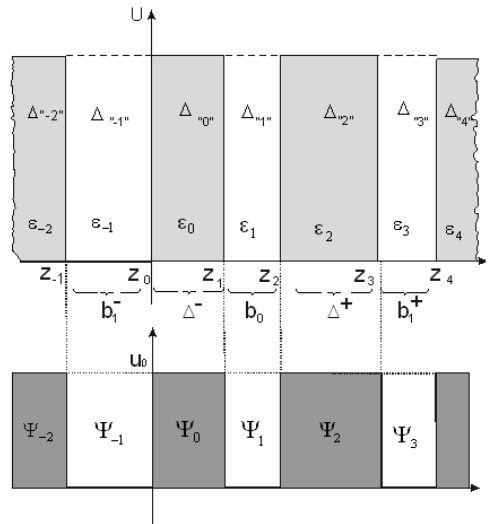
**А.М. Грищук, к.ф.-м.н., доц.**

**В.В. Грищук, к.ф.-м.н., доц.**

*Житомирський державний університет імені Івана  
Франка*

## ВПЛИВ ОПИТЧНИХ КОЛИВАНЬ НАДГРАТКИ КРИСТАЛУ НА ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР БАГАТОКАСКАДНОГО НАНОЛАЗЕРА

В сучасному світі фізики напівпровідників велика доля статей присвячена властивостям квантових каскадних лазерів, які представляють собою набір тонких плівок товщиною в декілька нанометрів. Зрозуміло, що при таких розмірах на властивості лазерів будуть впливати квантоворозмірні ефекти. Так наприклад, при переході від інфрачервоного до терагерцового спектрального діапазону ефективність квантово-каскадного лазера сильно зменшується. Це відбувається тому що, енергія в лазерному



*Рис. 1. Геометрична і потенціальна  
схема багат шарової*

випромінюванні співмірна з енергією поздовжніх оптичних фононів і відіграє переважаючу роль у процесах електронної релаксації. На атомному рівні фононна взаємодія з'являється в результаті зсуву атомів відносно рівноважних положень в ідеальній решітці кристала. Це в свою чергу веде до порушення періодичності потенціального поля, яке супроводжується локальними змінами електронних і діркових станів в нанолазері. І навпаки – локальні зміни станів заряджених квазічастинок призводять до локальних деформацій решітки, а також до зміни збудженої фононної підсистеми. Тому, повне розуміння динаміки електрон-фононної взаємодії в активній області квантово-каскадного лазера є дуже важливим.

Розглянемо один каскад нанолазера (рис. 1), який складається із семи тонких плівок  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , товщини і потенціали яких відомі.

Для того, щоб знайти закон дисперсії LO-фононів для нашої системи (рис. 1), слід спочатку розв'язати електростатичні рівняння Максвела для нашого середовища. Із них яких легко отримується формула:

$$\varepsilon(z, \omega) \cdot \Delta\Phi(z) = 0.$$

(1)

Рівняння (1) містить потенціал поляризації  $\Delta\Phi(z)$ , та  $\varepsilon(z, \omega)$ - діелектричну проникливість, яка пов'язана з енергією фононів формулою:

$$\varepsilon_j \stackrel{\circ}{=} \varepsilon_{j\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{Lj}^2}{\omega^2 - \omega_{Tj}^2}, \quad j = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4$$

(2)

де  $\omega_{Lj}$  та  $\omega_{Tj}$  частоти поздовжніх та поперечних коливань у відповідному масивному кристалі.

Спектр LO-фононів знаходиться з умови:

$$\varepsilon(z, \omega) = 0; \quad \Delta\Phi_L(z) \neq 0.$$

(3)

В результаті отримаємо, що енергія таких фононів  $\Omega_{Lj}$  відповідає енергії повздовжніх коливань, які присутні у масивному кристалі:

$$\Omega_{Lj} = \hbar\omega_{Lj}, \quad j = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4$$

(4)

Оскільки електронна і фононна задача нами повністю розв'язана, то для того щоб знайти вплив ЛО-фононів на спектр електрона необхідно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера із новим гамільтоніаном:

$$\hat{H}_j \Psi_j(z) = E \Psi_j(z), \quad j = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4;$$

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_L + \hat{H}_{e-L}. \quad (5)$$

Тут  $\hat{H}_e$  – гамільтоніан незваємодіючих електронів,  $\hat{H}_L$  – гамільтоніан фононів,  $\hat{H}_{e-L}$  – гамільтоніан взаємодії електронів з фононами.

Перенормований спектр електронів шукають із рівняння Дайсона:

$$G_{\mu\mu}(k, \omega) = \left[ \omega - E_\mu(k) - M_{\mu\mu}(k, \omega) \right]^{-1},$$

(6)

яке задає зв'язок між Фур'є-образом функції Гріна  $G_{\mu\mu}(k, \omega)$  і масовим оператором  $M_{\mu\mu}(k, \omega)$ , який в свою чергу залежить від функцій зв'язку  $F_{L_n}^{n'}(q, s_m)$ , енергій фононів  $\Omega_L$  та енергій електронів  $E_n$ . В такому випадку перенормовану енергію електрона слід шукати за формулою:

$$\tilde{E}_n = E_n + \Delta_L,$$

(7)

де  $\Delta_L$  – парціальний внесок в енергію електрона фононів, який знаходиться наступним чином:

$$\Delta_L = \text{Re}(M_{\mu\mu}(k, \omega))$$

(8)

Отже, формула (6) дозволяє врахувати вплив фононів на енергію електрона, який знаходиться в квантовому каскадному лазері на тонких плівках.

Розрахунки виконувались для наносистеми  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , параметри якої подані в таблиці 1.

Таблиця 1

Параметри шарів досліджуваної наносистеми

Напівпровідник	$m, m_e$	$U, \text{meV}$	$\epsilon_\infty$	$\omega_{\text{LO}}, \text{meV}$	$\omega_{\text{TO}}, \text{meV}$
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	0.075	516	12.7	40	35
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	0.042	0	14.1	34	28

На рисунку 3 подана залежність парціального внеску LO-фононів у спектр електрона.

Як видно з рисунка (рис. 2), максимальний вклад дають обмежені фонони із другим збудженням рівнем електрона  $\Delta_L(30)$ . Це пов'язано з тим що, при даних параметрах системи перекриття хвильових функцій електрона і потенціалів поляризації обмежених фононів

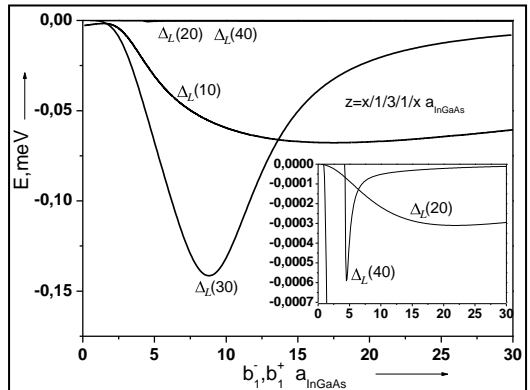


Рис. 2. Парціальні внески обмежених фононів в спектр електрона в залежності від товщини зовнішніх ям при фіксованій товщині внутрішньої ями, та фіксованій товщині бар'єрів.

буде максимальним. Внески вищих порядків  $\Delta_L(40)$ , а також  $\Delta_L(20)$  будуть незначними, оскільки перекриття хвильових функцій і потенціалів поля поляризації, при такій конфігурації системи — мінімальне.

З результатів дослідження видно, що при побудові квантово-каскадного лазера необхідним є врахування впливу поляризаційних коливань. Залежно від товщини плівки, вплив фононів на величину енергетичного рівня буде різний, а це в свою чергу впливатиме на випромінювання лазера.

Як виявилось максимальний внесок буде давати не взаємодія LO-фононів з основним рівнем, а їх взаємодія з другим збудженим рівнем. Це пов'язано із особливостями перекриття хвильових функцій та їхньою взаємодією із потенціалом поляризації.