

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 випромінюванні співмірна з енергією поздовжніх оптичних фононів і відіграє переважуючу 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.

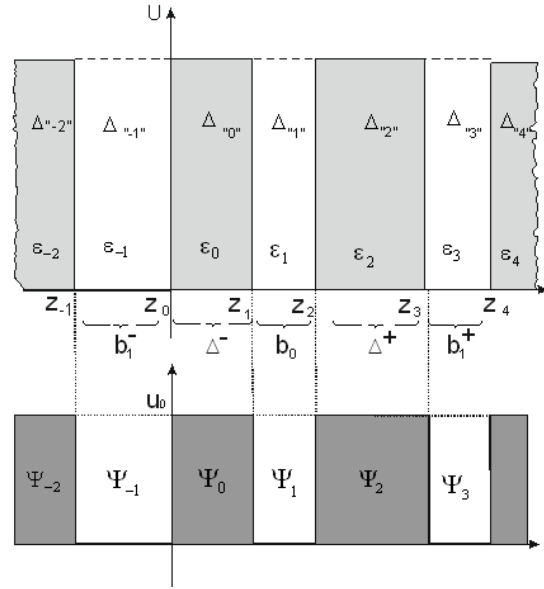


Рис. 1. Геометрична і потенціальна схема багатопшарової наногетеросистеми

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:

$$\varepsilon(z, \omega) \cdot \Delta\Phi(z) = 0. \quad (1)$$

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

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

де ω_{Lj} та ω_{Tj} частоти поздовжніх та поперечних коливань у відповідному масивному кристалі.

Спектр LO-фононів знаходиться з умови:

$$\varepsilon(z, \omega) = 0; \quad \Delta\Phi_L(z) \neq 0. \quad (3)$$

В результаті отримаємо, що енергія таких фононів Ω_{Lj} відповідає енергії поздовжніх коливань, які присутні у масивному кристалі:

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

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

новим гамільтоніаном:

$$\hat{H}_j \Psi_j(z) = E \Psi_j(z), \quad j = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4; \quad \hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_L + \hat{H}_{e-L}. \quad (5)$$

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

Перенормований спектр електронів шукають із рівняння Дайсона:

$$G_{\mu\mu}(k, \omega) = \{\omega - E_\mu(k) - M_{\mu\mu}(k, \omega)\}^{-1}, \quad (6)$$

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 Ω_L та енергій електронів E_n . В такому випадку перенормовану енергію електрона слід шукати за формулою:

$$\tilde{E}_n = E_n + \Delta_L, \quad (7)$$

де Δ_L – парціальний внесок в енергію електрона фононів, який знаходиться наступним чином:

$$\Delta_L = \text{Re}(M_{\mu\mu}(k, \omega)) \quad (8)$$

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, meV	ε _∞	ω _{LO} , meV	ω _{TO} , meV
In _{0.52} Al _{0.48} As	0.075	516	12.7	40	35
In _{0.53} Ga _{0.47} 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 дають обмежені фонони із другим збудженням рівнем електрона $\Delta_L(30)$. Це пов'язано з тим при даних параметрах системи перекриття хвильових функцій електрона і потенціалів поляризації обмежених фононів буде максимальним. Внески вищих порядків $\Delta_L(40)$, також $\Delta_L(20)$ будуть незначними, оскільки перекриття хвильових функцій і потенціалів 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, 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 збудженням рівнем. Це пов'язано із особливостями перекриття хвильових функцій та їхньою взаємодією із потенціалом поляризації.

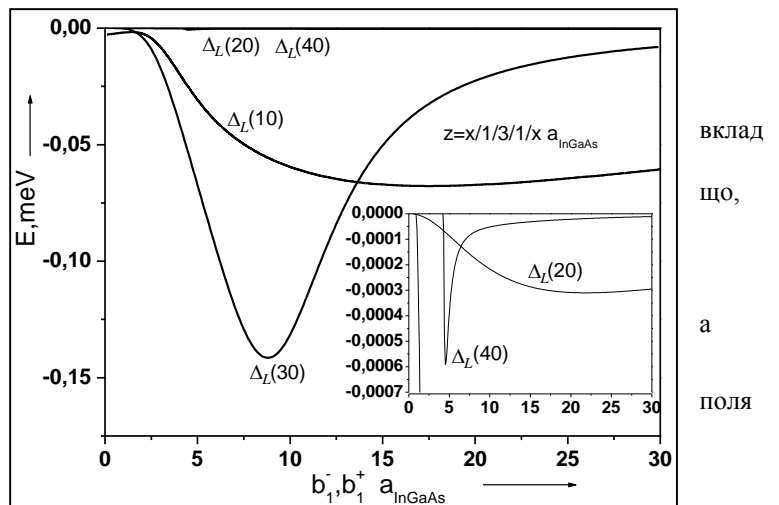


Рис. 2. Парціальні внески обмежених фононів в спектр електрона в залежності від товщини зовнішніх ям при фіксованій товщині внутрішньої ями, та фіксованій товщині бар'єрів.

вклад
що,
а
поля
вплив