

Д.В. Кондрюк<sup>1</sup>, В.М. Крамар<sup>1</sup>, І.Я. Петрик<sup>2</sup>

## Концентраційно-розмірні залежності енергії полярону в наноплівках $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

<sup>1</sup>Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича,  
вул. Коцюбинського 2, м. Чернівці, Україна, 58012; e-mail: [v.kramar@chnu.edu.ua](mailto:v.kramar@chnu.edu.ua)

<sup>2</sup>Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,  
вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, 76019, Україна.

У наближенні діелектричного континууму методом функцій Гріна досліджено вплив просторового обмеження та взаємодії з оптичними фононами на величину енергії полярону у квантовій ямі скінченної глибини. На прикладі наноплівки – плоскої наногетероструктури з квантовою ямою на основі подвійного гетеропереходу  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , обчислено енергії зв'язку електронного й діркового поляронів при різних значеннях її товщини та різних концентраціях ( $x$ ) бар'єрного матеріалу. Показано, що зміна  $x$  впливає на енергію зв'язку полярону в ультратонких (до 50 нм) плівках, де її значення формується переважно взаємодією носія з інтерфейсними фононами.

**Ключові слова:** наногетеросистема, квантова яма, електрон-фононна взаємодія, полярон.

*Стаття постуила до редакції 12.12.2013; прийнята до друку 15.03.2014.*

### Вступ

Розвиток технологій одержання надзвичайно тонких шарів контактуючих кристалів дав можливість створення низьковимірних напівпровідникових структур, а на їх основі – швидкодіючих транзисторів, електрооптичних перемикачів, приймачів і джерел випромінювання, а також приладів спінтроніки [1-6].

Поява таких структур викликала активні дослідження їх властивостей, що привело до створення новітніх ефективних теоретичних моделей, які пояснюють спостережувані або прогнозують нові явища, пов'язані з особливостями руху квазічастинок та їх взаємодії, спричинених наявністю просторових обмежень [7-15].

Серед напівпровідникових сполук, які досліджуються на предмет їх придатності для створення наногетероструктур з потрібними властивостями, гетероперехід  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  є найвідомішим. Проте до цих пір зберігається стійкий інтерес до поглибленого вивчення фізичних властивостей низьковимірних наносистем на його основі [16-18] та їх використання для створення новітніх електронних, оптоелектронних, квантовооптичних і т.п. приладів [19-24]. Зокрема, встановлено можливість тюнінгу енергетичного спектра 2D-електронів у квантових ямах (КЯ)  $\text{GaAs}$  з бар'єрними шарами  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Такий тюнінг може бути використаний, наприклад, для створення

квантових каскадних лазерів або фотодетекторів [25], а забезпечити його можна шляхом зміни товщини або висоти бар'єра [26], яка визначається складом бар'єрного матеріалу. З огляду на це виглядає актуальною задача дослідження змін енергетичних спектрів квазічастинок у плоских наногетероструктурах з одиночною КЯ – наноплівках (НП) зі змінами їх товщини та складу бар'єрного матеріалу.

Теоретичні засади і метод теоретичного дослідження впливу просторових обмежень та ефективності взаємодії електронних станів з поляризаційними оптичними коливаннями на енергію основного енергетичного рівня електрона у НП висвітлено у роботах [14, 15]. На його основі можна здійснити розрахунок енергетичного спектра електрона у НП різної товщини. Концентраційні залежності енергії електрона у НП  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  не досліджувалися.

У цій статті наведено результати розрахунку залежності енергії основного стану електрона та дірки у своїх КЯ від товщини  $a$  НП  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  з різною концентрацією алюмінію  $x$  в бар'єрному середовищі. Проаналізовано залежності від указаних параметрів парціальних внесків станів з дискретної та континуальної ділянок спектра у величину енергії зв'язку полярону, утвореного взаємодією носія з просторово обмеженими ( $L_0$ ) у ямному матеріалі і напівобмеженими ( $L_1$ ) – у бар'єрному, а також

інтерфейсними (I) поздовжніми поляризаційними оптичними фононами. Показано, що для розрахунку енергії зв'язку відповідного полярону у НП товщиною понад 10 (5) нм необхідно враховувати усі стани з дискретної та континуальної частин енергетичного спектру електрона (дірки), а зміна складу бар'єрного матеріалу впливає на її величину в ультратонких (до 50 нм) плівках, де її значення формується переважно взаємодією носія з інтерфейсними фононами.

## I. Модель і метод розрахунку

Розглядається електрон, що майже вільно рухається всередині КЯ, утвореної двома послідовними гетеропереходами  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , розміщеними у площинах  $z = \pm a/2$  декартової системи координат.

Сполуки GaAs та AlAs мають близькі значення періодів ґратки  $a_0$  (5,653 і 5,661 Å, відповідно), а також діелектричних проникностей  $\epsilon_0$  (13,18 і 10,06) та  $\epsilon_\infty$  (10,89 і 8,16) [27]. Це дає підстави вважати гетероперехід ненапруженим і нехтувати його самополяризацією, а КЯ – прямокутною. Значення енергії носія у станах з дискретної частини спектра визначається співвідношенням

$$E_n^{(p)}(\mathbf{k}_\perp) = E_n^{(p)} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_\perp^2}{2m_p^{(0)}}, \quad (1)$$

де  $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y)$  – поперечна до напрямку росту НП компонента квазіімпульсу, що визначає стан руху носія у площині НП, а  $m_p^{(0)}$ ,  $m_p^{(1)}$  – ефективна маса електрона ( $p = e$ ) або дірки ( $p = h$ ), відповідно, в ямному (0) чи бар'єрному (1) середовищах. Без урахування взаємодії з фононами енергія носія на  $n$ -му рівні ( $E_n^{(p)}$ ) у КЯ скінченної глибини  $V_p$

знаходиться з рівняння

$$\text{tg} \pm 1 \left( \frac{a \sqrt{2m_p^{(0)} E_n^{(p)}}}{\hbar} \right) = \pm \sqrt{\frac{m_p^{(0)} (V_p - E_n^{(p)})}{m_p^{(1)} E_n^{(p)}}}, \quad (2)$$

де знак у правій частині вибирається залежно від симетрії станів – плюс у випадку симетричних (непарні  $n$ ) та мінус – у антисиметричних (парні  $n$ ). Глибина КЯ  $V_p$ , енергія напівобмежених фононів  $\Omega_{L1}$  та значення ефективної маси носія у бар'єрному середовищі визначаються концентрацією алюмінію  $x$ :

$$V_p = A_p \cdot (1,115x + 0,37x^2) \text{ (eV)},$$

$$\Omega_{L1} = 36,25 + 1,83x + 17,12x^2 - 5,11x^3 \text{ (meV)},$$

$$m_e^{(1)} = (0,067 + 0,083x)m_e,$$

$$m_h^{(1)} = (0,62 + 0,14x)m_e,$$

де  $m_e$  – маса спокою електрона;  $A_e = 0,6$  і  $A_h = 0,4$ .

Електрон-фононна взаємодія (ЕФВ) змінює енергію носія у КЯ. Для її обчислення можна використати метод функцій Гріна. Згідно із загальною теорією методу [28], енергія електрона, що взаємодіє з фононами, визначається полюсом фур'є-образу функції Гріна

$$G(\mathbf{k}, E) = [E - E_n(\mathbf{k}_\parallel) - M(\mathbf{k}, E)]^{-1}, \quad (3)$$

де  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\perp, k_z)$  – повний квазіімпульс носія у стані з енергією  $E(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}_\perp)$ , а  $M(\mathbf{k}, E)$  – масовий оператор, який враховує взаємодію.

За умови слабого електрон-фононного зв'язку, що виконується у досліджуваних наносистемах, можна використати однофононне наближення, подавши масовий оператор у вигляді

$$M(\mathbf{k}, E) = \sum_{\Lambda, \mathbf{q}_\perp} \frac{|F_{11}^{\Lambda(d)}(\mathbf{q}_\perp)|^2}{E - E_1(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp) - \Omega_\Lambda(\mathbf{q}_\perp)} + \sum_{n \geq 2} \sum_{\Lambda, \mathbf{q}_\perp} \frac{|F_{1n}^{\Lambda(d)}(\mathbf{q}_\perp)|^2}{E - E_n(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp) - \Omega_\Lambda(\mathbf{q}_\perp)} + \int_0^\infty dk_z \sum_{\Lambda, \mathbf{q}_\perp} \frac{|F_{1k_z}^{\Lambda(c)}(\mathbf{q}_\perp)|^2}{E - E(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp, k_z) - \Omega_\Lambda(\mathbf{q}_\perp)} \quad (4)$$

Тут перший доданок описує взаємодію основного стану електрона з усіма гілками фононів ( $\Lambda$  – індекс гілки) через стани виключно основної мінізони у КЯ, а другий та третій – за участі вищих станів дискретної ( $d$ ) і континуальної ( $c$ ) частин спектра, відповідно;  $F_{1n}^{\Lambda(d)}$  та  $F_{1k_z}^{\Lambda(c)}$  – функції, що описують ці взаємодії;  $\mathbf{q} = (\mathbf{q}_\perp, q_z)$  і  $\Omega_\Lambda(\mathbf{q}_\perp)$  –

квазіімпульс і енергія фонона [15].

Масовий оператор (4) записаний для системи при абсолютному нулі, а тому враховує ЕФВ виключно з віртуальними фононами, яка спричиняє зсув основного стану в бік малих енергій. Тоді величину  $E = E_n(\mathbf{k}_\perp) + M(\mathbf{k}, E)$  можна вважати енергією зв'язаного електрон-фононного стану (полярону). Починаючи відлік енергії від дна найнижчої мінізони

вільного носія у КЯ, знаходимо енергію зв'язку полярону

$$\Delta = -M(\mathbf{k}_{\perp} = 0, E = E_1) \quad (5)$$

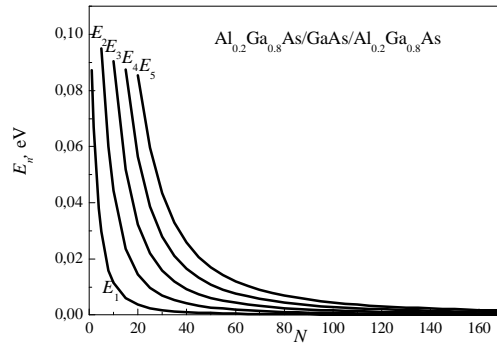
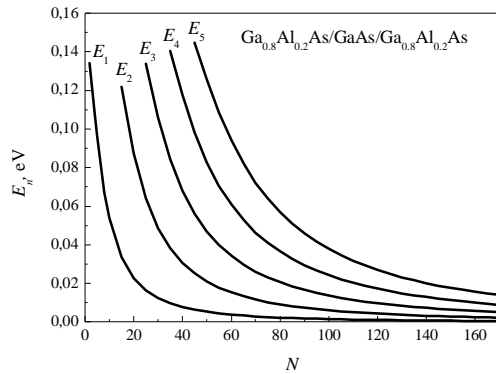
Згідно (4), енергія зв'язку полярону подається [15] у вигляді суми

$$\Delta = \Delta_{L0} + \Delta_{L1} + \Delta_I \quad (6)$$

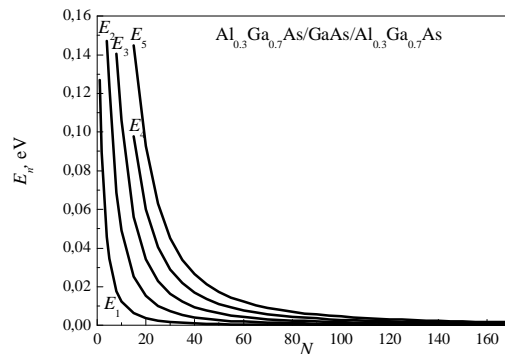
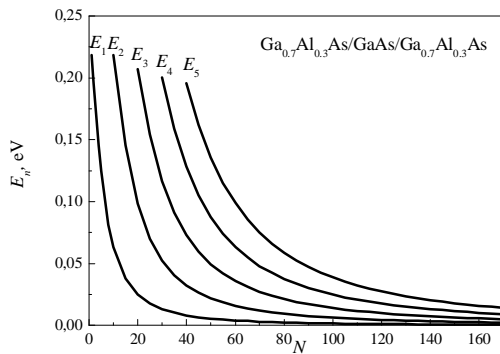
парціальних внесків  $\Delta_{L0}$ ,  $\Delta_{L1}$  і  $\Delta_I$ , зумовлених взаємодією з обмеженими (L0), напівобмеженими (L1) та інтерфейсними (I) фононами, відповідно.

Значення кожної з цих величин формуються взаємодією носія з фононами через стани основної та усіх вищих зон дискретної і континуальної частин спектра. Формули для обчислення цих величин отримані у рамках метода функцій Гріна і наведені в роботах [14, 15].

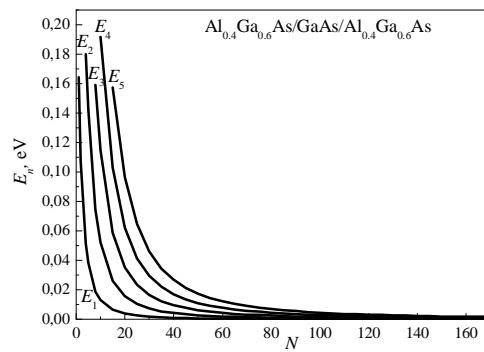
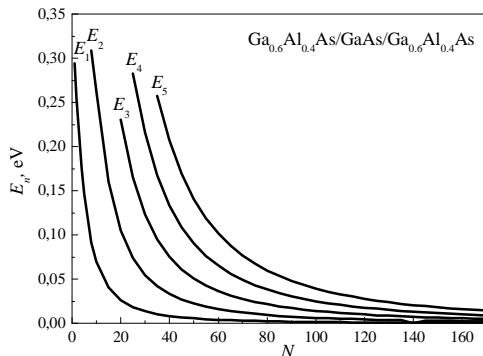
Внески кожного з указаних механізмів ЕФВ у величину енергії зв'язку полярону змінюються зі зміною товщини НП і, очевидно, можуть виявитися залежними від складу бар'єрного середовища. Завдання цієї статті полягало у дослідженні такої



a)



б)



с)

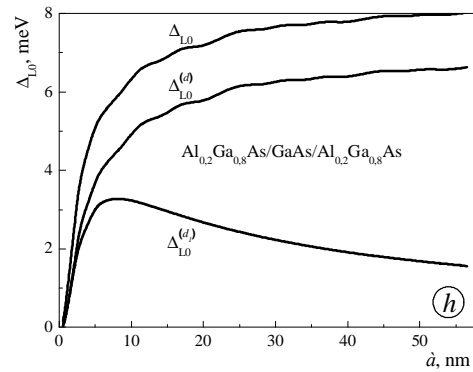
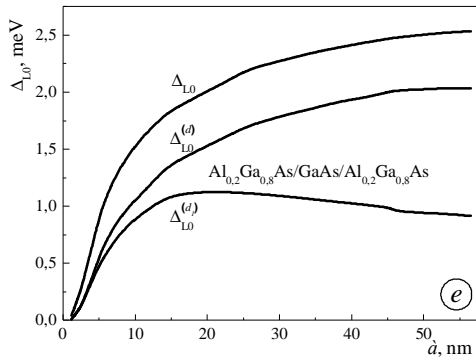
**Рис. 1.** Залежність енергії мінірівнів електрона ( $e$ ) та дірки ( $h$ ) у КЯ від товщини НП  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  ( $N$  – кількість шарів GaAs) при значеннях концентрації  $x$ : а) – 0,2; б) – 0,3; с) – 0,4.

залежності у НП GaAs в бар'єрному середовищі  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

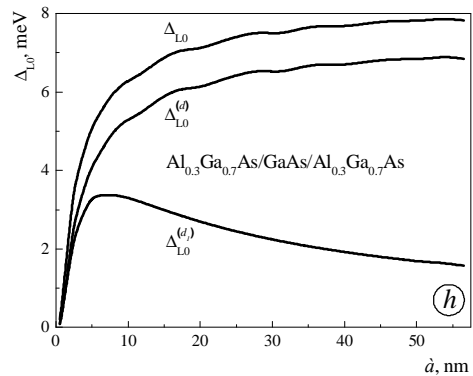
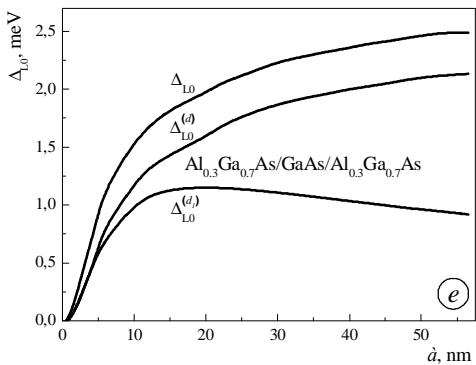
## II. Результати розрахунку

Конкретні розрахунки здійснено для НП  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при низьких температурах (формально, при  $T = 0$  К) і значеннях  $x$ , рівних 0,2;

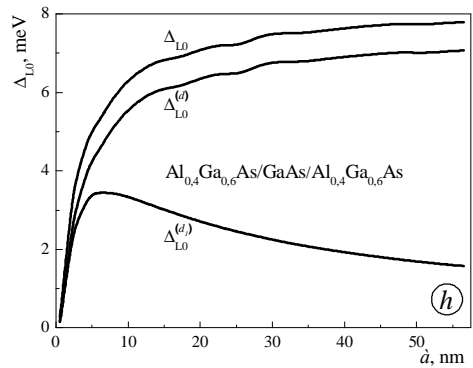
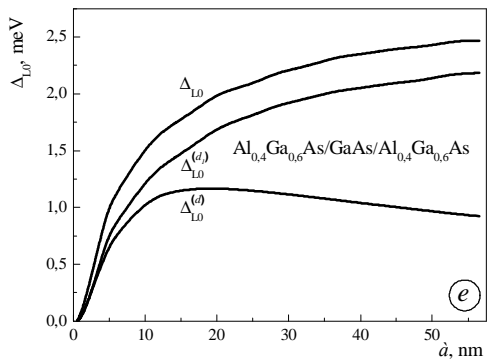
0,3 та 0,4. Результати розрахунків залежності енергії носія від товщини НП  $a = Na_0$  ( $N$  – кількість шарів GaAs у НП), свідчать, що при її збільшенні енергії рівнів розмірного квантування у КЯ зменшуються, а їх кількість – зростає (рис. 1). При  $a < 20$  нм ( $N \leq 35$ ) для електрона та  $a < 10$  нм ( $N \leq 17$ ) – для дірки, зі збільшенням  $x$  кількість рівнів у КЯ та значення їх енергії суттєво зростають. Це пояснюється тим, що при збільшенні  $x$  зростає глибина КЯ та зменшується



a)

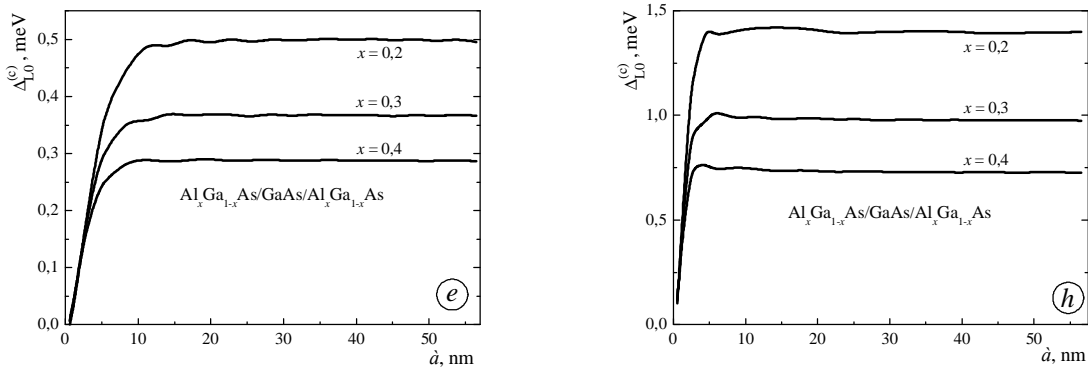


б)

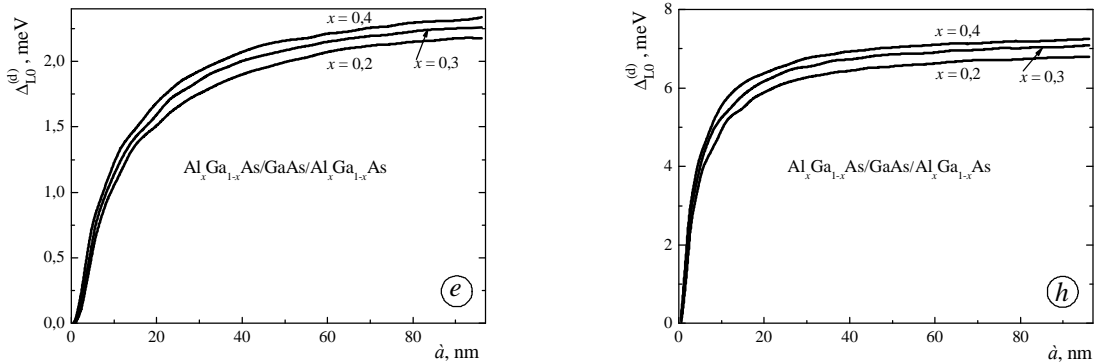


в)

Рис. 2. Залежність від товщини НП  $a$  парціального внеску  $\Delta_{L0}$ , викликаного взаємодією з обмеженими фононами, при значеннях концентрації  $x$ : а) – 0,2; б) – 0,3; в) – 0,4.



**Рис. 3.** Характер змін внеску континуальних станів у величину парціального внеску  $\Delta_{L0}$ , викликаного взаємодією з обмеженими фононами при змінах товщини НП  $a$  та концентрації  $x$ .



**Рис. 4.** Характер змін внеску станів дискретної частини спектра у величину парціального внеску  $\Delta_{L0}$ , викликаного взаємодією з обмеженими фононами при змінах товщини НП  $a$  та концентрації  $x$ .

енергія носія в бар'єрному середовищі внаслідок збільшення його ефективної маси.

Залежність енергії рівнів електрона у КЯ від величини  $x$  стає істотно слабшою у НП товщиною понад 34 нм ( $N > 60$ ) внаслідок послаблення впливу бар'єрного середовища на його стан у ямному матеріалі. Для дірки це настає значно раніше – при  $a \geq 17$  нм ( $N > 30$ ).

Залежності від товщини НП парціального внеску  $\Delta_{L0}$ , викликаного взаємодією електрона і дірки з обмеженими фононами, а також зміни його складових, зумовлених ЕФВ за участі тільки основного стану ( $\Delta_{L1}^{(d)}$ ) та усіма станами дискретної ( $\Delta^{(d)}$ ) і континуальної ( $\Delta^{(c)}$ ) частин енергетичного спектра носія у відповідній КЯ показані на рис. 2.

Видно, що ця взаємодія спричиняє зміщення дна основної мінізони у бік менших енергій. Внесок  $\Delta_{L1}^{(d)}$  у енергію зв'язку електронного полярону є домінуючим при  $a < 20$  нм (діркового – при  $a < 10$  нм); величина його стрімко зростає при збільшенні товщини НП приблизно до 15 (7,5) нм, а потім повільно зменшується. Швидкість зростання внеску  $\Delta_{L1}^{(d)}$  тим більша, чим більша концентрація  $x$ . Така його поведінка пояснюється явною залежністю функції зв'язку електрона з L0-фононами від  $a$  [14] та, неявно – від  $x$  (через зміну квазіімпульсу електрона, величина якого залежить від енергії основного рівня).

Взаємодія з L0-фононами за участі збуджених станів дискретної частини спектра електрона (дірки) приводить до зростання енергії зв'язку полярону тим більшого, чим більша товщина НП. Так, при  $a > 50$  нм сумарний внесок станів дискретної частини електронного спектра  $\Delta^{(d)}$  перевищує внесок від станів основної мінізони  $\Delta_{L1}^{(d)}$ . За однакової ширини КЯ електрона і дірки, густина станів останньої більша, тому для дірки нерівність  $\Delta^{(d)} > \Delta_{L1}^{(d)}$  виконується раніше – при  $a > 25$  нм.

Величина  $\Delta^{(d)}$ , як і  $\Delta_{L1}^{(d)}$ , також зростає при збільшенні товщини НП і тим швидше, чим більша концентрація розчину  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Це пояснюється залежністю від  $x$  як значень енергій мінірівнів у КЯ, так і їх кількості.

Зі збільшенням товщини НП зростає також і вплив станів континуальної частини енергетичного спектра носія у КЯ. У НП товщиною понад 10 (5) нм їх внесок  $\Delta_{L0}^{(c)}$  у енергію електронного (діркового) полярону становить 15-25% величини  $\Delta^{(d)}$ ; разом з внеском станів дискретної частини спектра  $\Delta_{L0}^{(d)}$ , він формує величину

$$\Delta_{L0} = \Delta_{L0}^{(d)} + \Delta_{L0}^{(c)}.$$

Отже, парціальний внесок у величину енергії полярону, зумовлений взаємодією носія з обмеженими фононами, є монотонною, нелінійно

зростаючою функцією товщини НП. Швидкість зростання цієї функції найбільша в області  $a < 20$  нм для електрона ( $a < 10$  нм – для дірки), а її залежність від концентрації  $x$  – немонотонна. Збільшення  $x$  приводить до зростання величини  $\Delta_{L0}^{(d)}$  (рис. 2); парціальний внесок континуальних станів при цьому зменшується (рис. 3). Як наслідок, при збільшенні  $x$  сумарна величина парціального внеску взаємодії електрона (дірки) з обмеженими фононами у плівках товщиною до 10 (5) нм зростає, а при більших

товщинах – зменшується (рис. 2, рис. 4). У НП товщиною понад 50 нм величина  $\Delta_{L0}$  перестає бути чутливою до зміни  $x$  і виходить на насичення, наближаючись при  $a \geq 100$  нм до значення 2,9 мєВ (8,8 мєВ), характерного для енергії електронного (діркового) полярону у масивному кристалі GaAs.

Вплив зміни товщини НП та складу бар'єрного матеріалу на величину парціальних внесків, викликаних взаємодією електрона (дірки) з напівобмеженими та інтерфейсними фононами, природно, може спостерігатися в інтервалі товщин до

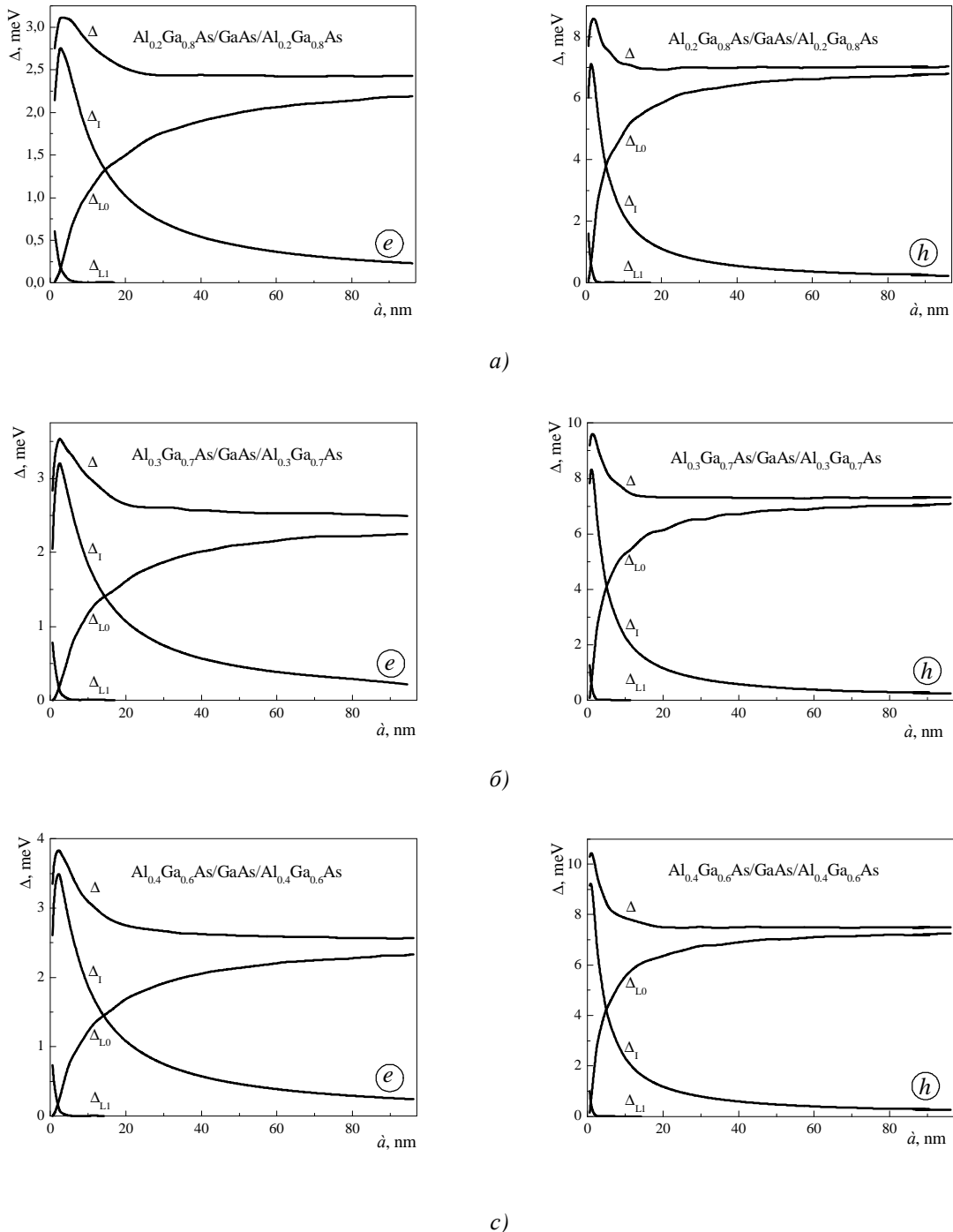


Рис. 5. Залежність від товщини НП  $a$  парціальних внесків ( $\Delta_{L0}$ ,  $\Delta_{L1}$ ,  $\Delta_I$ ) та сумарного значення енергії полярону ( $\Delta$ ) при значеннях концентрації  $x$ : а) – 0,2; б) – 0,3; в) – 0,4.

5 (2,5) і 60 (30) нм, відповідно (рис. 5).

Хвильова функція основного стану носія у КЯ симетрична, тому він взаємодіє тільки з симетричною гілкою І-фононів. Взаємодія з ними через стани вищих мінізон дискретної частини спектра дає внесок, що не перевищує 5% від  $\Delta_I^{(d_1)}$ , а внесок станів континуальної частини спектра нехтовно малий. Збільшення концентрації алюмінію в бар'єрному середовищі посилює взаємодію з І-фононами внаслідок зростання їх енергії та величини функції електрон-фононного зв'язку, оскільки при цьому збільшується різниця між величинами діелектричних проникностей ямного та бар'єрного середовищ.

Величина  $\Delta_{L1}$  також формується взаємодією напівобмежених фононів зі станами основної мінізони; сумарний внесок міжзонних взаємодій за участі вищих станів дискретної частини спектра малий порівняно з  $\Delta_{L1}^{(d_1)}$ , а через континуальні стани

$(\Delta_{L1}^{(c)})$  – не перевищує 1% від  $\Delta_{L1}^{(d_1)}$ .

Величини  $\Delta_I$  і  $\Delta_{L1}$  стрімко зменшуються при зростанні товщини НІІ. При цьому залежність від  $a$  величини  $\Delta_{L1}$ , на відміну від  $\Delta_I$ , виявляється монотонно спадною, а її початкові значення – значно менші, аніж у  $\Delta_I$ . На відміну від  $\Delta_I$  та  $\Delta_{L0}$ , внесок L1-фононів зменшується при збільшенні концентрації  $x$ . Це пояснюється зростанням глибини КЯ і відповідним зменшенням ймовірності проникнення у

бар'єрне середовище, а тому – зменшенням функції зв'язку носія з цими фононами.

## Висновки

З наведених результатів теоретичних розрахунків випливає, що у надтонких (30 ... 60 нм) плівках величина енергії зв'язку полярону формується переважно взаємодією носія з І-, а при більших значеннях їх товщини – з L0-фононами. За суттєвого збільшення товщини НІІ (понад 100 нм) вплив І-фононів зменшується до нуля, а величина  $\Delta_{L0}$  наближається до значення, характерного для масивного GaAs. Така поведінка цілком зрозуміла, оскільки зі збільшенням товщини НІІ ймовірність знаходження електрона (дірки) на межах гетеропереходу зменшується, а в області квантової ями – зростає. Зміна складу бар'єрного матеріалу впливає на величину енергії зв'язку електронного та діркового поляронів в ультратонких (до 50 нм) плівках, де її значення формується переважно взаємодією носія з інтерфейсними фононами.

**Кондрюк Д.В.** – аспірант;

**Крамар В.М.** – доктор фізико-математичних наук, доцент;

**Петрик І.Я.** – кандидат технічних наук, доцент.

- [1] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and other, Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena (Springer-Verlag, Berlin, 1995).
- [2] Е.Л. Ивченко. Оптика квантовых ям и сверхрешеток. Гл. 3. в: Оптика наноструктур, под. ред. А.В. Федорова (Недра, СПб., 2005).
- [3] И.И. Засавицкий, Д.А. Пашкеев, А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, Г.Т. Микаелян, Квантовая электроника 40(2), 95 (2010).
- [4] V. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Epitaxy of Nanostructures (Springer, Berlin, 2004).
- [5] A.B. Krysa, J.S. Roberts, R.P. Green, L.R. Wilson, H. Page, M. Garcia, J.W. Cockburn, J. Crystal Growth, 272(1-4), 682 (2004).
- [6] M.J. Manfra. Molecular Beam Epitaxy of Ultra-High Quality AlGaAs/GaAs Heterostructures: Enabling Physics in Low-Dimensional. Electronic Systems arXiv: 1309.2717 (2013).
- [7] L. Wendler, R. Pechstedt, Phys. stat. sol. (b), 141, 129 (1987).
- [8] K. Huang, B.F. Zhu, Phys. Rev. B, 38(18), 13377 (1988).
- [9] N. Mori, T. Ando, Phys. Rev. B, 40(9), 6175 (1989).
- [10] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, Phys. Rev. B, 48(7), 4666 (1993).
- [11] A. Thilagam, J. Singh, Appl. Phys. A, 62, 445 (1996).
- [12] Н.В. Ткач, Р.Б. Фартушинский, ФТТ, 45(7), 1284 (2003).
- [13] V.I. Boichuk, V.A. Borusevych, I.S. Shevchuk, J. Optoelect. & Adv. Mater. 10(6), 1357 (2008).
- [14] В.М. Крамар, Журн. фіз. досліджень. 12(4), 4602 (2008).
- [15] М.В. Ткач, В.М. Крамар, УФЖ, 53(8), 812 (2008).
- [16] S. Rekaaya, L. Bouzaiene, L. Sfaxi, M. Hjjiri, S. Contreras, J.L. Robert, H. Maaref, Phys. stat. sol. (a), 2002(4), 602 (2005).
- [17] C. Rössler, T. Feil, P. Mensch, T. Ihn, K. Ensslin, D. Schuh, W. Wegscheider, New Journal of Physics 12, 043007 (2010).
- [18] S. Zybell, H. Schneider, S. Winnerl, M. Wagner, K. Köhler, M. Helm, Appl. Phys. Lett. 99(4), 041103 (2011).
- [19] W. Lu, N. Li; S.C. Shen, Y. Fu, M. Willander, In: 25th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (12-15 Sept., Beijing, China, 2000), p. 37.
- [20] С. Круковський, Б. Коман, Н. Струхляк, Вісник Львів. Ун-ту: Серія фізична 38, 276 (2005).

- [21] Д.М. Заячук, С.І. Круковський, І.О. Мрихін, О.І. Іжнін, Д.Л. Вознюк, Фізика і хімія твердого тіла 6(4), 661 (2005).
- [22] T. Sarkr, S.K. Mazumder, IEEE Transition Electron Devices, 54(3), 589 (2007).
- [23] A. Weerasekara, S. Matsik, M. Rinzan, A.G. Perera, M. Buchanan, H.C. Liu, G. Winckel, A. Stintz, S. Krishna, Optics Letters 32(10), 1335 (2007).
- [24] V. Dimastrodonato, L.O. Mereni, R.J. Young, E. Pelucchi, Journal of Crystal Growth 312(21), 3057 (2010).
- [25] W. Trzeciakowski, B.D. McCombe, Appl. Phys. Lett. 55(9), 891 (1989).
- [26] Q.X. Zhao, S. Wongmanerod, M. Willander, P.O. Holtz, E. Selvig, B.O. Fimland, Phys. Rev. B, 62(16), 10984 (2000).
- [27] S. Adachi, J. Appl. Phys. 58(3), R1 (1985).
- [28] М.В. Ткач, Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки і дроти (Видавництво ЧНУ ім. Ю. Федьковича, Чернівці, 2003).

D.V. Kondryuk<sup>1</sup>, V.M. Kramar<sup>1</sup>, I.Ya. Petryk<sup>2</sup>

## **Concentration and Size Dependences of a Polaron Binding Energy in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Nanolayers**

<sup>1</sup>*Chernivtsi National University, 2 Kotsyubynsky Str., Chernivtsi, 58012, Ukraine*

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, 15 Karpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76019, Ukraine*

On approximation of dielectric continuum by Greene's function method, it is researched the influence of three-dimension constraints and interaction with optical phonons on the value of polaron energy in the quantum well of finite depth. For example nanolayer – a plane nanoheterostructure of quantum well, the binding energy of electron and hole polarons at different its values of thickness and different concentrations ( $x$ ) of barrier material is calculated by of double heterojunction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . It is shown that the change in  $x$  affects on binding energy of the polaron in ultra-thin (50 nm) layers, where its value is formed mainly by interaction of the carrier and interface phonons.