

doi:

Д.В. КОНДРІЮК, В.М. КРАМАР

Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича
(Вул. Коцюбинського, 2, Чернівці 58012; e-mail: v.kramar@chnu.edu.ua)

**ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕНЕРГІЇ
ЕКСИТОННИХ ПЕРЕХОДІВ У НАНОПЛІВКАХ
 $Al_x Ga_{1-x} As / GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$ ВІД ТОВЩИНИ,
КОНЦЕНТРАЦІЇ ТА ТЕМПЕРАТУРИ**

УДК 538.915; 538.975

У наближенні діелектричного континууму методом функцій Гріна досліджено залежність енергії переходу в основний екситонний стан квазідвовимірної плоскої напівпровідникової наногетероструктури з одиночною квантовою ямою – наноплівки від її товщини, температури та складу бар'єрного середовища. Конкретний розрахунок здійснено на прикладі наноплівки з прямокутною, скінченної глибини, квантовою ямою, створеною подвійним гетеропереходом $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$. Показано, що в плівках товщиною до 30–40 нм величина енергії переходу визначається переважно впливом просторового обмеження та концентрацією алюмінію x – стрімко зменшується при зростанні товщини від 1,55 (при $x = 0,2$), 1,62 (при $x = 0,3$) і 1,69 (при $x = 0,4$) еВ до 1,41 еВ для усіх наведених значень x . Подальше збільшення товщини плівки приблизно до 100 нм супроводжується повільним зростанням енергії переходу до значення, характерного для масивного $GaAs$, переважно внаслідок зменшення енергії зв'язку екситону; швидкість цього зростання слабо залежить від x . Збільшення температури від 0 до 300 К викликає довогхвильове зміщення дна екситонної зони, що зумовлює зменшення енергії переходу на слабо залежну від товщини плівки величину, яка становить приблизно 2 меВ при $x = 0,2$ та 3 меВ при $x = 0,4$. Причиною температурних змін є взаємодія з фононами, переважно обмеженими у наноплівках товщиною понад 30–40 нм, залежно від x , та інтерфейсними – у тонших.

Ключові слова: наногетероструктура, квантова яма, екситон, екситон-фононна взаємодія.

1. Вступ

Проблема виготовлення нанорозмірних кристалічних структур, вивчення їх електричних і оптичних властивостей активно досліджується уже декілька десятиліть. Вона залишається актуальною і на даний час внаслідок стрімкого розвитку технологій отримання надтонких кристалічних шарів. Завдяки цьому створені різноманітні напівпровідникові низьковимірні наногетероструктури,

придатні для використання в ролі елементної бази новітніх електронних та оптоелектронних пристроїв – транзисторів, електронних перемикачів, джерел і приймачів випромінювання, оптичних фільтрів та ін., що сприятиме зменшенню розмірів та енергоємності, а також підвищенню продуктивності приладів, виготовлених на їх основі [1–6]. Найвідомішими матеріалами, що використовуються для створення таких пристроїв, є структури на основі гетеропереходу $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$ [7–12].

© Д.В. КОНДРІЮК, В.М. КРАМАР, 2015

Розвиток і вдосконалення нанотехнологій в оптоелектроніці вимагає створення нових теоретичних моделей, які б адекватно описували властивості наноструктур. Методи теоретичного дослідження стану і взаємодії квазічастинок у наногетероструктурах з квантовими ямами (КЯ) відомі [13–21]. На їх основі вивчалися залежності від розміру і температури енергії електрона, дірки та екситону в різних наносистемах, у тому числі й у плоских наноструктурах з подвійним гетеропереходом указанного типу – наноплівках (НП) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [20, 21]. Залежність же спектрів квазічастинок у подібних наносистемах від концентрації x твердого розчину, що утворює бар'єрний матеріал, не досліджувалася. Проте, зміна складу бар'єрного матеріалу з необхідністю трансформує електронний спектр наногетероструктури, що може виявитися суттєвим чинником тюнінгу при конструюванні квантових каскадних лазерів та детекторів [22, 23].

Вивченню вказаної проблеми присвячена дана стаття, у якій наведено результати розрахунку залежності енергії екситонного переходу в основний стан від температури T та 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. У рамках моделей діелектричного континууму та прямокутної одиночної КЯ скінченної глибини, наближень ефективної маси і слабкого зв'язку з фононами методом функцій Гріна здійснено теоретичне дослідження температурної та розмірної залежності енергії екситонного переходу в основний екситонний стан у плоских напівпровідникових наноплівках. Конкретні розрахунки виконані на прикладі НП $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при значеннях $x = 0, 2; 0, 3; 0, 4$. Проаналізовано зміни впливів усіх гілок фононного спектра на значення енергії переходу в основний екситонний стан НП.

2. Обговорення моделі та постановка задачі

Розглядається електрон-діркова пара, що майже вільно рухається всередині плоскої напівпровідникової НП, утвореної двома послідовними гетеропереходами між ямним (GaAs) та бар'єрним ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) середовищами, розміщеними у площинах $z = \pm a/2$ декартової системи координат. Кожна з квазічастинок знаходиться у своїй КЯ і

взаємодіє з іншою та з електростатичним зображенням обох у площинах гетеропереходів. Гетероперехід вважається ненапруженим, оскільки сполуки GaAs та AlAs мають близькі значення періодів ґратки a_0 (5,653 і 5,661 Å, відповідно), а також діелектричних проникностей ε_0 (13,18 і 10,06) та ε_∞ (10,89 і 8,16) [24]. Це також дає підстави нехтувати самополяризацією площин гетеропереходу, а КЯ вважати прямокутною з шириною a . У наближенні ефективних мас гамільтоніан вільного екситону у НП подається [20] у вигляді

$$\hat{H}_{\text{ex}} = \hat{H}_e^\perp + \hat{H}_h^\perp + \hat{H}_{\text{SS}} + \hat{H}_p = \hat{H}_0 + \hat{H}_p, \quad (1)$$

де доданки \hat{H}_e^\perp і \hat{H}_h^\perp описують рух квазічастинок у напрямку, перпендикулярному до площини гетеропереходу, \hat{H}_{SS} – гамільтоніан Шінада–Сугано, а $\hat{H}_p = \frac{\beta e^2}{\varepsilon \rho} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}$ – оператор збурення, який враховує відмінності рухів у НП тривимірного та двовимірного екситонів у середовищі з діелектричною провідністю ε ; $\rho = \rho_e - \rho_h$; β – варіаційний параметр, уведений для мінімізації енергії стаціонарного стану екситону. Відповідно, енергія основного стану екситону у НП товщиною a подається у вигляді суми:

$$E_{\text{ex}}^{(0)}(a) = E_g + E_1^{(e)}(a) + E_1^{(h)}(a) - E_b(a), \quad (2)$$

де E_g – ширина забороненої зони ямного матеріалу, $E_1^{(j)}(a)$ – енергія найнижчого мінірівня квазічастинки у КЯ, а $E_b(a)$ – енергія зв'язку екситону; методи їх обчислення наведені у [20].

У моделі діелектричного континууму [14] поляризаційні оптичні коливання атомів наногетероструктури, взаємодія з якими може змінювати енергетичний спектр екситону, класифікуються як система обмежених у середовищі НП (L_0), напівобмежених у бар'єрному середовищі (L_1) та інтерфейсних (I) фононів. Гамільтоніан такої системи наведений у роботах [13, 15].

За умови, що радіус екситону значно переважає поляронний радіус, можна вважати, що зв'язок екситону з фононами реалізується через взаємодію з ними електрона й дірки. Тоді гамільтоніан екситон-фононної взаємодії подається у вигляді

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hat{H}_{\text{ex}-L_0} + \hat{H}_{\text{ex}-L_1} + \hat{H}_{\text{ex}-I} = \sum_{j=e,h} \eta_j \times \left[\sum_{n_j, n'_j, \mathbf{k}_{\parallel}} \left(\sum_{\lambda, \mathbf{q}_{\parallel}} F_{n_j n'_j}^{\lambda}(\mathbf{q}_{\parallel}) a_{n'_j \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q}_{\parallel}}^+ a_{n_j \mathbf{k}_{\parallel}} B_{\lambda \mathbf{q}_{\parallel}} \right) \right]$$

$$+ \sum_{q_{\perp}, \mathbf{q}_{\parallel}} F_{n_j n_j'}^{q_{\perp}}(\mathbf{q}_{\parallel}) a_{n_j \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q}_{\parallel}}^+ a_{n_j \mathbf{k}_{\parallel}} B_{q_{\perp} \mathbf{q}_{\parallel}} + \left. + \sum_{\sigma, p, \mathbf{q}_{\parallel}} F_{n_j n_j'}^{\sigma p}(\mathbf{q}_{\parallel}) a_{n_j \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q}_{\parallel}}^+ a_{n_j \mathbf{k}_{\parallel}} B_{\sigma p \mathbf{q}_{\parallel}} \right) \quad (3)$$

де $\eta_e = 1$, $\eta_h = -1$; $a_{n_j \mathbf{k}}^+$ і $a_{n_j \mathbf{k}}$ – оператори народження і знищення електрона ($j = e$) та дірки ($j = h$) з хвильовим вектором \mathbf{k} у зоні з номером n_j ; $B_{\Lambda \mathbf{q}_{\parallel}} = b_{\Lambda \mathbf{q}_{\parallel}} + b_{\Lambda - \mathbf{q}_{\parallel}}^+$; Λ – індекс, що розрізняє тип і, одночасно, визначає поперечну складову q_{\perp} хвильового вектора \mathbf{q} фонона – обмеженого ($\Lambda = \lambda$), напівобмеженого ($\Lambda = q_{\perp}$) або інтерфейсного ($\Lambda = (\sigma, p)$, де σ і p – індекси, що розрізняють симетричну ($\sigma = S$) та антисиметричну ($\sigma = A$), високо- ($p = +$) та низькоенергетичну ($p = -$) гілки фононів [15]; $F_{n_j n_j'}^{\Lambda}(\mathbf{q}_{\parallel})$ – функції зв'язку носія з відповідним фононним станом. Явний вигляд залежності функцій зв'язку від товщини НП a , а також поздовжньої складової \mathbf{q}_{\parallel} хвильового вектора кожного з типів фононів у структурах з подвійним гетеропереходом наведено у роботі [15]. Взаємодія з фононами зміщує дно основної зони j -го носія у КЯ на величину Δ_j так, що перенормована взаємодією з фононами енергія основного стану екситону в НП товщиною a при температурі T визначається [21] виразом

$$E_{\text{ex}}(a, T) = E_{\text{ex}}^{(0)}(a) + \Delta_e(a, T) + \Delta_h(a, T). \quad (4)$$

У наближенні слабкого зв'язку з фононами зміщення дна мінізони носія у КЯ за будь-яких значень температури визначається величиною однофононного масового оператора функції Гріна [18] і подається у вигляді суми парціальних зміщень, зумовлених взаємодією з кожною фононною гілкою:

$$\Delta(a, T) = \Delta_{L0}(a, T) + \Delta_{L1}(a, T) + \Delta_I(a, T). \quad (5)$$

Аналитичні вирази для знаходження парціальних внесків у величину сумарного зміщення (5) наведені у роботі [21]. Залежність зміщень енергетичних рівнів носіїв від температури зумовлює, згідно з (4), появу такої залежності у енергії екситону.

Необхідні для розрахунку енергій носіїв у КЯ параметри – глибина КЯ (V_j), значення ефективної маси носія у бар'єрному середовищі ($m_j^{(1)}$), енергія напівобмеженого фонона (Ω_{L1}), а тому й ефективність його взаємодії з носіями визначаються [24] концентрацією алюмінію x :

$$V_j = A_j(1,115x + 0,37x^2) \text{ (eV)},$$

$$m_e^{(1)} = (0,067 + 0,083x)m_e, \\ m_h^{(1)} = (0,62 + 0,14x)m_e, \\ \Omega_{L1} = 36,25 + 1,83x + 17,12x^2 - 5,11x^3 \text{ (meV)}$$

(тут m_e – маса спокою вільного електрона; $A_e = 0,6$ і $A_h = 0,4$; $0 \leq x \leq 1$). Тому енергія екситону у НП також виявляється параметрично залежною від x . Наведені тут залежності отримані у роботі [24] на основі аналізу та інтерполяції результатів експериментальних вимірювань ряду фізичних параметрів гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Їх використання для обчислення енергії зв'язку екситону в квантових ямах на основі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при значеннях x від 0,1 до 0,6 дали результати, які добре узгоджуються з даними експериментальних вимірювань [25].

Завдання цієї статті полягало у дослідженні залежності енергії екситону (4) від товщини НП та температури при різних концентраціях алюмінію в бар'єрному середовищі.

3. Результати та їх обговорення

Конкретні розрахунки здійснено на прикладі НП $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при значеннях x , рівних 0,2; 0,3 та 0,4. Аналіз їх результатів, отриманих для випадку $T = 0$ К, показує, що парціальний внесок у величину зміщення (5) дна основної мінізони носія, зумовлений його взаємодією з обмеженими фононами (Δ_{L0}), є монотонною, нелінійно зростаючою функцією товщини НП (рис. 1). 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 парціального внеску взаємодії електрона (дірки) з обмеженими фононами при товщині НП до 10 (5) нм, а при більших – до зменшення. У НП товщиною понад 50 нм величина Δ_{L0} перестає бути чутливою до зміни x , наближаючись (при $a \geq 100$ нм) до значення 2,9 меВ (8,8 меВ), характерного для енергії електронного (діркового) полярону у масивному кристалі GaAs.

Внаслідок симетричності хвильової функції основного стану носіїв у КЯ актуальна їх взаємодія тільки з симетричною гілкою I -фононів. Збільшення концентрації алюмінію в бар'єрному середовищі посилює взаємодію з I -фононами внаслідок зростання їх енергії та величини функції електрон-фононного зв'язку [15], оскільки при

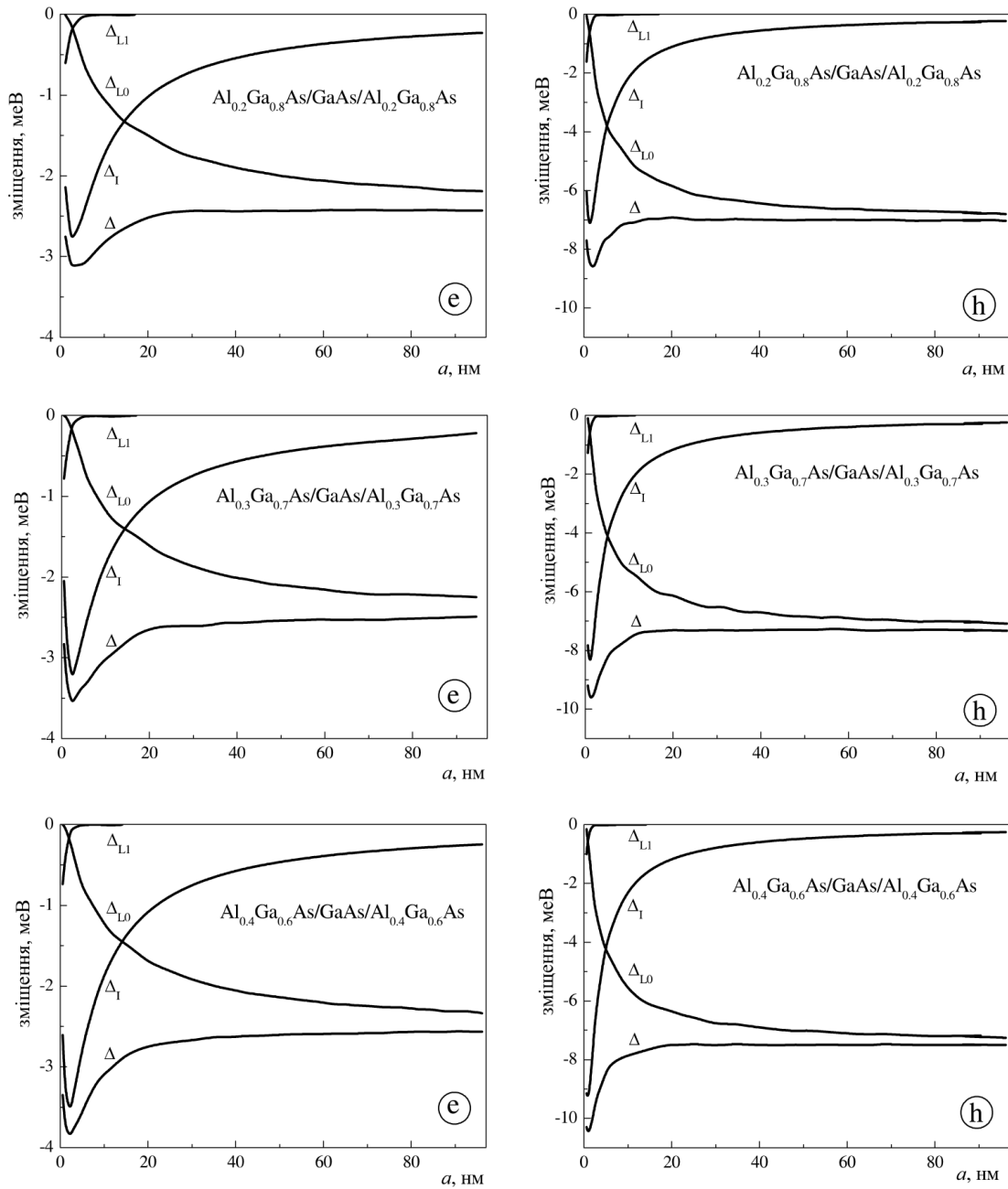


Рис. 1. Залежність парціальних (Δ_{L0} , Δ_{L1} , Δ_I) та сумарного (Δ) зміщень дна основної мінізони електрона (e) та дірки (h) від товщини НП a при $T = 0$ і значеннях x : 0,2; 0,3; 0,4

цьому збільшується різниця між величинами діелектричних проникностей ямного та бар'єрного середовищ.

Величина Δ_{L1} формується в основному взаємодією напівобмежених фонових зі станами основної

мінізони електрона та, як і Δ_I , стрімко зменшується при зростанні товщини НП. При цьому залежність від a величини Δ_{L1} , на відміну від Δ_I , виявляється монотонно спадною, а її початкові значення – значно менші, ніж у Δ_I . На відміну від Δ_I

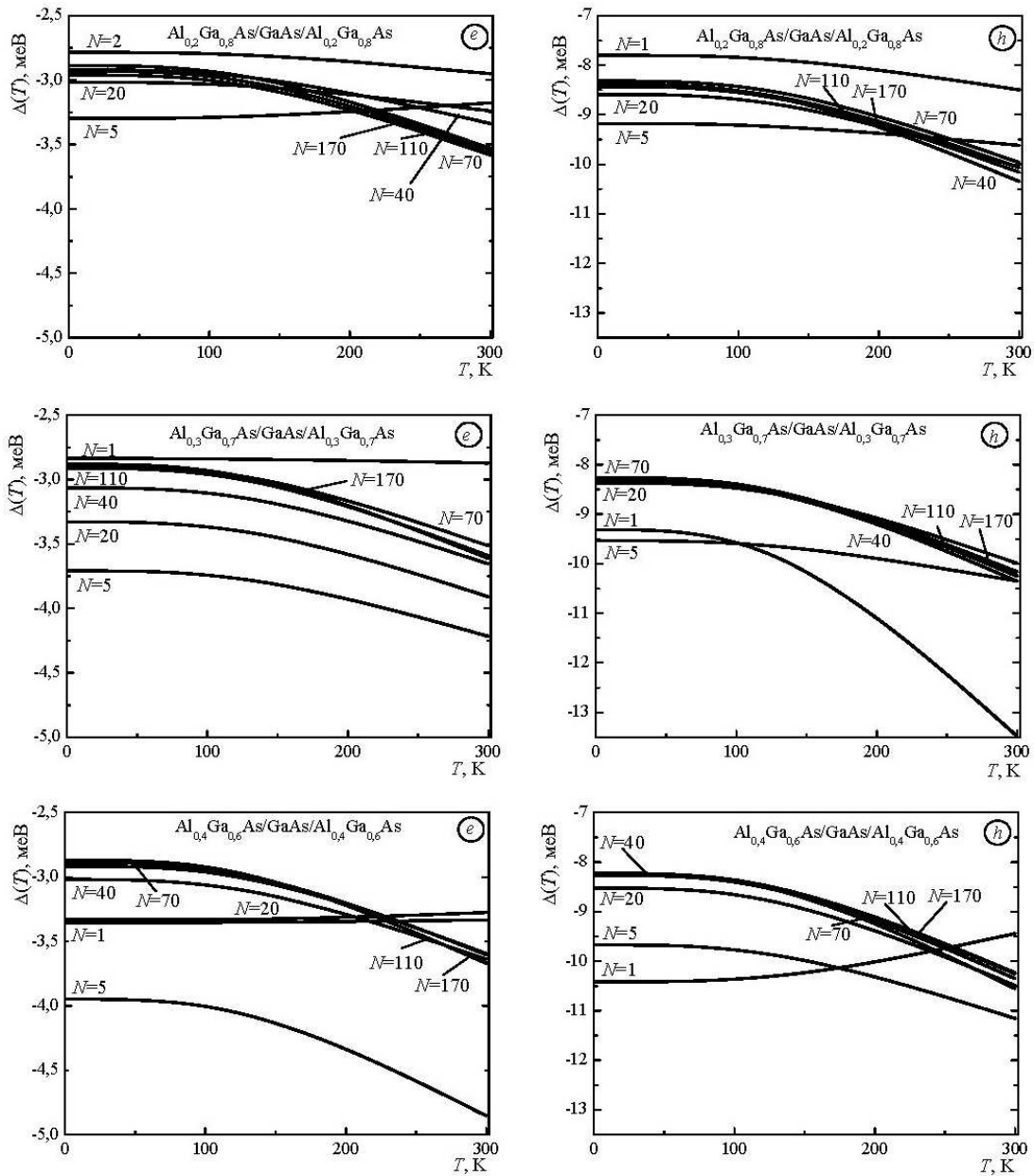


Рис. 2. Залежність зміщення Δ дна основної мінізони електрона (e) та дірки (h), викликаного взаємодією з оптичними фононами, від температури T при різних значеннях товщини НП N і концентрації x : 0,2; 0,3; 0,4

та Δ_{L0} , парціальний внесок Δ_{L1} зменшується при збільшенні концентрації x . Це пояснюється зростанням глибини КЯ і відповідним зменшенням ймовірності проникнення електрона у бар'єрне середовище, а тому – зменшенням функції його зв'язку з цими фононами.

Указаний характер залежності парціальних внесків, викликаних взаємодією електрона (дірки) з напівобмеженими та інтерфейсними фононами, від товщини НП та складу бар'єрного матеріалу зумовлює їх суттєві зміни зі зміною x у плівках товщиною до 5 (2,5) і 60 (30) нм, відповідно.

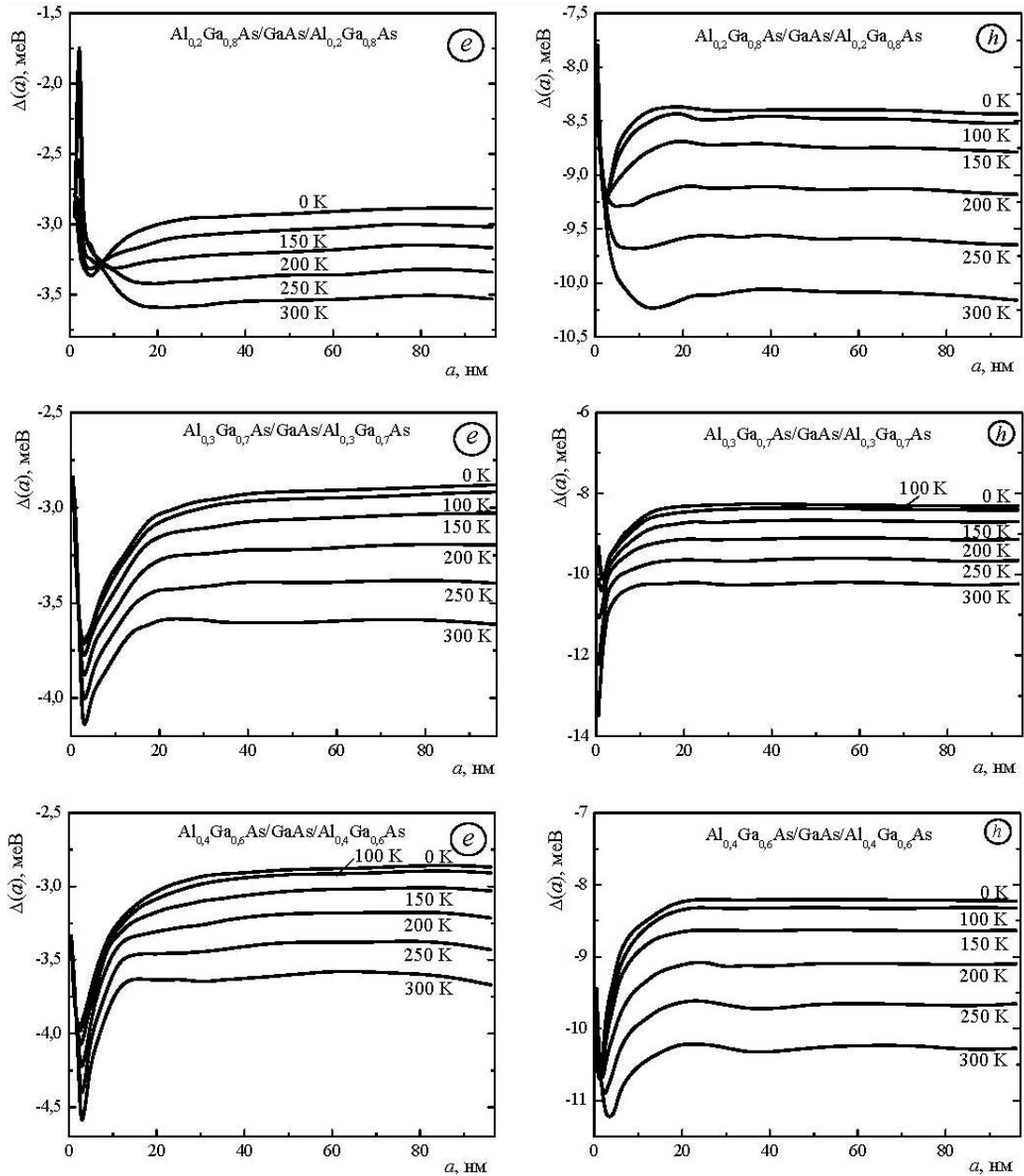


Рис. 3. Залежність від товщини НП a зміщення Δ дна основної мінізони електрона (e) та дірки (h), викликаного взаємодією з оптичними фононами, при різних значеннях температури (вказані цифрами біля кривих) і концентрації x : 0,2; 0,3; 0,4

Результати дослідження залежності зміщень дна основної мінізони електрона і дірки від температури T , обчислених за формулою (5) при фіксованих значеннях товщини НП a (в одиницях кількості N шарів GaAs), наведені на рис. 2. Як ви-

дно, характер температурних змін сумарного зміщення Δ у НП різної товщини за різних значень концентрації – різний. Це пояснюється особливостями взаємодії електрона з інтерфейсними фононами – складова зміщення Δ_I , зумовлена процесом

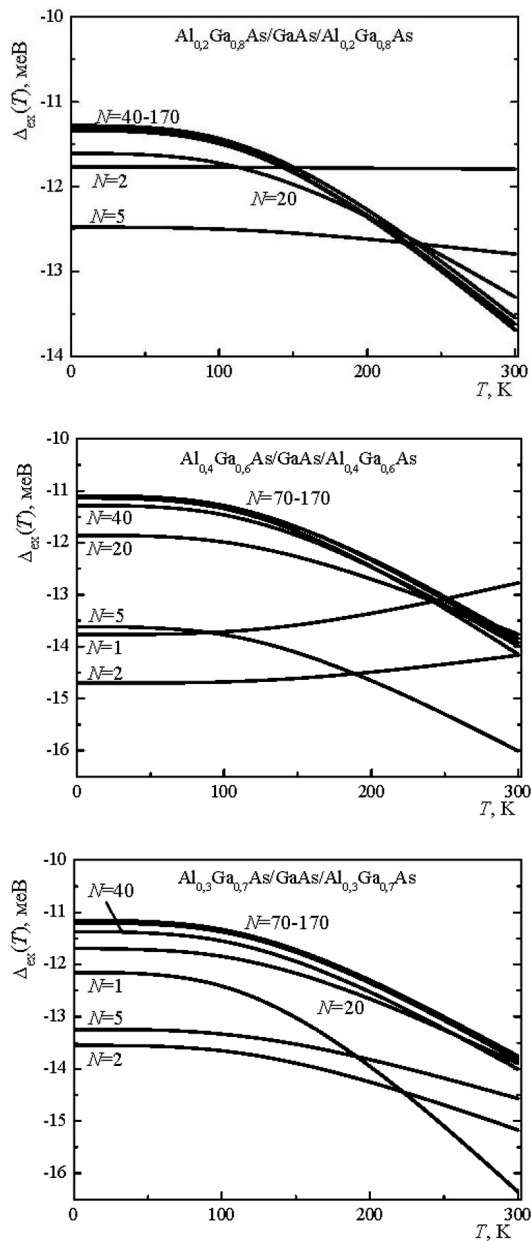


Рис. 4. Зміщення основного екситонного рівня внаслідок взаємодії з оптичними фононами як функція товщини НП a при фіксованих температурах T та концентрації x

ми поглинання фононів [21], може бути додатною або від'ємною, залежно від кількості рівнів у КЯ та відстані між ними, що визначається товщиною НП. Причиною можливості зміни знака є особливість залежності від квазіімпульсу функції зв'яз-

ку електронного стану в КЯ з I -фононами – максимум її, залежно від товщини НП і енергії стану, може припадати на діапазон малих або великих значень квазіімпульсу. Відповідно, і взаємодія з фононами буде актуальною для носіїв з малими або великими (порівняно з енергією фонона) значеннями кінетичної енергії. Прояви цієї взаємодії різні: низькоенергетичні квазічастинки, ймовірно, набуватимуть енергію від фононної системи, а високоенергетичні – навпаки. Кожний із цих процесів спричиняє зміщення дна зони у протилежні боки. Кількість рівнів у КЯ, їх положення та відстані між ними змінюються при зміні товщини НП. Відповідно, змінюється і вплив процесів з поглинанням та випромінюванням I -фононів низько- та високоенергетичних типів. Немонотонність зміни цих впливів під час зміни товщини НП і спричиняє вказані відмінності температурних залежностей парціального внеску інтерфейсних фононів [21].

Графіки залежності зміщень дна основної мінізони електрона і дірки від товщини НП a при фіксованих значеннях температури T наведені на рис. 3. Як видно, при збільшенні товщини НП дно основної мінізони зміщується в бік менших енергій немонотонно, досягаючи максимуму в ультратонких плівках; при $a > 20$ нм характер ходу кривих зберігається подібним до показаного на рис. 1. Це пояснюється характером відповідних змін парціальних зміщень, викликаних взаємодією з $L0$ -, $L1$ - та I -фононами. Збільшення температури НП викликає як зростання висоти максимуму, так і його зсув у бік більших товщин; положення і початкова (при $T = 0$) висота максимуму залежать від x (рис. 1).

Зміни енергій електрона і дірки призводять до відповідних зміщень енергії дна основної екситонної мінізони:

$$\Delta_{ex}(a, T) = \Delta_e(a, T) + \Delta_h(a, T). \quad (6)$$

Залежність зміщення Δ_{ex} від температури (рис. 4) виявляється монотонною функцією, характер якої для ультратонких плівок залежить і від їх товщини, і від концентрації (див. хід кривих $N = 2$ на рис. 4); у НП товщиною понад 40 шарів GaAs величина зміщення зростає зі збільшенням температури з швидкістю, значення якої збільшується при збільшенні концентрації алюмінію в бар'єрному матеріалі.

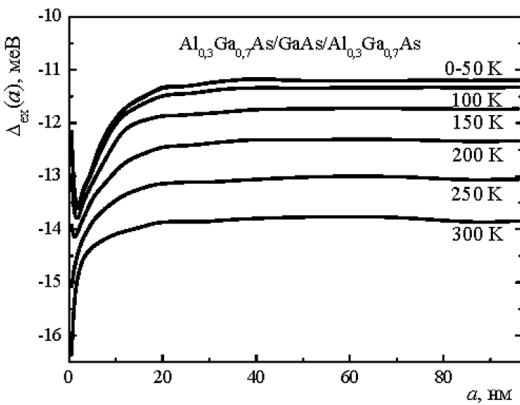
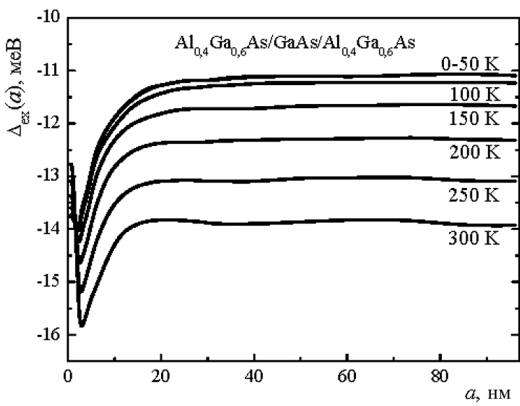
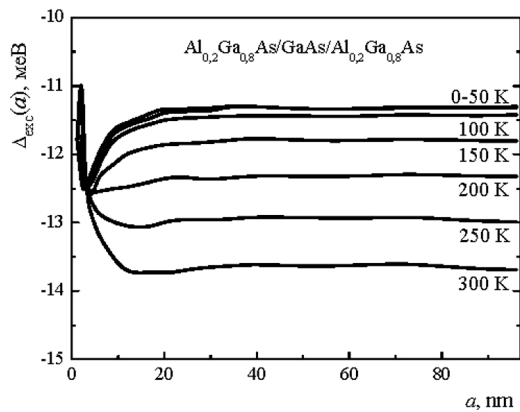


Рис. 5. Характер зміни зміщення основного екситонного рівня в залежності від температури T при фіксованих товщинах НП та концентрації x

Графіки залежності Δ_{ex} від товщини НП при фіксованих значеннях x і T (рис. 5) подібні до наведених на рис. 3. Збільшення температури приводить до зростання величини зміщення, тим більшого, чим більша концентрація. Швидкість темпе-

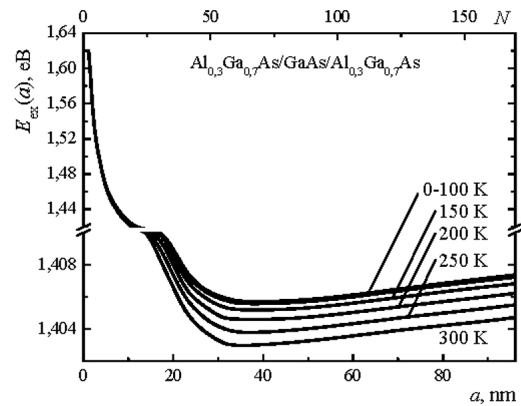
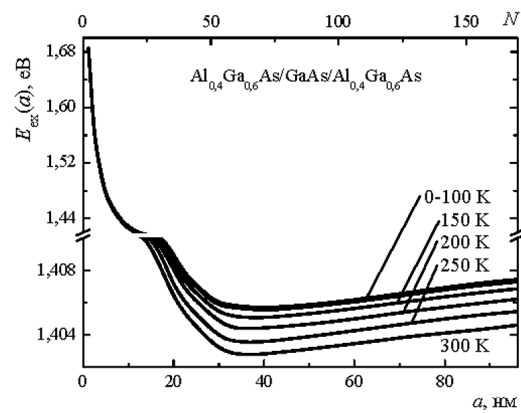
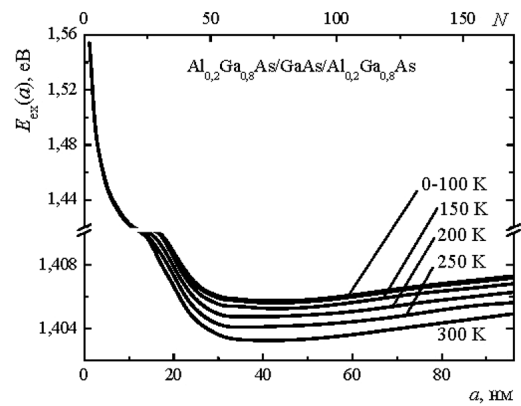


Рис. 6. Енергія екситонного переходу в основний стан в залежності від товщини НП за фіксованих температур T при різних значеннях концентрації x

ратурного зростання різна для різних інтервалів товщини НП та різних концентрацій. У надтонких (до 10 nm) плівках вона визначається взаємодією з I - та $L1$ -фононами, у тонких (до 30 nm) – з I - та $L0$ -фононами, а при більших товщинах – пере-

важно з $L0$ -фононами. Функції зв'язку I - та $L1$ -фононів явно (через ефективні маси, діелектричні проникності та енергії цих фононів) залежать від концентрації, тоді як у випадку $L0$ -фононів – неявно (через значення хвильового вектора електрона (дірки), що визначається глибиною його КЯ, яка, в свою чергу, змінюється при зміні x). Як показують результати розрахунків, збільшення температури НП від 0 до 300 К приводить до зростання величини зміщення дна екситонної зони від 12 до 13,7 меВ при $a \leq 5$ нм, але від 11,3 до 14 меВ – при $a \geq 100$ нм та $x = 0,2$; при $x = 0,3$ – від 13,6 до 16,5 меВ та 11,2 до 13,8 меВ, а при $x = 0,4$ – від 14 до 16 меВ та від 11 до 14 меВ, відповідно.

Результати розрахунку залежності енергії екситонного переходу від товщини НП при різних значеннях температури та складу бар'єрного матеріалу, наведені на рис. 6, свідчать про те, що зменшення товщини плівки до 37...33 нм приводить до зменшення E_{ex} , тим сильнішого, чим вища температура. Указане зменшення пов'язане з відповідним зростанням приблизно на 5 меВ енергії зв'язку екситону. Подальше зменшення товщини НП приводить до більш стрімкого зростання енергії переходу, переважно внаслідок впливу ефектів просторового обмеження, що викликає зміщення рівнів електрона та дірки в їх КЯ. Збільшення температури знижує енергію переходу на 2–3 меВ, залежно від x .

4. Висновки

Аналіз результатів дослідження свідчить про нелінійну залежність енергії екситонного переходу від товщини НП: при її збільшенні до 30–40 нм величина E_{ex} стрімко зменшується від значення 1,55 еВ для $x = 0,2$ і $T = 0$ К та, відповідно, 1,62 ($x = 0,3$) і 1,69 ($x = 0,4$) до 1,41 еВ для усіх наведених концентрацій переважно внаслідок послаблення впливу ефекту просторового обмеження. Подальше збільшення товщини НП приблизно до 100 нм супроводжується повільним зростанням E_{ex} до значення, характерного для масивного GaAs, переважно внаслідок зменшення енергії зв'язку екситону; швидкість цього зростання слабо залежить від x . Збільшення температури від 0 до 300 К викликає довгохвильове зміщення дна екситонної зони, що зумовлює зменшення E_{ex} на слабо залежну від товщини НП величину, що становить при-

близно 2 меВ при $x = 0,2$ та 3 меВ при $x = 0,4$. Причиною температурних змін є взаємодія з фононами – переважно обмеженими у НП товщиною понад 30–40 нм, залежно від x , та інтерфейсними – у тонших.

1. E.L. Ivchenko and G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Springer, Berlin, 1995).
2. Е.Л. Ивченко, *Оптика наноструктур*, под ред. А.В. Федорова (Недра, СПб., 2005).
3. И.И. Засавицкий, Д.А. Пашкеев, А.А. Мармалюк и др., *Квантовая электроника* **40**, 95 (2010).
4. V. Shchukin, N.N. Ledentsov, and D. Bimberg, *Epitaxy of Nanostructures* (Springer, Berlin, 2004).
5. A.B. Krysa, J.S. Roberts, R.P. Green *et al.*, *J. Crystal Growth* **272**, 682 (2004).
6. M.J. Manfra, arXiv:1309.2717 (2013).
7. S. Zybell, H. Schneider, S. Winnerl *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 041103 (2011).
8. W. Lu, N. Li, S.C. Shen *et al.*, *25th International Conference on Infrared and Millimeter Waves* (Beijing, China, 12-15 Sept. 2000).
9. С. Круковський, Б. Коман, Н. Струхляк, *Вісник Львів. ун-ту: Серія фізична* **38**, 276 (2005).
10. Д.М. Заячук, С.І. Круковський, І.О. Мрихін та ін., *Фізика і хімія твердого тіла* **6**, 661 (2005).
11. T. Sarkar and S.K. Mazumder, *IEEE Transition Electron Devices* **54**, 589 (2007).
12. A. Weerasekara, S. Matsik, M. Rinzan *et al.*, *Opt. Lett.* **32**, 1335 (2007).
13. L. Wendler and R. Pechstedt, *Phys. stat. sol. (b)* **141**, 129 (1987).
14. K. Huang, B.F. Zhu, *Phys. Rev. B* **38**, 13377 (1988).
15. N. Mori and T. Ando, *Phys. Rev. B* **40**, 6175 (1989).
16. G.Q. Hai, F.M. Peeters, and J.T. Devreese, *Phys. Rev. B* **48**, 4666 (1993).
17. A. Thilagam and J. Singh, *Appl. Phys. A* **62**, 445 (1996).
18. М.В. Ткач, *Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки і дроти* (Вид-во ЧНУ ім. Ю. Федьковича, Чернівці, 2003).
19. V.I. Boichuk, V.A. Borusevych, and I.S. Shevchuk, *J. Optoelect. & Adv. Mater.* **10**, 1357 (2008).
20. В.М. Крамар, М.В. Ткач, *УФЖ* **54**, 1029 (2009).
21. В.М. Крамар, *УФЖ* **54**, 1226 (2008).
22. W. Trzeciakowski and B.D. McCombe, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 891 (1989).
23. Q.X. Zhao, S. Wongmanerod, M. Willander *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, 10984 (2000).
24. S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **58**, R1 (1985).
25. R. Zheng, M. Matsuura, *Phys. Rev. B* **58**, 10769 (1998).

Одержано 20.06.14

Д.В. Кондрюк, В.М. Крамарь

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ
ЭКСИТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В НАНОПЛЕНКАХ
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ОТ ТОЛЩИНЫ,
КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Резюме

В приближении диэлектрического континуума методом функций Грина исследована зависимость энергии перехода в основное экситонное состояние квазидвумерной плоской полупроводниковой наногетероструктуры с одиночной квантовой ямой — наноплёнки от её толщины, температуры и состава барьерного материала. Конкретные расчеты выполнены на примере наноплёнки с прямоугольной, конечной глубиной, квантовой ямой, созданной двойным гетеропереходом $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Показано, что в плёнках толщиной до 30–40 нм величина энергии перехода определяется преимущественно влиянием пространственного ограничения и концентрацией алюминия x — стремительно уменьшается при возрастании толщины от 1,55 (при $x = 0,2$), 1,62 (при $x = 0,3$) и 1,69 (при $x = 0,4$) эВ до 1,41 эВ для всех приведенных значений x . Последующее увеличение толщины плёнки примерно до 100 нм сопровождается медленным возрастанием энергии перехода до значения, характерного для массивного GaAs , преимущественно вследствие уменьшения энергии связи экситона; скорость такого возрастания слабо зависит от x . Увеличение температуры от 0 до 300 К вызывает длинноволновое смещение дна экситонной зоны, что обуславливает уменьшение энергии перехода на слабо зависящую от толщины плёнки величину, составляющую примерно 2 мэВ при $x = 0,2$ и 3 мэВ при $x = 0,4$. Причиной температурных изменений является взаимодействие с фононами — преимущественно ограниченными в наноплёнках толщиной более 30–40 нм, в зависимости от x , и интерфейсными — в более тонких.

D. V. Kondryuk, V. M. Kramar

THICKNESS, CONCENTRATION,
AND TEMPERATURE DEPENDENCES
OF EXCITON TRANSITION ENERGIES
IN $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ NANOFILMS

S u m m a r y

The energy of transition into the ground excitonic state for a quasi-two-dimensional (nanofilm) semiconductor nanoheterostructure with single quantum well and its dependences on the thickness, temperature, and composition of the barrier medium are calculated in the dielectric continuum approximation using the Green's function method. Specific calculations are made for a nanofilm containing a rectangular finite-depth quantum well created by the double heterojunction $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ taken as an example. For the films narrower than 30–40 nm, the transition energy is shown to be mainly governed by the confinement effect and the aluminum content x . In particular, the energy decreases rapidly from 1.55 eV (at $x = 0.2$), 1.62 eV (at $x = 0.3$), or 1.69 eV (at $x = 0.4$) to 1.41 eV for all those x -values, as the film thickness grows. The further increase in the film thickness up to approximately 100 nm is accompanied by a slow growth of the energy to the value characteristic of bulk GaAs , which occurs due to the corresponding reduction in the exciton binding energy. The rate of this growth depends weakly on x . The temperature increase from 0 to 300 K results in a long-wave shift of the exciton band bottom. As a result, the transition energy decreases by a value weakly depending on the film thickness and ranging from 2 meV at $x = 0.2$ to 3 meV at $x = 0.4$. The temperature-induced variations are invoked by the interaction with phonons, which are mostly confined ones in nanofilms thicker than 30–40 nm or interface ones, if nanofilms are thinner.