

Н.М. ЛИТОВЧЕНКО, Д.В. КОРБУТЯК, О.М. СТРІЛЬЧУК

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: strilchuk@isp.kiev.ua)

## ЕКСИТОННІ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ ГЕТЕРОСТРУКТУР З КВАНТОВИМИ ЯМАМИ ПРИ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

УДК 538.911, 538.958

*Проведена оцінка характеристик гетероструктур з одиночною квантовою ямою  $\text{GaAs/In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$  з різними ростовими параметрами за результатами вимірювань низькотемпературних спектрів фотолюмінесценції (ФЛ), з відповідним теоретичним аналізом. Проаналізовані експериментально отримані температурні залежності енергії максимуму смуги ФЛ ( $h\nu_{\text{max}}$ ), півширини ( $W_0$ ) та інтенсивності  $I$ . Визначено параметри  $E_{\text{ph}}$  (енергія локальних фононів),  $E_{\text{ex}}$  (енергія зв'язку екситонів) та  $N$  (фактор Хуанга-Ріса). Проведене зіставлення отриманих значень  $E_{\text{ph}}$ ,  $E_{\text{ex}}$  та  $N$  з ростовими параметрами зразків дає підставу стверджувати, що найбільш якісними є зразки з малим значенням  $N$  і одномодовим фононним спектром.*

*Ключові слова:* фотолюмінесценція, квантова яма, екситон, фонон

### 1. Вступ

Гетероструктури  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$  широко використовуються в сучасній оптоелектроніці як структури, здатні до адаптації для зручного прийому, передачі та перетворення випромінювання в різних ділянках спектра. Особливу увагу привертають гетероструктури, що містять квантовані шари завдяки збільшенню чутливості та додатковій варіації оптичного спектра [1–7]. Енергія кванта випромінювання в таких гетероструктурах визначається відстанню між рівнями розмірного квантування електронів і дірок  $E_{e1-hh1}$ , які визначаються шириною квантової ями (КЯ)  $d$  і компонентним складом твердого розчину заміщення ( $x$  – вміст індію). Так, для типових значень  $x = 0,2$  і  $d = 80 \text{ \AA}$  зміна  $x$  на 1% і ширини ями на один моносар ( $\approx 3 \text{ \AA}$ ) приводить до зміни енергії переходу на 9 меВ і 4 меВ відповідно [4]. Це накладає високі вимоги до КЯ по ширині і по елементному складу.

Крім того, недоліком цих гетероструктур є значна неузгодженість сталих ґраток епітаксійного шару та підкладки, що приводить до значних механічних напружень та генерації численних дислокацій. Буферні шари або формування четверних сплавів з добавкою фосфора, звичайно, зменшують вплив цих небажаних факторів, але не повні-

стю. Тому виникає потреба в неруйнівному кількісному контролю деформаційного та дефектного фактора. У цій роботі ми звертаємо увагу на можливість використання для характеристики дефектності ступінь взаємодії фононів зі збудженими електронами (фактор Хуанга-Ріса  $N$ ). Цей параметр ми знаходимо на основі температурної поведінки півширин екситонних смуг фотолюмінесценції з відповідною теоретичною обробкою.

### 2. Експериментальні зразки та метод дослідження

Дослідження низькотемпературної (5–200 К) фотолюмінесценції (ФЛ) проводились для гетероструктур з одиночною квантовою ямою  $\text{GaAs/In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ , вирощених по МOCVD-технології, з різним вмістом індію, різною шириною квантової ями  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  та товщиною захисного шару  $\text{GaAs}$  (табл. 1). Люмінесценція збуджувалася He-Ne лазером (енергія квантів 1,96 еВ, інтенсивність  $L = 3 \cdot 10^{17} - 10^{19}$  квант/( $\text{cm}^2 \cdot \text{c}$ )). Для аналізу спектрів ФЛ використовувався монохроматор МДР-23 (роздільна здатність не гірша 0,2 меВ), реєстрація сигналу здійснювалася охолоджуваним ФЕП-62.

### 3. Експеримент

У спектрах фотолюмінесценції досліджуваних зразків спостерігались інтенсивні смуги, що від-

Таблиця 1

Зразок	$x$ In	$d$ , Å	$cap$ , Å	$T = 5$ K			$E_{a1}$ , меВ	$E_{a2}$ , меВ
				$h\nu_{max}$ , еВ	$W$ , меВ	$I_{max}$ , відн. од.		
№ 1	0,16	84	220	1,3568	7,4	1093	4,5	52
№ 2	0,21	88	230	1,33	9,9	582	2,8	55
№ 3-1	0,20	92	600	1,355	7,3	4876	5	70
№ 3-2	0,20	92	600	1,3721	10,9	949	2,5	46
№ 4-1	0,35	73	600	1,253	15,2	302	2,5	85
№ 4-2	0,35	73	600	1,396	13,2	988	2,5	60

П о з н а ч е н н я:  $x$  – відносний вміст індію,  $d$  – ширина квантової ями,  $cap$  – товщина захисного шару GaAs,  $h\nu_{max}$  – положення максимуму спектра ФЛ,  $W$  – півширина лінії,  $I$  – інтенсивність ФЛ,  $E_{a1}$ ,  $E_{a2}$  – енергії активації.

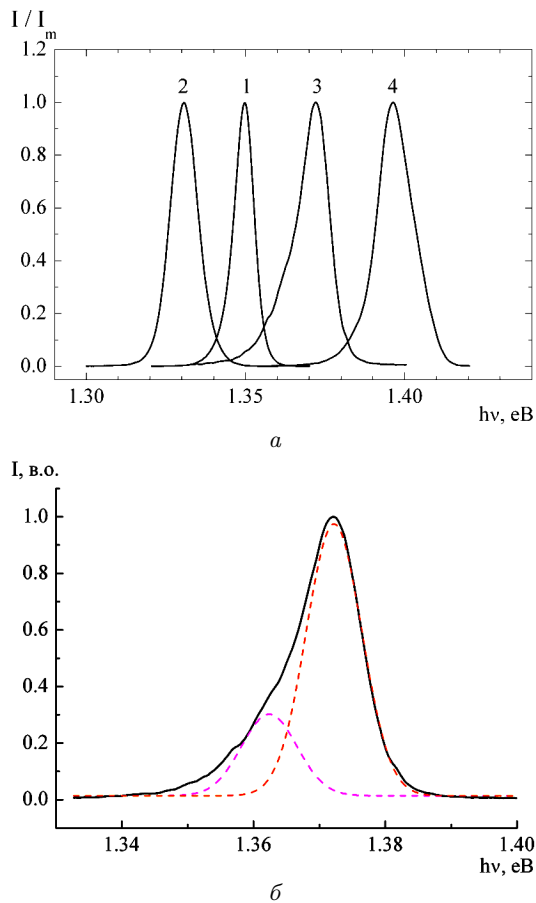
повідують в області 5–40 К рекомбінації екситонів  $e1-hh1$  в квантовій ямі, а в області  $T = 50$ –200 К рекомбінації вільних носіїв у квантовій ямі. Це підтверджується залежностями інтенсивності випромінювання від інтенсивності збудження  $I(L)$ . Основні ростові параметри досліджуваних зразків та їх смуг фотолумінесценції наведені в табл. 1.

На рис. 1, *a* наведено нормовані спектри ФЛ досліджуваних зразків, отримані при  $T = 5$  К.

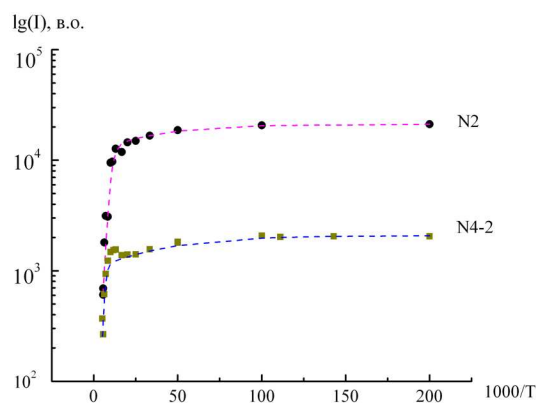
Звернемо увагу на деякі особливості спектрів ФЛ досліджуваних зразків. Перш за все спостерігається розкид енергетичного положення смуг ФЛ, викликаний різними значеннями ширини квантової ями  $d$  і концентрації індію  $x$  в квантовій ямі  $In_xGa_{1-x}As$ . Крім того, навіть для однакових значень  $d$  і  $x$  енергетичні положення смуг ФЛ можуть істотно відрізнятися. Так, для зразків № 4-1 і № 4-2, в яких  $d$  і  $x$  однакові ( $x = 0,35$ ;  $d = 73$  Å), енергетичні положення максимумів ФЛ різні (див. табл. 1):  $h\nu_{max} = 1,396$  еВ (для зразка № 4-2) і  $h\nu_{max} = 1,253$  еВ (для зразка № 4-1). Причиною таких розбіжностей є, на нашу думку, флуктуації концентрації In в КЯ зразків № 4-1 і № 4-2. Дійсно, якби різниця енергії максимумів випромінювання  $\Delta h\nu_{max} = 0,143$  еВ була викликана різною шириною квантових ям, то вона становила б  $\sim 107$  Å (враховуючи той факт, як зазначалось вище, що зміна ширини ями на  $\sim 3$  Å приводить до зміни енергії переходу на  $\sim 4$  меВ), а це нерально. Вказані міркування узгоджуються з результатами роботи [4], в якій зазначається, що зміна спектрального положення екситонних піків в КЯ  $In_xGa_{1-x}As$  пов'язана, головним чином, зі зміною концентрації In( $x$ ).

Іншою особливістю досліджуваних спектрів ФЛ, зображених на рис. 1, *a*, є їх різна півширина  $W$  (табл. 1) і форма. Півширина смуг ФЛ визначається як ступенем локалізації екситонів в КЯ, так і характером їх розсіювання на фонах, дефектах, неоднорідностях гетеромереж, тощо. В спектрах випромінювання деяких зразків спостерігається характерна затяжка смуги ФЛ в низькоенергетичну область, яка може бути викликана участю фононів у випромінювальній рекомбінації екситонів у КЯ. Для прикладу ми провели розкладання смуги ФЛ зразка № 3-2 на дві складові (у наближенні участі у ФЛ одного типу фононів): нуль-фононну і фононне повторення (рис. 1, *b*), використовуючи методику, запропоновану в [8]. Це дало змогу отримати величину енергій взаємодіючих локальних фононів  $E_{ph} = 9,8$  меВ та фактор Хуанга-Ріса  $N = 0,3$ , що характеризує ступінь екситон-фононної взаємодії.

Що стосується півширини смуг ФЛ (табл. 1), то вона змінюється від 7,4 меВ (для зразка № 3-1) до 15,2 меВ (для зразка № 4-1). Оскільки в нашому випадку борівський радіус екситона в КЯ співрозмірний з її шириною, то він з великою ймовірністю локалізується на неоднорідностях гетеромереж. Меншій ширині смуги ФЛ відповідає більша ступінь локалізації, як це має місце для ФЛ зв'язаних екситонів в об'ємі напівпровідника. Температурні залежності інтенсивності ФЛ, характерні для досліджуваних зразків, наведені на рис. 2. При низьких температурах ( $T = 5$ –40 К) інтенсивність ФЛ слабо залежить від температури. З ростом температури інтенсивність ФЛ (для зразків № 1 та № 2) зменшується, а для зразків № 3 та № 4 спостерігається незначне підвищення інтенсивно-



**Рис. 1.** Спектри ФЛ досліджуваних квантових гетероструктур GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs (а); розкладання смуги ФЛ (крива 3 на рис. а) GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs на дві складові: нуль-фонону і фононне повторення,  $E_{\text{max}} = 1,372$  еВ,  $E_{\text{ph}} = 9,8$  меВ, фактор Хунга-Ріса  $N = 0,3$  (б)



**Рис. 2.** Залежність інтенсивності ФЛ від температури: ●, ■ – експериментальні результати, пунктирна лінія – апроксимація за формулою Ареніуса

сті ФЛ з подальшим її спадом, зумовленим індукованим температурою викидом носіїв з квантової ями в бар'єр.

На рис. 3 зображені температурні залежності положення максимуму випромінювання, типові для досліджуваних зразків. Штрихова лінія показує результат розрахунку відповідно до моделі Варшні. Для всіх зразків хід температурних залежностей положення максимуму фотолюмінесценції від температури має *S*-подібний вигляд. В області низьких температур спостерігається значне відхилення експериментальних значень від розрахованих. При низьких температурах спостерігається спочатку зсув положення максимуму ФЛ в область низьких енергій (червоний зсув), а потім зсув в область високих енергій до певної температури. При  $T > 60-89$  К положення максимуму зміщується в область низьких енергій відповідно до моделі Варшні.

На рис. 4 наведено типові залежності півширини смуги фотолюмінесценції від температури. Для зразків № 1 та № 2 спостерігається монотонне збільшення півширини з ростом температури (залежність I-го типу). Для зразків № 4 характерні спочатку різке зростання півширини (до температури 40–80 К), потім незначне зменшення і подальше зростання з підвищенням температури (залежність II-го типу). Для зразків № 3 спостерігаються залежності обох типів.

#### 4. Обговорення експериментальних результатів

Температурні залежності інтенсивності ФЛ зразків № 2 і № 4-2 (рис. 2) проаналізовані з використанням формули Ареніуса:

$$I(T) = C/[1 + a_1 \exp(-E_{a1}/kT) + a_2 \exp(-E_{a2}/kT)],$$

що дозволило визначити два температурних інтервали нахилу – низькотемпературний (з енергією активації  $E_{a1}$ ) та високотемпературний (з енергією активації  $E_{a2}$ ) (табл. 1). Величина  $E_{a1}$  становить 2,5–5 меВ. Таке мале значення  $E_{a1}$  свідчить про те, що вона відповідає енергії делокалізації екситонів, зв'язаних при низьких температурах на неоднорідностях гетеромеж КЯ. Характерно, що чим більша енергія делокалізації (а, значить, глибша потенціальна яма, зумовлена коругованістю гетеромеж), тим вужча смуга ФЛ, що відповідає більш

локалізованому стану екситонів (див., наприклад, смуги ФЛ зразків № 1 і № 3-1). При температурах  $T > 40$  К енергія активації температурного гасіння смуги ФЛ, викликаній переходами  $e1-hh1$ , становить  $E_{a2} = (50-85)$  меВ, вона зумовлена, як зазначалось вище, температурним викидом носіїв заряду в бар'єр.

Наведені на рис. 3 залежності максимуму ФЛ від температури та зіставлення вказаних залежностей з розрахунками за формулою Варшні дозволяють оцінити енергію зв'язку екситонів в КЯ. Як видно на рис.3, при низьких температурах ( $T = 5-40$  К) енергія кванта випромінювання менша від енергії зона-зонних переходів, обчисленої за формулою Варшні. Ця різниця енергій  $E_{ex} \approx 10$  меВ з точністю до енергії локалізації на гетеромежах, і є енергією зв'язку екситонів у КЯ.

Теоретична обробка температурних залежностей параметрів розсіювання (півширини  $W$  смуги ФЛ) ґрунтується на тому, що остання є ймовірністю розсіювання імпульсу завдяки декільком незалежним процесам (домішковим, фононним, та ін.):

$$W \sim \frac{\hbar}{\tau_t},$$

$$\frac{1}{\tau_t} \sim W_t(T) + W_{ph.opt}(T) + W_{ph.local}(T) + \dots, \quad (1)$$

де  $\tau_t$  – час життя нерівноважних носіїв струму. Температурна залежність ймовірності розсіювання для різних механізмів буде різною. Отже, за температурною залежністю можна розділити їх внесок. Зокрема, кулонівське розсіювання на локальних центрах мало залежить від  $T$ , особливо для достатньо низьких  $T$ , тоді як роль фононного механізму зростає з ростом  $T$  [9, 10] за законом:

$$W = \Sigma W_{oi} \left( \text{cth} \frac{\hbar\omega_{ph}}{2kT} \right)^{1/2},$$

$$W_{oi} = 2(2 \ln 2)^{1/2} N_{phi}^{-1/2} \hbar\omega_{phi} \sim N_{phi}^{-1/2}, \quad (2)$$

де  $E_{ph} = \hbar\omega_{ph}$  – енергія локального фонуна випромінювального центру,  $N_{ph}$  – ймовірність випромінювання фонуна при рекомбінації (фактор Хуана-Ріс). Останній (у випадку  $N < 1$ ) задається таким співвідношенням:

$$N \sim \frac{5}{8} (E_{ex}/E_{ph}) (\varepsilon_0/\varepsilon_\infty - 1) \sim$$

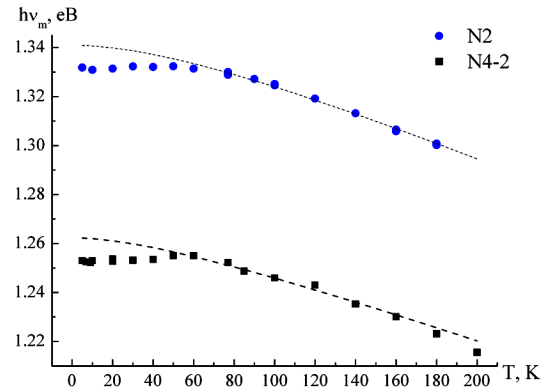


Рис. 3. Залежність положення максимуму фотолумінесценції  $hv_m$  від температури  $T$ : ●, ■ – експериментальні результати; пунктирна лінія – розрахунок за формулою Варшні

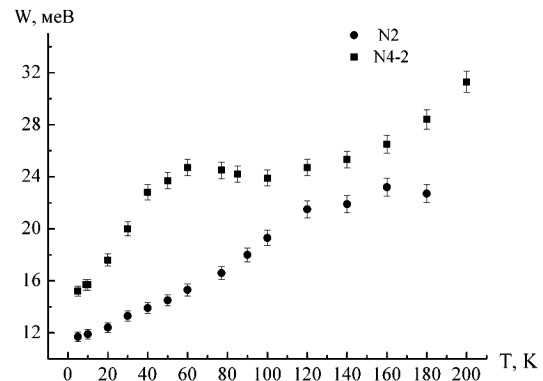


Рис. 4. Залежність півширини  $W$  смуги фотолумінесценції від температури

$$\sim e^2/E_{ph} \frac{1}{3a_B} \left( \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (3)$$

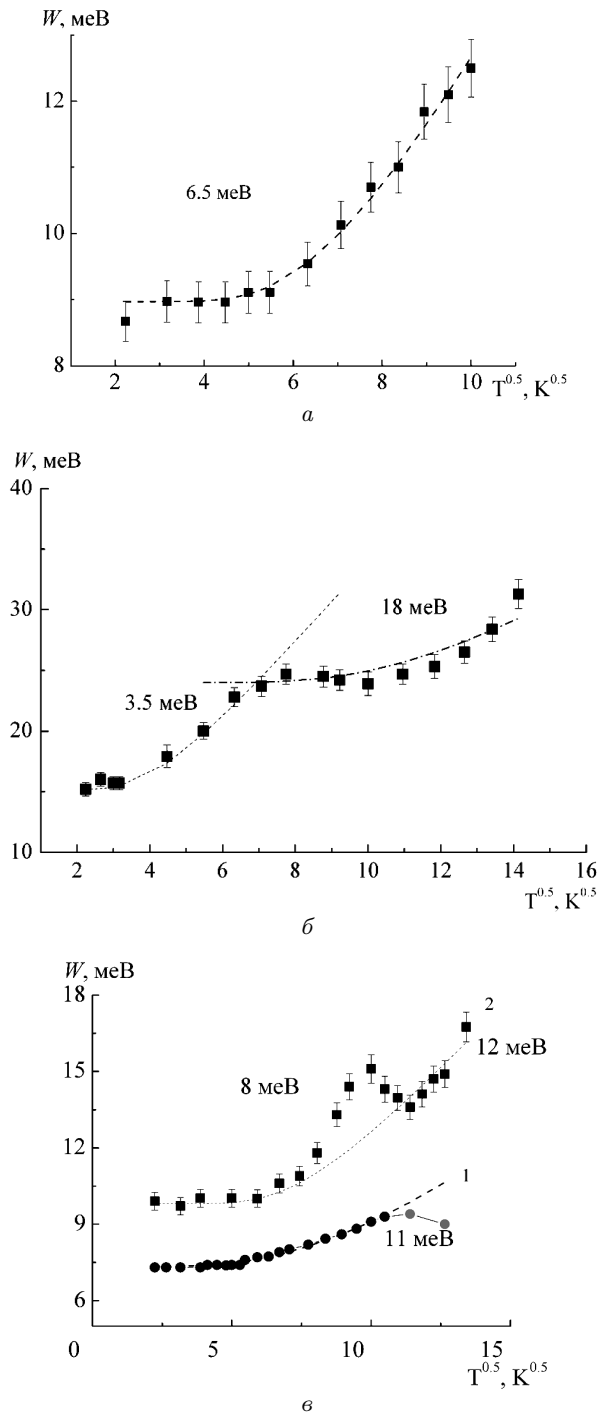
де  $E_{ex}$  – енергія зв'язку екситону,  $a_B$  – борівський радіус екситону,  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_\infty$  – статична та високочастотна діелектричні проникності.

Звідки, знаючи енергію фонуна  $E_{ph}$ , легко знайти енергію зв'язку екситону [11]:

$$E_{ex} \approx N E_{ph} \frac{3}{2} \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}. \quad (4)$$

Отже, з температурної залежності  $W(T)$  можна отримати декілька параметрів, що характеризують стан гетероструктури:  $W_0$ ,  $E_{ph}$ ,  $N$  [12], а також стоксів зсув:

$$\Delta\omega_{st} = 2N_{ph}\hbar\omega_{ph},$$



**Рис. 5.** Залежність півширини смуги фотолюмінесценції  $W(T^{0,5})$  для зразків № 1, № 2 (а); для зразків № 4-1, № 4-2 (б); для зразків № 3-1 (крива 1), № 3-2 (крива 2) (в); ■, ● – експериментальні результати, пунктирна лінія – апроксимація  $W(T^{0,5})$  за рівнянням (2)

та оцінити положення безфононої лінії  $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_{\max} + n\hbar\omega_{\text{ph}}$ , де  $n$  – номер фононного повторення.

Особливо звернімо увагу на величину  $W$ , що обернено пропорційна рухливості носіїв і для досконалої квантової ями вона передбачається значно меншою, ніж для об'ємного матеріалу. Однак наявність механічних напружень та дефектів може компенсувати цей корисний ефект. Запропонований аналіз дозволяє роздільно оцінити внесок різних по своїй дії механізмів.

Отримані в роботі температурні особливості інтенсивності ФЛ, положення максимуму та півширини можна пояснити наявністю в досліджуваних зразках локалізованих (дефектних) станів [6, 7], індукованих флуктуаціями розмірів КЯ, та (або) зміною її складу. За низьких температур фотогенеровані носії (екситони) захоплені локалізованим потенціалом. З підвищенням температури до значення, що відповідає максимуму енергії локалізації, спостерігається зсув положення максимуму ФЛ в область низьких енергій (червоний зсув), оскільки екситони отримують достатню термічну енергію на подолання потенціального бар'єра і стають відносно вільними. Деякі з цих екситонів релаксують в нижчі стани (захоплюються нижчими енергетичними рівнями), де і рекомбінують. В цій області температур спостерігається різке збільшення півширини  $W$  смуги ФЛ відповідно до того, як збільшується заселення станів за рахунок захоплення ними вивільнених носіїв. За подальшого підвищення температури спостерігається зсув максимуму ФЛ в область високих енергій (внаслідок терморівноважного розподілу екситонів, півширина смуги дещо зменшується) до температури, що відповідає повній делокалізації носіїв. При високих температурах у ФЛ домінують  $e1-hh1$  переходи і положення максимуму від температури змінюються, як ширина забороненої зони (відповідно до формули Варшні).

За допомогою рівнянь (2)–(4) та експериментально отриманих залежностей півширини смуги ФЛ від температури було визначено параметри  $E_{\text{ph}}$ ,  $N$ ,  $E_{\text{ex}}$  та  $a_{\text{В}}$  – борівський радіус екситону (табл. 2).

Розглянемо залежність півширини смуги ФЛ від температури першого типу – вона характерна для зразків № 1, № 2 та № 3-1. Ця залежність носить монотонний характер і її добре можна описати рів-

нянням (2), де в процесі розсіяння беруть участь фонони з енергіями 6–11 меВ (рис. 5, а).

Для структур № 4 характер залежності півширини смуги від температури другого типу. Для цих зразків нами було визначено два значення енергії локальних фононів (рис. 5, б).

1. В області 5–20 К (спостерігається різке збільшення півширини смуги) енергія фононів 3,5–4 меВ.

2. В області 30–200 К спостерігається незначне звуження смуги ФЛ з подальшим збільшенням її півширини з підвищенням температури. Енергія фононів дорівнює 18–19 меВ.

Для структур № 3 спостерігались залежності обох типів. Для зразка № 3-1 спостерігалась залежність 1-го типу з монотонним ходом, відповідна енергія фононів 11 меВ (рис. 5, в, крива 1). Для зразка № 3-2 характерна залежність 2-го типу: в області 5–60 К енергія фононів 8 меВ, а в 60–200 К енергія фонона 12 меВ (рис. 5, в, крива 2).

Отримані за допомогою рівняння (4) значення енергії зв'язку екситонів для різних зразків ( $E_{\text{ex}} > 6,7$  меВ) значно перевищують відповідну енергію для об'ємних екситонів  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $E_{\text{ex}} \approx 3$  меВ) [1], що свідчить про квантування екситонів у квантовій ямі  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ .

Звернімо увагу на величини  $E_{\text{ph}}$ , отримані з температурних залежностей ширини лінії, зіставим їх з теоретичними співвідношеннями (1)–(4), табл. 2. Для всіх зразків вони виявились в рази меншими, ніж характерні значення для об'ємних чи поверхневих (confinement) фононів. Очевидно, що причиною цього є те, що досліджені зразки гетеропереходів мали досить велику кількість дефектів, ймовірно, локалізованих на межах поділу, при цьому одна з причин їх появи в структурах  $\text{InGaAs}$  є, як відомо, випадіння кластерів фази  $\text{In}$  при відході від оптимальних режимів епітаксії та температурних режимів формування [3]. Отже, типові дефекти включають преципітати надлишкового елемента –  $\text{In}$ .

Зробимо оцінку енергії локальних фононів, що відповідають коливанням в околі дефектів меж поділу  $\text{InGaAs}$  з преципітатами  $\text{In}$ . Як відомо, максимальне значення частоти коливного гармонічного процесу визначається співвідношенням [13]:

$$\omega_{\text{ph}} = \frac{2\pi}{d} \left( \frac{E_m}{\rho} \right)^{1/2} = \frac{2}{d} v, \quad (5)$$

Таблиця 2

Зразок	$E_{\text{ph}}$ , меВ	$N$	$E_{\text{ex}}$ , меВ	$a_B$ , Å
№ 1	8	0,15	9,1	122
№ 2	6,5	0,42	20,8	54
№ 3-1	11	0,08	6,7	168
№ 3-2	8	0,27	16,5	8
	12	0,149	13,6	82
№ 4-1	3,2	3,1	78,7	14
	18	0,13	19,0	58,8
№ 4-2	3,5	3,4	95,4	12
	19	0,22	33,5	33

де  $E_m$  – модуль Юнга,  $v$  – теплова швидкість,  $\rho = m/V_i$  – густина речовини,  $m$  – атомна (молекулярна) вага,  $V_i$  – атомний (молекулярний) об'єм.

В околі дефектних центрів  $E_m$  зменшується (до декількох разів), а  $\rho$  – збільшується в співвідношенні питомої ваги складових елементів дефекту. Стала ґратки  $d$  збільшується в співвідношенні атомних розмірів  $r$  складових півки  $r(\text{GaAs})/r(\text{InGaAs})$ . Отже, згідно з оцінками для гетероструктури  $\text{InGaAs}$ :  $(d_V/d_D) \sim 1/2$ ,  $\rho_V/\rho_D \sim m_V/m_D \sim (30/45)$ . Звідки маємо

$$\frac{\omega_D}{\omega_V} = \left( \frac{d_V}{d_D} \right) \left( \frac{E_D}{E_V} \frac{S_V}{S_D} \right)^{1/2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{4}. \quad (6)$$

Отже, можемо чекати для енергії локальних фононів у  $\text{InGaAs}$  в декілька разів меншої об'ємної, тобто  $E_{\text{ph}} \sim 1/4 E_{\text{phV}} \sim 8\text{--}10$  меВ.

Зіставивши отримані значення  $E_{\text{ph}}$ ,  $E_{\text{ex}}$  та  $N$  з ростовими параметрами зразків, можемо стверджувати, що найбільш якісними є зразки з малим значенням  $N$ , тобто зразки з більш високою рухливістю і одномодовістю фононного спектра.

## 5. Висновки

Методом низькотемпературної фотолюмінесценції досліджені гетероструктури з одиночною квантовою ямою  $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  з різними ростовими параметрами. Встановлено, що:

1. В спектрах фотолюмінесценції досліджуваних зразків спостерігались інтенсивні смуги випромінювання, зумовлені в області 5–40 К рекомбінацією екситонів у квантовій ямі, а в області  $T = 50\text{--}200$  К – рекомбінацією вільних носіїв в квантовій ямі.

2. Для всіх зразків хід температурних залежностей положення максимуму фотолумінесценції від температури має *S*-подібний вигляд. В області низьких температур спостерігається значне відхилення експериментальних значень від розрахованих відповідно до моделі Варшні.

3. Для досліджуваних зразків спостерігаються монотонні і немонотонні залежності півширини смуги фотолумінесценції від температури.

Виявлені особливості температурних залежностей положення максимуму та півширини смуг ФЛ свідчать про наявність в усіх досліджуваних зразках (в більшій або меншій мірі) дефектних станів, індукованих флуктуаціями складу КЯ, можливо, випадінням кластерів фази In (3D острівців). Визначені з температурних залежностей ширини смуги ФЛ величини  $E_{ph}$  для всіх зразків виявились в декілька разів меншими, ніж характерні значення для об'ємних та поверхневих фононів. Встановлено, що для зразків з високою інтенсивністю випромінювання і вузькою смугою випромінювання характерні мале значення фактора Хуанга–Ріса і одномодовий фононний спектр. У зразках з невисокою інтенсивністю випромінювання та широкою смугою випромінювання (гіршої структурної якості) в процесі розсіяння екситонів беруть участь два типи локальних фононів – з енергіями 3,5–4 та 18–19 меВ.

*Автори висловлюють щире подяку член-кореспонденту НАН України В.Г. Литовченку за обговорення результатів даної роботи та корисні поради.*

1. И.А. Авруцкий, В.А. Сычугов, Б.А. Усиевич, ФТП **25**, 1787 (1991).
2. И.А. Авруцкий, В.Г. Литовченко, ФТП **31**, 875 (1997).
3. М.М. Григорьев, Є.Г. Гуле, А.І. Клімовська, Ю.А. Корус, В.Г. Литовченко, УФЖ **45**, 853 (2000).
4. И.А. Авруцкий, О.П. Осауленко, В.Г. Плотниченко, Ю.Н. Пырков, ФТП **26**, 1907 (1992).
5. H.D. Sun, R. Macaluso, S. Calvez, and M.D. Dawson, J. Appl. Phys. **94**, 7581 (2003).
6. Н.В. Крыжановская, А.Ю. Егоров, В.В. Мамутин, Н.К. Поляков, А.Ф. Цацульников, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Д. Бимберг, ФТП **39**, 735 (2005).
7. F.-I. Lai, S.Y. Kuo, J.S. Wang, R.S. Hsiao, H.C. Kuo, J. Chi, S.C. Wang, H.S. Wang, C.T. Liang, and Y.F. Chen, J. Cryst. Growth **291**, 27 (2006).

8. M. Soltani, M. Certier, R. Evrard, and E. Kartheusev, J. Appl. Phys. **78**, 5626 (1995).
9. С.И. Пекар, ЖЭТФ **20**, 510 (1950).
10. С.Ј. Hwang, Phys. Rev. **180**, 827 (1969).
11. В.Г. Литовченко, Н.Л. Дмитрук, Д.В. Корбутяк, А.В. Сариков, ФТП **36**, 447 (2002).
12. В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко, А.В. Дражан, ФТТ **17**, 3300 (1975).
13. І. Болеста, *Фізика твердого тіла* (Видавничий центр ЛНУ ім. Івана Франка, Львів, 2003).

Одержано 12.12.12

*Н.М. Литовченко, Д.В. Корбутяк, О.Н. Стрільчук*

#### ЭКСИТОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

#### Резюме

Проведена оцінка характеристик гетероструктур с одиночной квантовой ямой  $\text{GaAs/In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$  с различными ростовыми параметрами по результатам измерений низкотемпературных спектров фотолуминесценции (ФЛ), с соответствующим теоретическим анализом. Проанализированы экспериментально полученные температурные зависимости энергии максимума полосы ФЛ ( $h\nu_{\max}$ ), полуширины ( $W_0$ ) и интенсивности  $I$ . Определены параметры  $E_{ph}$  (энергия локальных фононов),  $E_{ex}$  (энергия связи экситонов) и  $N$  (фактор Хуанга–Рис). Проведенное сопоставление полученных значений  $E_{ph}$ ,  $E_{ex}$  и  $N$  с ростовыми параметрами образцов позволяет утверждать, что малые значения  $N$  и одномодовый фононный спектр характерны для более качественных образцов.

*N.M. Litovchenko, D.V. Korbutyak, O.M. Strilchuk*

#### EXCITONIC PARAMETERS OF $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM WELLS AT LOW TEMPERATURES

#### Summary

Characteristics of  $\text{GaAs/In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$  heterostructures with a single quantum well, which were obtained at various growth parameters, are evaluated according to the results of measurements of low-temperature photoluminescence (PL) spectra and their corresponding theoretical analysis. The experimentally obtained temperature dependences of the energy position of the PL band maximum,  $h\nu_{\max}$ , band half-width,  $W_0$ , and intensity,  $I$ , are examined. The values of energy of local phonons,  $E_{ph}$ , exciton binding energy,  $E_{ex}$ , and the Huang–Rhys factor,  $N$ , are determined. A comparison between the values obtained for those quantities and the growth parameters of considered specimens allowed us to assert that the highest-quality specimens are those that are characterized by low  $N$  values and one-mode phonon spectra.