

PACS numbers: 72.20.Jv, 72.40.+w, 73.21.La, 73.50.Pz, 78.55.Cr, 78.67.Hc, 79.10.Ca

## Глибокі рівні прилипання у гетероструктурах $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ з квантовими точками

О. В. Вакуленко, С. Л. Головинський, С. В. Кондратенко

*Київський національний університет Тараса Шевченка,  
фізичний факультет,  
вул. Володимирська, 64,  
01601, МСП, Київ, Україна*

У гетероструктурах  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  з ланцюгами квантових точок досліджено властивості латерального фотоструму, викликаного оптичним перезарядженням центрів електронної локалізації. В кінетиці фотоструму структур виявлено довготривалу динаміку наростання та релаксації, а також ефект залишкової провідності після вимкнення збуджувального випромінювання. Встановлено присутність глибоких центрів прилипання для електронів, які значною мірою впливають на транспорт носіїв заряду та на процеси рекомбінації. Температурними дослідженнями виявлено ефект термостимульованої провідності в гетероструктурі. За формою кривої термостимульованого струму одержано значення глибини залягання рівня прилипання відносно зони провідності — 0,17 еВ.

Properties of the lateral photocurrent, which is caused by optical recharging of centres of electron localization in  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  heterostructures with quantum-dot chains, are investigated. Long-term dynamics of increasing and relaxation of photocurrent as well as effect of residual conductivity after exciting-radiation turning-off are revealed in photocurrent kinetics. Deep trap levels for electrons are found. They considerably affect to charge-carrier transport and recombination. Effect of the thermally stimulated conductivity is discovered by temperature measurements. The trap-level depth of 0.17 eV with reference to GaAs conductivity band is obtained from analysis of the shape of thermally stimulated current curve.

В гетероструктурах  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  с цепочками квантовых точек исследованы свойства латерального фототока, вызванного оптической перезарядкой центров электронной локализации. В кинетике фототока структур выявлены долговременная динамика нарастания и релаксации, а также эффект остаточной проводимости после выключения возбуждающего излучения. Установлено присутствие глубоких центров прилипания для электронов, которые в значительной степени влияют на транспорт носителей заряда и на

процессы рекомбинации. Температурными исследованиями обнаружен эффект термостимулированной проводимости в гетероструктуре. Из анализа формы кривой термостимулированного тока получено значение глубины залегания уровня прилипания относительно зоны проводимости — 0,17 эВ.

**Ключові слова:** напівпровідникова наноструктура, квантова точка, фотопровідність, оптичний перехід, термостимульована провідність.

*(Отримано 18 листопада 2010 р.)*

## 1. ВСТУП

Напівпровідникові гетероструктури з квантовими точками (КТ) та квантовими нитками мають унікальні фундаментальні властивості завдяки ефектам розмірного квантування, що робить перспективним їх застосування в наноелектроніці. Структури з КТ InAs в GaAs матриці використані як активне середовище інфрачервоних лазерів [1], як матеріал для оптичних пристроїв збереження інформації [2] та новітніх одноелектронних [3] і квантово-інформаційних пристроїв [4]. Велика кількість публікацій присвячена вивченню оптичних властивостей гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  з КТ методами спектроскопії вбирання [5, 6], фотолюмінесценції (ФЛ) [7, 8], комбінаційного розсіювання світла [9].

Дослідження фотоелектричних властивостей дворовмірних гетероструктур на основі сполук  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{III}B^V$ , кремнію та ін. виявили складний механізм провідності. Спостерігалися довготривала кінетика релаксації фотоструму структур та ефект залишкової провідності, результатом якої є спостереження піків термостимульованого струму [10, 11]. Довготривала кінетика загалом спричинена дефектами структури — інтерфейсними станами та локальними рівнями змочувального шару (ЗШ) чи підкладки. Вони можуть забезпечити довготривалу релаксацію фотоструму, тобто збільшити час релаксації, за рахунок просторового розділення носіїв заряду внаслідок їхньої локалізації на центрах прилипания. В класичних роботах спостерігалися аномальні температурні залежності фоточутливості та ефекти термостимульованої провідності (ТСП) [12]. Ефект збільшення провідності при нагріві структури пов'язаний з термічною активацією носіїв заряду з рівнів прилипания. Важливим здобутком ТСП є можливість знаходження енергетичного спектру рівнів локалізації в структурі відносно зони провідності методом аналізу форми та положення піків.

Особливості електронного спектру та характер позовжнього транспорту носіїв заряду в гетероструктурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  з  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  КТ забезпечують створення на їхній основі інфрачервоних фотодетекторів, в яких використовуються міжзонні та міжрівневі переходи.

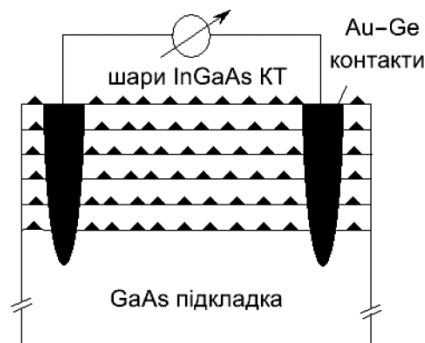
Дослідження центрів прилипання нерівноважних носіїв заряду у гетероструктурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  важливе для глибшого розуміння транспорту носіїв заряду, процесів рекомбінації та інших факторів, що визначають провідність та кінетику. Дослідження процесів оптичного перезарядження локальних рівнів, які лежать в основі ТСП, розкриває шлях підвищення фоточутливості оптичних пристроїв, збільшуючи час життя носіїв заряду в нерівноважному стані.

Дану роботу спрямовано на вивчення впливу глибоких рівнів локалізації на латеральну фотопровідність (ЛФП) гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  з  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  КТ. Дослідження були спрямовані також на визначення глибин залягання глибоких рівнів локалізації в гетероструктурі.

## 2. МАТЕРІЯЛИ І МЕТОДИ

Досліджувані багат шарові низькорозмірні  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ -гетероструктури були вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії. З метою усунення дефектів підложжя  $\text{GaAs}(100)$  закривалося буферним шаром  $\text{GaAs}$ . Шар  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  товщиною  $d_{\text{InGaAs}} = 4$  нм вирощувався на  $\text{GaAs}$  буфері і закривався тонким шаром  $\text{GaAs}$  товщиною  $d_{\text{GaAs}} = 38$  нм. Дана операція повторювалася 17 разів (рис. 1). Структури  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  були вирощені таким чином, що КТ розташувалися ланцюгоподібно. Середня віддаль між ланцюгами КТ — 90 нм. З топограми (рис. 2) атомово-силового мікроскопа Ntegra (NT-MDT) одержано поверхневу густину КТ, яка складає величину порядку  $200 \mu^{-2}$ , середню ширину КТ 40 нм та висоту близько 4 нм.

Для вивчення оптичних переходів у  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ -гетероструктурі в даній роботі використано методу спектроскопії фотоструму за умови нормального падіння збуджувального випромінення. Вимірювання спектральних залежностей ЛФП виконувались на інфрачерво-



**Рис. 1.** Схема структури досліджуваних зразків з  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  КТ та геометрія евтектичних Ge–Au-контактів.

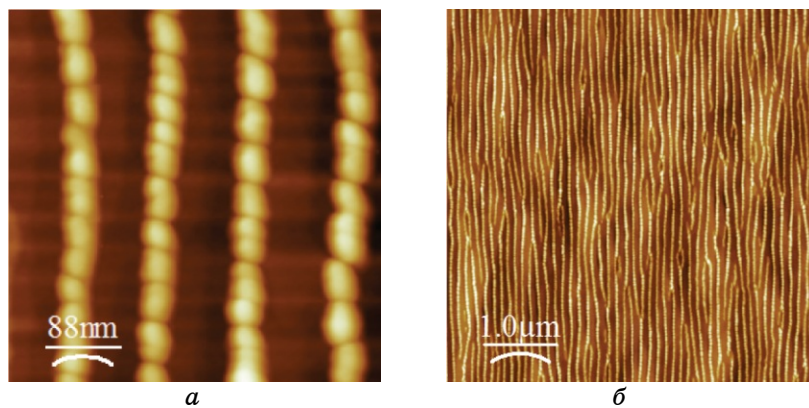


Рис. 2. АСМ-зображення верхнього шару гетероструктури  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ .

ному спектрометрі в діяпазоні енергій фотонів  $h\nu$  від 0,8 еВ до 1,6 еВ. Виміряні спектральні залежності фотоструму виконувалися до сталої кількості квантів збуджувального випромінення за допомогою неселективного піроелектричного приймача. Вимірювання темного струму та фотоструму виконувались з використанням підсилювача струму та стандартної техніки детектування сталого фотоструму в діяпазоні температур від 77 до 290 К. На зразок подавалася напруга  $U = 16$  В.

Омічні контакти діаметром 0,6 мм були сформовані на основі евтектичного стопу Au–Ge на поверхні зразків з епітаксіальними шарами на віддалі 3 мм один від одного. В результаті забезпечувався омічний контакт до кожного епітаксіального шару і GaAs-підкладки (рис. 1).

Мірювання ФЛ виконувалися за стандартною методикою на інфрачервоному спектрометрі в тому ж діяпазоні енергій  $h\nu$  від 0,8 еВ до 1,6 еВ при збудженні лазером з довжиною хвилі 404 нм та потужністю 5 Вт/см<sup>2</sup>. Спектральна ширина щілини в даному діяпазоні вимірювань становила 17 меВ. Температура зразка складала 77 К, як детектор використовувався охолоджуваний Ge-фотоприймач.

Дослідження кінетики зростання фотоструму та релаксації виконувались при 77 К. Зразки збуджувалися монохроматичним світлом з енергією фотонів  $h\nu = 1,235$  еВ протягом 440 с. Після припинення збудження фіксувалася кінетика релаксації фотоструму до виходу на плято ( $\cong 400$  с). Для одержання кривих ТСП, після часткової релаксації фотоструму зразок нагрівався з постійною швидкістю 0,12°C/с до 290 К. ТСП спостерігалася в діяпазоні температур від 77 до 120 К.

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Нижче наведено результати дослідження кінетики фотоструму, кри-

ві термостимульованої провідності та спектри фотопровідності і фотолюмінесценції.

### 3.1. Кінетика фотоструму

Фотострум гетероструктури  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  з КТ при збудженні  $h\nu = 1,235$  еВ зумовлений міжзонними переходами за участю основних станів КТ. Розгортка у часі фотоструму від початку фотозбудження структури до насичу показала довготривалу кінетику його наростання при 77 К (рис. 3, частина I). Спочатку спостерігається відносно швидка кінетика сигналу, де відбувається значне наростання фотоструму, а далі вона стає значно повільнішою.

Електрони та дірки, генеровані внаслідок міжзонних переходів у КТ, є локалізованими в КТ і не можуть брати участь у процесах переносу заряду. Ці носії можуть давати внесок у фотострум, якщо збуджені електронно-діркові пари зазнають просторового розділення за рахунок, наприклад, термопольового переходу електрона в ЗШ. Такого типу переходи розглядаються як просторово непрямі, подібно до тунельних переходів в умовах ефекту Франца–Келдиша або до переходів при термопольовій йонізації домішок (ефект Пуля–Френкеля). В роботах [13–15], зокрема, досліджено вплив процесів термічного викиду на поперечний транспорт та фотолюмінесценцію в гетероструктурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Показано, що термічний викид відбувається переважно в стани ЗШ, а каналами невидпромінної рекомбінації електрон-діркових пар переважно є інтерфейсні стани та дислокації на межах поділу КТ, ЗШ та GaAs. Транспорт носіїв заряду в структурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  відбувається в

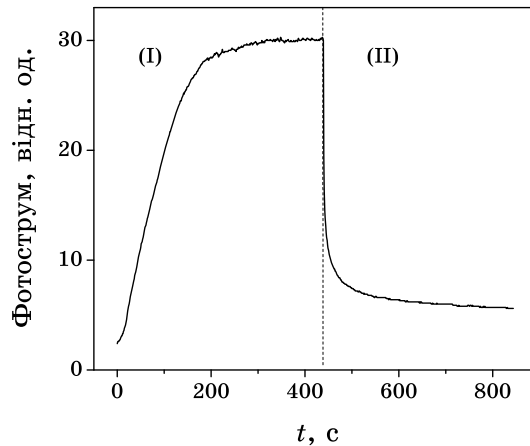


Рис. 3. Кінетика збільшення (частина I) та релаксації (частина II) фотоструму структури  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  при 77 К.

площині ЗШ, який має меншу ширину забороненої зони, ніж монокристалічний GaAs, а відповідно і менші висоти бар'єрів для електронів та дірок.

Очевидно, що швидкість наростання фотоструму визначається добутком темпу генерації вільних носіїв заряду на їхній час життя в зоні провідності ЗШ. Максимум провідності спостерігається тоді, коли локальні рівні під зоною провідності заповнюються носіями заряду.

Після припинення фотозбудження гетероструктури фотострум за час досліду релаксував не повністю (рис. 3, частина II), що вказує на існування внутрішніх потенціальних бар'єрів для носіїв заряду, які впливають на перенесення заряду в процесі збудження. Можна припустити наступний модель «замороженої» фотопровідності. Просторово-непрямі електронні переходи зумовлюють заповнення центрів прилипання і спричиняють зростання темної (нерівноважної) провідності. Центрами прилипання можуть бути незаповнені при даній температурі локальні рівні оточення КТ. Локальні рівні можуть формуватися в близькому оточенні КТ за рахунок дислокації та інших дефектів ґратниці на межі поділу КТ з ЗШ та GaAs (інтерфейс КТ). Надалі будемо називати такі рівні інтерфейсними.

Отже, явище залишкової провідності можна пояснити залишковим просторовим розділенням нерівноважних носіїв заряду між рівнями, де локалізовані дірки (у КТ чи її оточенні), та центрами прилипання, де локалізовані електрони. Електрони, локалізовані на рівнях інтерфейсних станів, беруть участь у провідності за рахунок теплового переходу їх у зону провідності ЗШ. У випадку існування кількох електронних пасток в інтерфейсі в процесі фотозбудження може відбуватися не тільки просторове розділення зарядів електронно-діркової пари, але й оптичне перезарядження електронних пасток [16, 17].

Вплив прилипання носіїв струму на релаксацію фотопровідності описано в роботі [18]. Швидка компонента кінетики спаду ЛФП визначається часом життя вільних носіїв заряду, тобто часом їхнього «осідання» на центри прилипання, а довготривала — часом їхньої рекомбінації зі зв'язаною в КТ діркою.

### 3.2. Температурна залежність термостимульованої провідності

Для одержання значень енергетичного спектру рівнів локалізації носіїв заряду в  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  гетероструктурі з КТ у діапазоні температур від 77 К до 290 К було досліджено ТСП. У загальному випадку форма кривих ТСП досить складна: аналізується початок наростання струму, його максимум, спад, ширина смуги тощо. Пік ТСП з максимумом при 88 К спостерігався в діапазоні температур

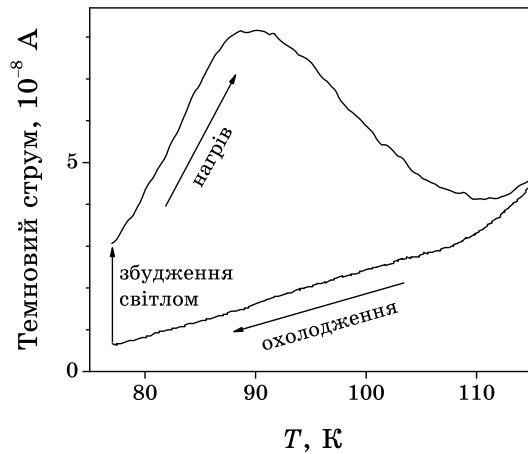


Рис. 4. Температурна залежність ТСП структури  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ .

від 77 К до 125 К (рис. 4). Припустивши, що повторного захоплення (захоплення іншими центрами прилипання) не відбувається, можна оцінити глибину центра прилипання  $E_t$  відносно зони провідності [12]:

$$E_t = 23k_B T_M, \quad (1)$$

де  $k_B$  — Больцманнова стала;  $T_M$  — температура максимуму піка ТСП. Така формула є спрощеною і дає досить високу похибку при оцінці  $E_t$ .

Користуючись виразом (1), визначимо глибину локалізації носія заряду на центри прилипання відносно зони провідності  $E_t = 0,17$  еВ. Зауважимо, що раніше [19] методами нестационарної місткісної спектроскопії глибоких рівнів (DLTS) у  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -гетероструктурах з КТ виявлено неідентифіковану ефективну електронну пастку з глибиною залягання 160 меВ і досить великим перерізом захоплення для електронів  $\sigma_n = 9,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Можливо, тут йдеться про ту ж саму пастку, що виявлена нами методом ТСП.

Вважаючи, що центри прилипання знаходяться в оточенні КТ, цілком можливо, що саме вони визначають характер провідності гетероструктури в збудженому стані. Оскільки досліджувана гетероструктура має центр прилипання для електронів, можна стверджувати, що у збудженому стані КТ має негативно заряджене оточення. Припустивши, що електрони нерівноважної провідності порівну розподілені на КТ на всіх 17-ти шарах структури, можна оцінити заряд, який утримується оточенням однієї КТ.

Повна величина електронного заряду  $Q_n$  в системі, що захоплений на рівні прилипання, визначається як площа під кривою зале-

жності ТСП:

$$Q_n = \int_{t_1}^{t_2} I_{TS}(t) dt = \frac{1}{\beta} \int_{T_1}^{T_2} I_{TS}(T) dT, \quad (2)$$

де  $T_1$  та  $T_2$  — нижня і верхня температурні границі спостереження заряду. Інтегрування дає значення  $Q_n = 0,81 \cdot 10^{-6}$  Кл. Перерахувавши на кількість КТ у структурі, одержуємо заряд оточення однієї КТ  $2,38 \cdot 10^{-17}$  Кл, що становить приблизно 155 електронів.

### 3.3. Дослідження фотопровідності та фотолюмінесценції

Спектральні залежності ЛФП  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  гетероструктури при кімнатній температурі та 77 К наведено на рис. 5. Мінімальна енергія квантів, які зумовлювали фотострум, складала  $0,74 \pm 0,01$  еВ при кімнатній температурі та  $0,24 \pm 0,01$  еВ при 77 К. Різниця між енергіями  $h\nu_{\min}(290 \text{ К})$  і  $h\nu_{\min}(77 \text{ К})$  складає  $\approx 50$  меВ.

В області спектру, де кристалічний GaAs є прозорим ( $h\nu < 1,43$  еВ при 290 К та  $h\nu < 1,51$  еВ при 77 К), нерівноважні носії заряду генеруються внаслідок оптичних переходів за участі станів нанорозмірних  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  КТ або станів інтерфейсу. Залежно від розмірів  $\text{InGaAs}$  КТ та вмісту In змінюється кількість та розташування рівнів у квантовій ямі [1]. За виконаними розрахунками досліджувана структура мала один рівень квантування для електронів у зоні провідності КТ ( $E_{e1}$ ) та два рівні квантування для важких дірок ( $hh$  — heavy hole) у валентній зоні КТ ( $E_{hh1}$  та  $E_{hh2}$ ).

Енергія переходів, яка спостерігається на спектрах ЛФП і відповідає переходам за участю основних станів КТ, складає  $1,17 \pm 0,01$

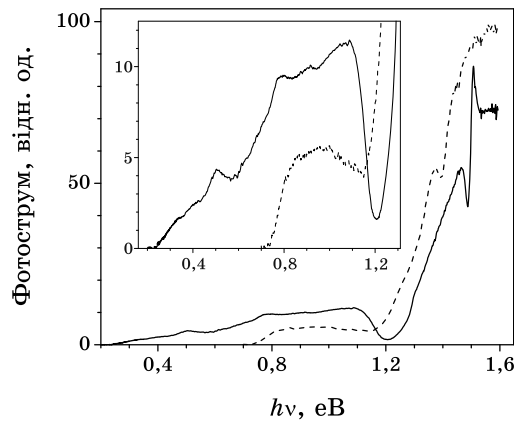


Рис. 5. Спектри ЛФП структури  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  при 290 К та 77 К (крива пунктирна та суцільна відповідно).



еВ при кімнатній температурі та  $1,22 \pm 0,01$  еВ при 77 К (рис. 5). Отже різниця між енергіями основного переходу  $E_{hh1-e1}$  КТ при 77 К та 290 К складає  $\approx 50$  меВ.

Звертає на себе увагу гачкоподібна особливість у спектрі низькотемпературної ФП поблизу краю вбирання GaAs — різкий спад, наростання і знову спад з виходом на плято. Така поведінка може бути зумовлена спектрально селективним нефотоактивним, типу екситонного, вбиранням.

На рисунку 6 наведено спектер ФЛ  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ -гетероструктури з КТ при 77 К. У ФЛ-дослідженнях спостерігався випромінний рекомбінаційний перехід лише за участю основних станів  $E_{hh1}$  та  $E_{e1}$  КТ. Максимум піка ФЛ відповідає енергії  $1,235 \pm 0,01$  еВ. Це значення є енергією переходу основного стану для КТ та у межах похибки збігається зі значеннями, одержаними зі спектрів ЛФП. Переходи за участю збуджених станів не спостерігалися, оскільки в нашому експерименті використовувалися невеликі інтенсивності збуджувального випромінювання. Для спостереження переходів за участю станів з  $n = 2$  та переходів у ЗШ використовують великі інтенсивності збудження ( $> 50$  Вт/см<sup>2</sup>) [7].

На рисунку 5 (вставка) наведено спектер ЛФП у діапазоні до 1,2 еВ. За кімнатної температури ЛФП спостерігається при  $h\nu \geq 0,74$  еВ. Судячи з даних про енергетичний спектер власних дефектів у GaAs на межі поділу  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  [20], ця ЛФП може бути пов'язана з фотойонізацією електронної пастки  $EL2$ . При зниженні температури спектер зазнав зміщення в інфрачервону область спектру. Так, початок фотоструму при 77 К відповідає енергії фотонів  $h\nu \approx 0,24$  еВ (рис. 5). Це узгоджується з даними про електронну пас-

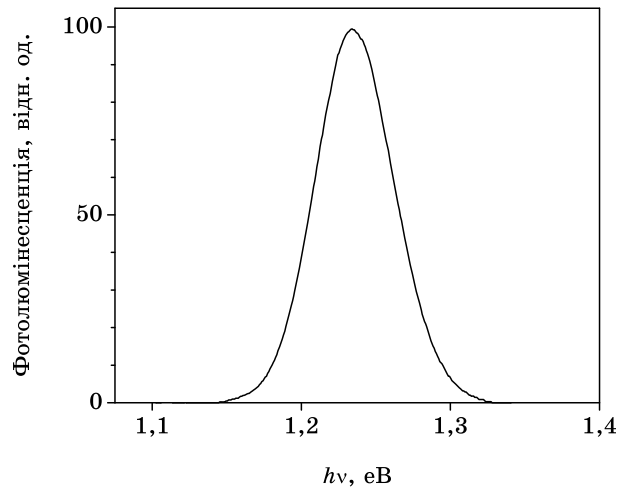


Рис. 6. Спектри ФЛ структури  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  при 77 К.

тку з глибиною залягання 0,28 еВ і перерізом захоплення для електронів  $\sigma_n = 8,03 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ , виявлено методом DLTS для двовимірної гетеросистеми  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{GaAs}$  [21]. Той факт, що цей рівень прилипання не виявлений методом ТСП, свідчить про те, що у рівноважному стані цей енергетичний рівень заповнений, тобто Фермі-ів рівень у гетероструктурі знаходиться вище рівня даної електронної пастки. Фотострум в області  $0,58 \leq h\nu \leq 1,2$  еВ пов'язаний з електронними пастками сімейства  $EL2$  (0,6 еВ та 0,75 еВ) та  $EB2$  (0,9 еВ), дослідженими методом DLTS у роботах [19, 22, 23].

#### 4. ВИСНОВКИ

Гетероструктура  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$  з КТ за температури 77 К виявила довгу кінетику фотоструму та ефект залишкової провідності за відсутності збуджувального випромінювання. Засвідчено існування глибоких локальних рівнів прилипання в структурі, які впливають на перенос заряду в процесі збудження. Температурними дослідженнями встановлено ефект ТСП, а з форми кривої термостимульованого струму одержано значення величини залягання рівня прилипання  $E_{ct} = 0,17$  еВ. Показано, що в збудженому стані КТ має негативно заряджений інтерфейс. Також оцінено заряд  $2,38 \cdot 10^{-17}$  Кл ( $\approx 155$  електронів), що накопичує одна КТ. Методом спектроскопії ЛФП виявлено переходи за участю рівнів електронних пасток інтерфейсу КТ, зокрема, раніше ідентифікованих  $EL2$  та  $EB3$ .

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. D. Bimberg, M. Grudmann, and N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (New York: Wiley: 1999).
2. T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee, and P. M. Petroff, *Science*, **286**: 2312 (1999).
3. H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and P. M. Petroff, *Phys. Rev. Lett.*, **73**: 2252 (1994).
4. L. I. Glazman and R. C. Ashoori, *Science*, **304**: 524 (2004).
5. Q. D. Zhuang, J. M. Li, Y. P. Zeng, L. Pan, Y. H. Chen, M. Y. Kong, and L. Y. Lin, *J. Electronic Materials*, **28**: 503 (1999).
6. M. L. Hussein, W. Q. Ma, and G. J. Salamo, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **776**: Q.11.29.1-11.29.4 (1999).
7. O. Rubel, P. Dawson, S. D. Baranovskii, K. Pierz, P. Thomas, and E. O. Göbel, *Phys. Stat. Sol. (c)*, **3**: 2397 (2006).
8. Yu. I. Mazur, Zh. M. Wang, H. Kissel, Z. Ya. Zhuchenko, M. P. Lisitsa, G. G. Tarasov, and G. J. Salamo, *Semicond. Sci. Technol.*, **22**: 86 (2007).
9. V. V. Strelchuk, Yu. I. Mazur, Zh. M. Wang, M. Schmidbauer, O. F. Kolomys, M. Ya. Valakh, M. O. Manasreh, and G. J. Salamo, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, **19**: 692 (2008).
10. В. С. Вавилов, П. К. Эфимиу, Дж. Е. Зардас, *Успехи физ. наук*, **169**: 209

- (1999).
11. М. К. Шейнкман, А. Я. Шик, *ФТП*, **10**: 209 (1976).
  12. А. Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (Москва: Мир: 1977).
  13. D. P. Popescu, P. G. Eliseev, A. Stintz, and K. J. Malloy, *Semicond. Sci. Technol.*, **19**: 33 (2004).
  14. W.-H. Chang, T. M. Hsu, C. C. Huang, S. L. Hsu, C. Y. Lai, N. T. Yeh, T. E. Nee, and J.-I. Chyi, *Phys. Rev. B*, **62**: 6959 (2000).
  15. J. L. Casas Espinola, M. Dybic, S. Ostapenco, T. V. Torchynska, and G. Polupan, *J. Phys.: Conference Series*, **61**: 180 (2006).
  16. О. В. Вакуленко, М. П. Лисица, *Оптическая перезарядка примеси в полупроводниках* (Киев: Наукова думка: 1992).
  17. В. И. Борисов, В. А. Сабликов, И. В. Борисова, А. И. Чмиль, *ФТП*, **33**: 68 (1999).
  18. Е. А. Сальков, *Основы полупроводниковой электроники* (Киев: Наукова думка: 1988).
  19. S. W. Lin, C. Balocco, M. Missous, A. R. Peaker, and A. M. Song, *Phys. Rev. B*, **72**: 165302 (2005).
  20. T. Asano, Z. Fang, and A. Madhukar, *J. Appl. Phys.*, **107**: 073111 (2010).
  21. Y. Takanashi and N. Kondo, *J. Appl. Phys.*, **85**: 633 (1999).
  22. J. S. Kim, E. K. Kim, W. J. Choi, J. D. Song, and J. I. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**: 5575 (2006).
  23. G. M. Martin, A. Mitonneau, and A. Mircea, *Electron. Lett.*, **13**: 191 (1977).