

**С.І. Круковський<sup>2</sup>, А.В. Сукач<sup>1</sup>,  
В.В. Тетьоркін<sup>1</sup>, І.О. Мрихін<sup>2</sup>, Ю.С. Михащук<sup>2</sup>**

## **ВЛАСТИВОСТІ ПОДВІЙНИХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДІВ $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP, ОТРИМАНИХ ЗА РІЗНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ РЕЖИМІВ**

Методом рідинно-фазної епітаксії вирощено подвійні гетеропереходи  $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP і з'ясовано взаємозв'язок між технологічними режимами вирощування та їх фізичними властивостями. Показано, що використання цинку як легувальної акцепторної домішки InP спричиняє формування дифузійного  $p$ - $n$ -переходу в шарі  $n$ -InGaAsP. Досліджено механізми проходження темного струму в інтервалі температур 77–378 К і виявлено, що за температур 77–250 К реалізуються тунельні струми за прямих та зворотних напруг зміщення. За температур  $T > 290$  К переважає генераційно-рекомбінаційний струм. Показано, що найбільш імовірною причиною тунельного струму є наявність дислокацій невідповідності в шарі InGaAsP, генерованих у процесі вирощування гетеропереходів.

**Ключові слова:** подвійний гетероперехід, тунельний струм, дислокація, інфрачервоний.

### **ВСТУП**

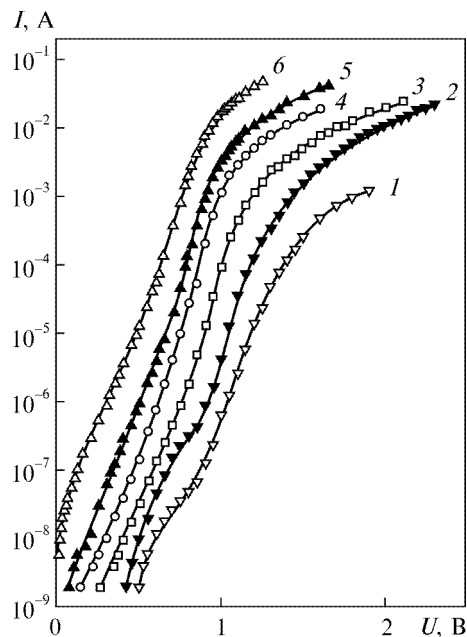
Незважаючи на суттєвий прогрес у технології вирощування подвійних гетеропереходів (ПГ)  $p^+$ -InP/ $n$ ( $p$ )-InGaAsP/ $n$ -InP [1] і розробці на їх базі оптоелектронних приладів [2–4], актуальним залишається вирішення проблем з відтворюваності складу і електрофізичних параметрів активної InGaAsP-області, зменшення впливу фонових домішок на концентрацію основних носіїв заряду в ній, з'ясування механізмів деградації і природи надлишкових темнових струмів у таких структурах [1–5]. Використання рідкісноземельних елементів (РЗЕ) у технології ПГ дає можливість відтворювано отримувати концентрацію основних носіїв заряду в активній області  $\leq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [6–8]. Проте використання РЗЕ під час вирощування фосфоровмісних сполук (InP, InGaAsP та ін.) пов'язане з подоланням технологічних проблем, обумовлених високою хімічною активністю РЗЕ стосовно фосфору з можливим утворенням хімічних сполук, унаслідок чого може порушитися фазова рівновага між розчином-розплавом і підкладкою. Ще однією технологічною проблемою у використанні РЗЕ під час вирощування структур InP/InGaAsP методом РФЕ є встановлена у праці [8] їх гранична концентрація, перевищення якої у розплаві індію призводить до суттєвого погіршення структурно-морфологічної якості шарів InGaAsP.

Мета праці — з'ясування взаємозв'язку між технологічними режимами вирощування ПГ  $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP методом РФЕ з використанням РЗЕ та їх електрофізичними і фотоелектричними властивостями.

### **ЗРАЗКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ**

Епітаксійні шари InP та InGaAsP вирощувались методом РФЕ у графітовій слайдерній касеті з розплаву індію чистотою 99,9999 на підкладках  $n^+$ -InP з концентрацією електронів  $n^+ \approx 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> і кристалографічною орієнтацією робочої поверхні (100). Температура початку епітаксії для шарів InP становила 680, а для шарів InGaAsP 650 °С. Кристалі-

Рис. 1. Прямі ВАХ за температур, К: 1 — 77; 2 — 144; 3 — 231; 4 — 288; 5 — 320; 6 — 378



зачія шарів здійснювалась із переохолодженого розчин-розплаву за швидкості охолодження  $0,8 \text{ }^\circ\text{C/хв}$ . Необхідні для очищення шарів від фонових домішок елементи — алюміній та ітербій — додавались у шихту перед завантаженням у касету. Для насичення розплавів по фосфору використовувався полікристалічний порівняно чистий InP з концентрацією електронів  $\sim (5-7) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $T = 300 \text{ К}$ ).

Гомогенізація розчин-розплаву відбувалась упродовж  $1,5-2,0$  год в атмосфері очищеного паладієвими фільтрами водню з точкою роси  $-70 \text{ }^\circ\text{C}$ . Безпосередньо перед початком нарощування шару поверхня підкладки підрозчинялась у недонасиченому розплаві індію. Товщини автоепітаксійних шарів становили  $5-7 \text{ мкм}$  з концентрацією електронів  $(5-7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  та рухливістю  $1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  за  $T = 300 \text{ К}$ . За буферним автоепітаксійним InP-шаром вирощувався шар сполуки *n*-InGaAsP ( $E_g \approx 1,17 \text{ eV}$ ) з концентрацією електронів  $(1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і товщиною  $3-4 \text{ мкм}$ . У подальшому на шарі сполуки InGaAsP вирощувався легований цинком емітерний шар *p*<sup>+</sup>-InP товщиною  $2-3 \text{ мкм}$  з концентрацією дірок  $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Як омичний контакт до *p*-InP використовувався сплав In—Zn з вмістом цинку  $3 \%$ , а для *n*-InP — чистий індій. Контактні площадки наносились термовакуумним методом з наступною термообробкою в атмосфері очищеного водню за температури  $\sim 400 \text{ }^\circ\text{C}$  упродовж  $3-5$  хв. Технологія виготовлення омичного контакту до InP відпрацьовувалась попередньо на зразках *n*- та *p*-типу провідності.

Для виготовлення мезаструктур використовувався травильник: соляна кислота + оцтова кислота + пероксид водню у співвідношенні  $1:2:1$ . У спеціально проведених дослідженнях виявлено відсутність поверхневої провідності мезаструктури з використанням такого травильника. Активна площа мезаструктури становила  $(2,5-3,0) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ , діаметр верхнього точкового контакту не перевищував  $0,15 \text{ мм}$ , а нижній був суцільним.

Темнові ВАХ вимірювались з постійного струму в інтервалі температур  $77-378 \text{ К}$ , причому температура зразка підтримувалась з точністю  $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ . Розподіл основних носіїв заряду на гетеромежі контролювався методом високочастотних ( $1 \text{ МГц}$ ) вольт-фарадних характеристик (ВФХ). Вимірювання спектрального розподілу ампер-ватної чутливості зразків здійснювалося в режимі струму короткого замикання.

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Для з'ясування характеру розподілу основних носіїв заряду на межі потенціального бар'єру ПГ виконано вимірювання високочастотних ВФХ. Експериментальні результати лінеаризувались у координатах  $C^{-2}-U$  за зворотних напруг зміщення  $0 < U \leq 1,5 \text{ В}$ , причому ємнісна

напруга відсічки становила  $U_C = 1,4-1,5$  В, що перевищує ширину забороненої зони InP ( $E_g \approx 1,35$  еВ) за  $T = 300$  К [9]. Таке високе значення  $U_C$  може зумовлюватись впливом як послідовного опору, так і глибоких центрів, локалізованих в області просторового заряду (ОПЗ) гетероструктури на ВФХ [10, 11]. За нахилом лінійної ділянки ВФХ, побудованої в координатах  $C^2-U$ , оцінено значення ефективної концентрації основних носіїв заряду в квазінейтральній області:  $N_{\text{эф}} \approx (7 \pm 0,5) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> за  $T = 295$  К, що вказує на формування компенсованої області на гетеро-межі. Товщина ОПЗ за нульової напруги зміщення становила  $\sim 0,57$  мкм.

Результати вимірювань прямих ВАХ ПГ в інтервалі температур 77—378 К наведено на рис. 1. Експериментальні результати аналітично можливо описати виразом

$$I = I_{01} \exp(eU / E_0) + I_{02} \exp\left(\frac{eU - IR_S}{\beta kT}\right), \quad (1)$$

де  $I_{01}$ ,  $I_{02}$  — передекспоненціальні множники для першої та другої експоненціальних ділянок;  $E_0$  — характеристична енергія;  $R_S$  — послідовний опір;  $\beta$  — коефіцієнт неідеальності. Результати обробки прямих ВАХ за виразом (1) подано в таблиці. На підставі аналізу цих результатів можна дійти такого висновку. Значення характеристичної енергії  $E_0$  в інтервалі температур 77—266 К майже не залежить від температури, а за  $T > 266$  К — збільшується. Залежність  $I_{01}(T^{-1})$  в інтервалі температур 288—378 К є активаційною з енергією активації  $\Delta E \approx 0,68$  еВ, що отримано з наведених експериментальних результатів в координатах  $\lg I_{01} - T^{-1}$ , а за  $T < 266$  К вона є безактиваційною. Аналогічна закономірність існує і для залежності  $I_{02}(T^{-1})$ .

Для другої експоненціальної ділянки ВАХ в інтервалі температур 288—378 К значення  $\beta$  зменшується від 2,0 до 1,7 (див. таблицю) і цей факт, разом з тим, що значення енергії активації залежності  $I_{02}(T^{-1})$  для цього самого інтервалу температур становить  $\sim E_g / 2$  для сполуки InGaAsP за температури абсолютного нуля, однозначно вказує на реалізацію генераційно-рекомбінаційної складової темнового струму. За  $T \leq 266$  К коефіцієнт  $\beta > 2$ , що з урахуванням безактиваційного характеру залежності  $I_{02}(T^{-1})$ , свідчить про реалізацію тунельної компоненти струму. Порівняно високі значення шунтувального опору  $R_{\text{ш}}$  ПГ, які визначались за диференціальним опором зворотних ВАХ за напруги зміщення  $U \approx 2$  В, а також його зростання зі зниженням температури вказують на мінімальний вплив поверхневої провідності мезаструктури на результати вимірювань. Про досить високу інжекційну здатність потенціального бар'єра виготовлених структур свідчить і максимальне значення коефіцієнта ви-

**Параметри прямої ВАХ**

Температура, К	$I_{01}$ , А	$E_0$ , меВ	$I_{02}$ , А	$\beta$	$R_S$ , Ом	$R_{\text{ш}}$ , Ом	$\alpha$
378	$2,5 \cdot 10^{-8}$	80,5	$3,6 \cdot 10^{-10}$	1,7	7,4	$1,5 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^4$
320	$1,2 \cdot 10^{-9}$	74,5	$4,0 \cdot 10^{-12}$	1,8	11,7	$3,4 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^5$
266	$5,5 \cdot 10^{-11}$	69,8	$2,8 \cdot 10^{-12}$	2,3	16,7	$5,4 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^5$
231	$3,5 \cdot 10^{-11}$	72,0	$3,0 \cdot 10^{-13}$	2,6	17,2	$6,5 \cdot 10^7$	$4,8 \cdot 10^5$
144	$7,1 \cdot 10^{-12}$	69,2	$2,8 \cdot 10^{-14}$	4,3	16,8	$8,9 \cdot 10^7$	$5,0 \cdot 10^5$
77	$1,8 \cdot 10^{-12}$	70,1	$3,0 \cdot 10^{-14}$	9,0	—	$1,4 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^5$

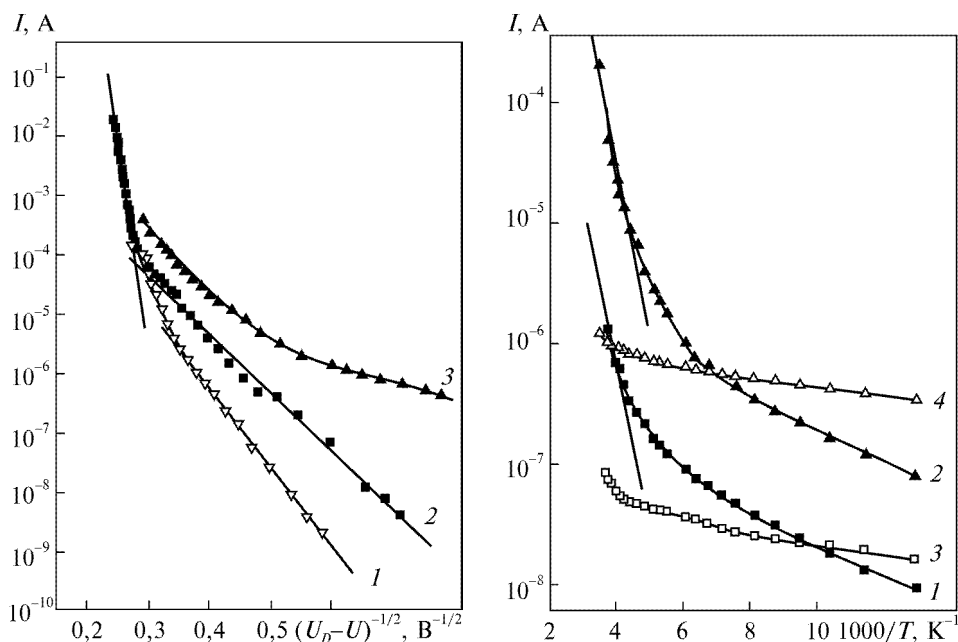


Рис. 2. Зворотні ВАХ за температур, К: 1 — 77; 2 — 288; 3 — 378

Рис. 3. Температурні залежності прямого (1, 2) та зворотного (3, 4) темнових струмів за напруг зміщення, В: 1 — 0,5; 2 — 0,9; 3 — 3; 4 — 5

прямлених  $\alpha$ . Зауважимо також, що за  $T = 77$  К структура переходить у більш низькоомний стан у разі досягнення значень струму  $\sim 2$  мА, а ВАХ набуває S-подібної форми, що не дає змоги визначити  $R_S$ . Такий характер ВАХ може пояснюватися перезарядженням глибоких центрів у компенсованій області.

Поширеним методом дискримінації тунельного струму в бар'єрних структурах при зворотних зміщеннях є подання ВАХ у координатах  $\lg I - (U_D - U)^{-1/2}$  [12]. На рис. 2 наведено зворотні ВАХ у вказаних координатах, з яких видно задовільну лінеаризацію експериментальних результатів у межах трьох порядків зміни темнового струму (криві 1, 2). При цьому за менших зміщень лінійна ділянка темнового струму може бути обумовлена тунелюванням носіїв за участю дефектів (включаючи дислокації), а за більших — міжзонним тунелюванням [13—16]. Відсутність лінеаризації ВАХ за високої температури (крива 3) свідчить про переважаючий внесок генераційної компоненти в темновий струм.

Температурні залежності темнового струму ПГ за  $U = \text{const}$  як за прямих, так і зворотних напруг зміщення наведено на рис. 3. Активізаційний характер ВАХ чітко спостерігається за  $T > 250$  К за прямих напруг зміщення (криві 1, 2) з енергією активації  $\Delta E \approx 0,65$  еВ, а безактивізаційний — за  $T \leq 250$  К як за прямих (криві 1, 2), так і зворотних (криві 3, 4) напруг зміщення.

Результати вимірювань спектрального розподілу fotocутливості та спектра електролюмінесценції ПГ наведено на рис. 4. Нетривіальним порівняно з очікуваним є спектр fotocутливості (крива 1). Для активної області структури, що збігається з межею гетеропереходу  $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP, очікуваний спектр fotocутливості повинен бути неселективним, а з урахуванням «ефекту вікна» у гетеропереходах спектральна область порівняно однорідної fotocутливості має становити  $\Delta\lambda \approx 0,92$ — $1,06$  мкм [17]. Селективний характер кривої 1 свідчить про те, що активна fotocутлива область структури і межа гетеропереходу  $p^+$ -InP/

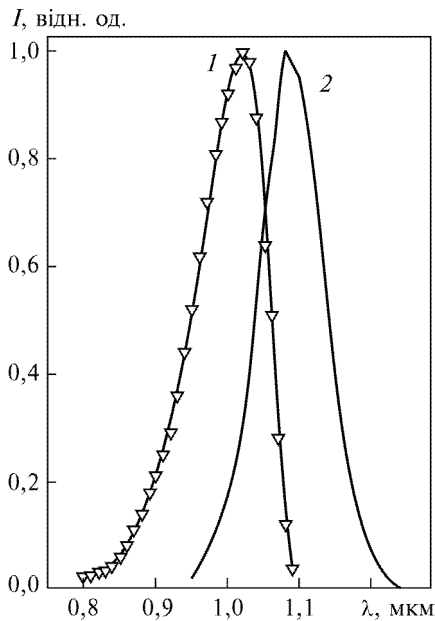


Рис. 4. Спектральний розподіл fotocутливості ПГ  $p^+ \text{-InP}/p\text{-}n\text{-InGaAsP}/n\text{-InP}$  (1) та спектр електролюмінесценції (2) за постійної густини струму  $14,1 \text{ А/см}^2$  за  $T = 295 \text{ К}$

$n\text{-InGaAsP}$  не збігаються. Найімовірнішою причиною такої розбіжності може бути дифузія цинку з епітаксійного шару  $p^+\text{-InP:Zn}$  в область  $n\text{-InGaAsP}$  з формуванням у ній  $p\text{-}n$ -переходу у процесі вирощування ПГ. Досить висока концентрація основних носіїв заряду в  $n\text{-InGaAsP}$  ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) вимагає для формування  $p$ -області також високої концентрації легувальної акцепторної домішки цинку, що обумовлює у квазінейтральних областях  $\text{InGaAsP}$   $p\text{-}n$ -переходу малий ефективний час життя [18], та малі довжини дифузії нерівноважних носіїв заряду ( $< 1 \text{ мкм}$ ). У випадку, коли глибина залягання  $p\text{-}n$ -переходу  $l$  більша, ніж довжина дифузії нерівноважних електронів  $L_n$  в  $p\text{-InGaAsP}$ , утворюється нефоточутливий шар товщиною  $l - L_n$ , що зумовлює селективний характер спектра з  $p\text{-}n$ -переходом в  $\text{InGaAsP}$ , тобто формується ПГ типу  $p^+\text{-InP}/p\text{-}n\text{-InGaAsP}/n\text{-InP}$ . Довгохвильовий спад спектра fotocутливості структури спричинено спектральною залежністю фундаментального поглинання в  $\text{InGaAsP}$ , а короткохвильовий — поглинанням випромінювання в нефотоактивній області  $p\text{-InGaAsP}$ . Зазначимо, що довжина хвилі, яка відповідає довгохвильовому напівспаду спектра fotocутливості, становить  $\lambda_c \approx 1,06 \text{ мкм}$  і узгоджується з шириною забороненої зони  $E_g \approx 1,17 \text{ еВ}$  сполуки  $\text{InGaAsP}$  за  $T = 295 \text{ К}$ . Важлива властивість спектральної fotocутливості ПГ — відсутність зміни полярності сигналу фотоструму в спектральному діапазоні  $\Delta\lambda = 0,9\text{—}1,1 \text{ мкм}$ . Цей факт вказує на те, що на гетеромежі ізотипного гетеропереходу  $n\text{-InP}/n\text{-InGaAsP}$  густина поверхневих станів є досить малою, а також на відсутність потенціального бар'єра на контактах. За великої густини поверхневих станів на гетеромежі енергетичну зонну діаграму ізотипного гетеропереходу можна подати у вигляді двох діодів Шоттки, ввімкнених назустріч один одному [19]. У цьому випадку полярність фотосигналу в довгохвильовій області  $\lambda > 1,05 \text{ мкм}$  повинна змінити знак. Аналогічний ефект має спостерігатися і за наявності бар'єру на контактах. Освітленість ПГ зі сторони  $p^+\text{-InP}$  призводить до генерації на освітлюваному контакті позитивної полярності фотоЕРС, що відповідає як енергетичній діаграмі  $p^+\text{-InP}/n\text{-InGaAsP}/n\text{-InP}$  гетеропереходу, так і  $p^+\text{-InP}/p\text{-}n\text{-InGaAsP}/n\text{-InP}$ .

Загальний вигляд спектра електролюмінесценції ПГ за густини постійного струму живлення  $\sim 14,1 \text{ А/см}^2$  подано на рис. 4 кривою 2. Максимум спектра електролюмінесценції становить  $\lambda_{\text{max}} \approx 1,08 \text{ мкм}$ , а енергетична півширина спектра  $\sim 120 \text{ меВ}$  відповідає умові селективності. Зазначимо, що спектр електролюмінесценції є асиметричним з більш плавним зменшенням його інтенсивності в довгохвильовій області  $\lambda > \lambda_{\text{max}}$ . Така асиметрія спектра може пояснюватись самопоглинанням короткохвильового випромінювання в  $\text{InGaAsP}$ , що здатне змістити положення максимуму спектра в більш довгохвильову область порівняно з очікува-

ним значенням  $\lambda_{\max} = 1,06$  мкм. За струму 50 мА досягнута потужність випромінювання 0,37 мВт, причому залежність потужності ІЧ-випромінювання від струму живлення має степеневий характер з показником  $\sim 1,3$ .

## ВИСНОВКИ

1. З'ясовано взаємозв'язок між технологічними режимами вирощування подвійних гетеропереходів  $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP методом рідинно-фазної епітаксії та їх фізичними властивостями. Показано, що використання цинку як легувальної акцепторної домішки InP спричиняє формування дифузійного  $p$ - $n$ -переходу в шарі  $n$ -InGaAsP, що зумовлює зміщення максимуму спектра електролюмінесценції у довгохвильову область ( $\lambda_{\max} = 1,08$  мкм), а також зменшення потужності ІЧ-випромінювання.

2. Досліджено механізми проходження темного струму в інтервалі температур 77–378 К і виявлено, що за температур 77–250 К реалізуються тунельні струми за прямих та зворотних напруг зміщення. За температур  $T > 290$  К переважає генераційно-рекомбінаційний струм. Показано, що найімовірнішою причиною тунельного струму є наявність дислокацій невідповідності в шарі InGaAsP, генерованих у процесі вирощування гетеропереходів.

**S.I. Krukovsky, A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin,  
I.O. Mrykhin, Yu.S. Mykhashchuk**

### **PROPERTIES OF $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP DOUBLE HETEROJUNCTIONS GROWN AT DIFFERENT TECHNOLOGICAL REGIMES**

The double heterojunctions  $p^+$ -InP/ $n$ -InGaAsP/ $n$ -InP are grown by liquid-phase epitaxy method and the relationship between technological regimes and their physical properties is established. It is shown that the use of zinc as an acceptor impurity in InP causes the formation of the diffusion  $p$ - $n$  junction in  $n$ -InGaAsP. The carrier transport mechanisms are investigated in the temperature range 77–378 K and it is found that at temperature 77–250 K the tunnel current is realized at direct and reverse biases. At a temperature  $T > 290$  K the generation-recombination current dominates. It is shown that most likely the reason for the tunneling current is the presence of mismatch dislocations in InGaAsP layer generated in heterojunctions during their growing.

**Keywords:** double heterojunction, tunneling current, dislocation, infrared.

1. *Получение гетероструктур InP/InGaAsP/InP методом жидкофазной эпитаксии и раздельное приготовление растворов-расплавов / М.Г. Васильев, А.М. Васильев, Д.М. Вилк и др. // Изв. РАН. Неорган. матер. — 2007. — 43, № 7. — С. 775–780.*
2. *Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. — Ленинград: Наука, 1990. — 256 с.*
3. *Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур ( $\lambda = 1,3$ – $1,6$  мкм) / А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин и др. // ФТП. — 2002. — 36, № 11. — С. 1393–1399.*
4. *Мощные диодные лазеры ( $\lambda = 1,7$ – $1,8$  мкм) на основе асимметричных квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур раздельного ограничения / А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова и др. // Там же. — 2009. — 43, № 12. — С. 1646–1649.*
5. *Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Туннельно-рекомбинационные токи в неидеальных гетероструктурах InGaAsP/InP // Там же. — 1994. — 28, № 6. — С. 1027–1031.*
6. *Гореленок А.Т., Каманин А.В., Шмидт Н.М. Редкоземельные элементы в технологии  $A^{III}B^V$  и приборов на их основе // Там же. — 2003. — 37, № 8. — С. 922–940.*
7. *Characterization of InP and GaInAsP layers prepared by liquid-phase epitaxy using holmium doping and gettering / O. Prochazkova, J. Oswald, J. Zavadil et al. // Mat. Sci. and Engineering (B). — 1997. — 44, N 2. — P. 160–163.*

8. Круковский С.И. Комплексно-легированные эпитаксиальные структуры InP/InGaAsP для оптоэлектроники // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2006. — № 2. — С. 27—31.
9. Стрельченко С.С., Лебедев В.В. Соединения A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>. Справочник. — М.: Metallurgia, 1984. — 144 с.
10. Константинов О.В., Мезрин О.А. Влияние последовательного сопротивления диода Шоттки на его эффективную емкость // ФТП. — 1983. — 17, № 2. — С. 305—311.
11. Берман Л.С. Емкостные методы исследований полупроводников. — Л.: Наука, 1972. — 104 с.
12. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы метал—полупроводник. — М.: Мир, 1975. — 432 с.
13. Влияние несоответствия постоянных решетки на квантовый выход излучательной рекомбинации гетероструктур / В.Е. Уманский, С.Г. Конников, Д.З. Гарбузов и др. // ФТП. — 1982. — 16, № 8. — С. 1496—1499.
14. Токи туннельного типа в *p-n*-гетероструктурах InGaAsP/InP / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // Там же. — 1984. — 18, № 6. — С. 1034—1038.
15. Влияние несоответствия параметров решеток на *I-U*-характеристики InGaAsP/InP *p-n*-гетероструктур / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // Там же. — 1984. — 18, № 8. — С. 1413—1416.
16. Обратные токи в *p-n*-гетероструктурах InGaAsP/InP / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // Там же. — 1984. — 18, № 11. — С. 2036—2040.
17. Исследование токов утечки планарных *p-n*-переходов в InP и *p-i-n*-структур на основе InGaAs/InP / В.М. Андреев, А.Т. Гореленок, М.З. Жингарев и др. // Там же. — 1985. — 19, № 4. — С. 668—673.
18. Рекомбинационные процессы в InGaAsP/InP ДГС с  $\lambda = 1 \div 1,5$  мкм / Д.З. Гарбузов, В.В. Агаев, З.П. Соколова и др. // Там же. — 1984. — 18, № 6. — С. 1069—1076.
19. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. — М.: Советское радио, 1979. — 232 с.

<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.Є. Лашкарьова  
НАН України  
Проспект Науки, 41  
03028 Київ

Отримано 15.04.2011

<sup>2</sup> НВП «Карат»  
Вул. Стрийська, 202  
79031 Львів