

**А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.Т. Ворощенко,
М.Ю. Кравецький, В.І. Лук'яненко,
І.Г. Луцишин**

ЗВОРОТНІ ВАХ ТА МЕХАНІЗМИ ПРОТІКАННЯ СТРУМУ В InAs-ФОТОДІОДАХ

Досліджено механізми протікання струму у разі зворотних напруг зміщення в InAs p – n -переходах, виготовлених дифузією кадмію в підкладки n -типу провідності. Показано, що в інтервалі температур 162–291 К і за напруг зворотного зміщення $\leq 0,4$ В спостерігається дифузійний механізм протікання струму. За нижчих температур $T < 162$ К у дослідженому діапазоні напруг зміщення переважає тунельний струм. Запропоновано модель протікання зворотного тунельного струму за участю протяжних локальних дефектів, що перетинають активну область p – n -переходів, яка задовільно пояснює експериментальні результати.

Ключові слова: InAs-фотодіоди, механізми протікання струму, тунельний струм, дислокації.

ВСТУП

Арсенід індію та тверді розчини на його основі є базовим матеріалом для виготовлення приймачів й інжекційних джерел інфрачервоного випромінювання для спектрального діапазону 3–5 мкм [1–7]. Незважаючи на те, що у цьому спектральному діапазоні використовуються фотоприймачі на основі сполук A_2B_6 та A_4B_6 [1], перевагою матеріалів на основі InAs є їх вища стабільність та технологічність, а також можливість виготовляти як інжекційні джерела, так і приймачі інфрачервоного випромінювання.

Досить якісні InAs-фотодіоди виготовляються низкою комерційних виробників [4, 5], проте проблема поліпшення основних технічних параметрів і характеристик, а також стабільності (для джерел випромінювання) залишається актуальною. Наприклад, у комерційних охолоджуваних InAs-фотодіодах досягнута монохроматична ($\lambda = 3,0$ мкм) амперватна чутливість становить 1,3–1,5 А/Вт [4, 5], тоді як теоретично можливе значення $\sim 2,4$ А/Вт [3]. Такий висновок можна зробити і стосовно параметра R_0A (добуток диференційного опору фотодіода за нульової напруги зміщення на активну площу A). У комерційних фотодіодах R_0A ($T = 77$ К) $\approx 8 \cdot 10^3$ Ом \cdot см² [4], а у праці [6] повідомляється про досягнення значення цього параметра $\geq 1 \cdot 10^6$ Ом \cdot см², причина таких розбіжностей авторами не досліджувалась. Подані факти свідчать про наявність причин, які зумовлюють надлишкові темнові струми у охолоджуваних комерційних фотодіодах. Слід зазначити також відсутність на комерційному ринку лавинних InAs-фотодіодів, на перспективу розробки яких вказувалось ще у працях [9–11], що додатково може свідчити про проблемність виготовлення InAs p – n -переходів з лавинним пробоем. Усі наведені тут аргументи вказують на актуальність з'ясування механізмів перенесення заряду InAs в p – n -переходах у разі зворотного зміщення.

Мета цієї праці — дослідження механізмів проходження струму в InAs-фотодіодах у разі зворотного зміщення, а також з'ясування причин, які зумовлюють надлишкові темнові струми.

© А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.Т. Ворощенко, М.Ю. Кравецький, В.І. Лук'яненко, І.Г. Луцишин, 2011

ЗРАЗКИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Дифузійні InAs p — n -переходи виготовлялись закритим способом у кварцових вакуумованих ампулах. Як дифузанти використовували попередньо синтезовану сполуку CdAs₂, тим самим суттєво запобігаючи ревіпаруванню миш'яку з поверхні підкладок і поліпшуючи відтворюваність технологічного процесу виготовлення p — n -переходів. Монокристалічний зливок n -InAs, вирощений в АТ «Чисті метали» (м. Світловодськ), розрізали на пластини товщиною ~ 1 мм. Після механічного шліфування і полірування залишковий порушений шар видаляли методом хіміко-динамічного полірування з використанням протравлювача складу 2 % Br₂ в HBr. Морфологія поверхні та структурна досконалість підготовлених таким чином підкладок контролювались вимірюванням шорсткості поверхні і напівширини кривих коливання рентгенівського дифракційного відбиття, які становили $R_z \approx 0,05$ — $0,07$ мкм та $\Omega \approx 25$ — $27''$ (кутових секунд). Концентрація і рухливість електронів у вихідних підкладках n -InAs за $T = 77$ К дорівнювали $n \approx (1$ — $2) \cdot 10^{16}$ см⁻³ та $\mu_n \approx (3$ — $4) \cdot 10^4$ см²/(В · с). Густина дислокацій становила $(2$ — $4) \cdot 10^4$ см⁻².

Процес дифузії акцепторної домішки кадмію в підкладки InAs здійснювався за температури ~ 600 — 620 °С упродовж 15 хв в ізотермічному режимі. Поверхня зразків після дифузійного легування мала дзеркальний вигляд з $R_z \approx 0,08$ — $0,1$ мкм. Напівширина кривих коливання не перевищувала 29—30'', що свідчило про відсутність структурно порушених приповерхневих шарів, зумовлених виділенням кадмію у другу фазу унаслідок досягнення граничної розчинності, що спостерігалось, наприклад, у праці [12] за температури дифузії >650 °С. Глибина залягання p — n -переходів становила $\sim 14 \pm 0,5$ мкм. Визначалась вона методом пошарового травлювання p -області переходів на стадії виготовлення мезаструктур з подальшим вимірюванням полярності термоЕРС. Зразки виготовлялись з однаковою площею мезаструктури $A \approx 9 \cdot 10^{-2}$ см², а товщина бази p — n -переходів становила ~ 600 мкм. Для виготовлення мезаструктур використовувався полірувальний травильник того самого складу, що і у разі хіміко-динамічної обробки підкладок. Омичні контакти до p -InAs наносились майже на всю поверхню мезаструктури методом термічного вакуумного напилювання тонких шарів цинку й індію, а також індію на поверхню підкладок n -InAs з наступною термообробкою у атмосфері очищеного водню [13]. ВАХ вимірювались методом постійного струму в інтервалі температур 77—295 К, а високочастотні ($f = 1$ МГц) вольт-фарадні характеристики (ВФХ) за $T = 77$ К.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Вимірюванням ВФХ ($T = 77$ К) було встановлено, що експериментальні результати лінеаризуються в координатах C^{-2} — U , і цей факт свідчить про різкий характер розподілу легувальної домішки на межі p — n -переходів. За нахилом лінійної ділянки $C^{-2}(U)$ оцінено ефективну концентрацію основних носіїв заряду у квазінейтральних областях: $N_{\text{эф}} = (N + P)/N \cdot P \approx (3,6 \pm 0,1) \cdot 10^{15}$ см⁻³ (N , P — концентрації електронів і дірок відповідно у n - та p -області p — n -переходів). Ємнісна напруга відсічки становила $U_C = 0,7$ — $0,8$ В, що перевищувало максимальне її значення $U_C = E_g/e \approx 0,42$ В ($T = 77$ К) і вказувало на можливий вплив на результати вимірювань ВФХ як послідовного опору, так і ємності глибоких рівнів, локалізованих в області просторового заряду (ОПЗ) InAs p — n -переходів [14, 15].

Зазначимо, що оцінка $N_{\text{эф}}$ з вимірювань ВФХ для різних $p-n$ -переходів не пояснює типу легування — симетричного чи асиметричного, а отже, і переважної локалізації їх ОПЗ. Для з'ясування цього питання пропонується вивчення залежності експериментальних значень дифузійного потенціалу eU_D InAs $p-n$ -переходу від температури і порівняння цієї залежності з теоретичними залежностями $eU_D = f(T)$, розрахованими за виразом $eU_D = kT \ln[(NP)/n_i^2]$, де n_i — концентрація власних носіїв заряду. Збіг експериментальної кривої з однією з розрахункових кривих, наприклад, для симетричного ($N = P$) або асиметричного ($N \gg \gg P$ чи $N \ll P$) легування вкаже на переважаючий тип розподілу легувальної домішки біля межі $p-n$ -переходу.

Експериментальні значення eU_D визначались з прямих ВАХ за умови сильної інжекції носіїв заряду, коли реалізувалась лінійна залежність $I(U)$. Апроксимація лінійної залежності $I(U)$ до перетину з віссю напруг дає значення струмової напруги відсічки, що відповідає значенню eU_D . На рис. 1 подано експериментальні результати температурної залежності $eU_D = f(T)$, а також розрахункові криві для симетричного $N = P = 3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (крива 1) та асиметричного $P = 3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N = 3,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (крива 2) легування межі $p-n$ -переходу. Порівняння кривих 1, 2 з експериментальними значеннями вказує на добрий збіг кривої 1 з експериментом, що свідчить про збереження симетричності легування $p-n$ -переходу в інтервалі температур 77–295 К. Концентрація власних носіїв заряду n_i розраховувалась за співвідношенням $n_i^2 = N_C N_V \exp(-E_g / kT)$, де $N_C = 4,83 \cdot 10^{15} (m_n^*/m_0)^{3/2} \cdot T^{3/2}$, а $N_V = 4,83 \cdot 10^{15} \times [(m_{p1}^*/m_0)^{3/2} + (m_{p2}^*/m_0)^{3/2}] \cdot T^{3/2}$, см^{-3} . Під час розрахунку використовувались наступні значення параметрів для InAs [16]: $m_n^* = 0,023m_0$ — ефективна маса електронів, $m_{p1}^* = 0,41m_0$ — ефективна маса важких дірок, $m_{p2}^* = 0,025 m_0$ — ефективна маса легких дірок. Ширину забороненої зони InAs знаходили за формулою $E_g(T) = 0,426 - 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 93)$ [16]; результати наведено на рис. 1 (крива 3, суцільна лінія). З кривої 3 бачимо (штрихова лінія), що в інтервалі температур 77–295 К залежність $E_g(T)$ можна апроксимувати лінійною функцією $E_g(T) = \Delta_0 - \alpha T$, причому $\alpha = 2,8 \cdot 10^4 \text{ еВ/К}$, а $\Delta_0 \approx 0,44 \text{ еВ}$. Зауважимо, що і температурну залежність дифузійного потенціалу $eU_D(T)$ як експериментальних значень, так і розрахункових можливо апроксимувати лінійною функцією $eU_D(T) = eU_D(0) - \beta T$, де $eU_D(0) \approx 0,47 \text{ еВ}$, а $\beta = 1,29 \cdot 10^{-3}$; $1,28 \cdot 10^{-3}$ та $1,11 \cdot 10^{-3} \text{ еВ/К}$ відповідно для експериментальної залежності і розрахункових кривих 1 та 2. Крім того, досить добрий збіг експериментальної залежності $eU_D(T)$ з розрахунковою для умови симетричного легування межі $p-n$ -переходу (крива 1) свідчить про коректність вимірювання eU_D за методикою струмової напруги відсічки прямих ВАХ.

На рис. 2 зображені зворотні ВАХ у подвійних логарифмічних координатах в інтервалі температур 77–278 К. Аналіз зворотних ВАХ дає змогу сформулювати наступні закономірності їх поведінки. Експериментальні результати в досліджуваному діапазоні напруг зворотного зміщення та інтервалі температур 77–278 К задовільно апроксимуються степеневою залежністю $I \sim U^n$ з різним значенням n у певному діапазоні напруг. За $U \leq 30 \text{ мВ}$ спостерігається лінійна ділянка залежності $I(U)$ з $n \approx$

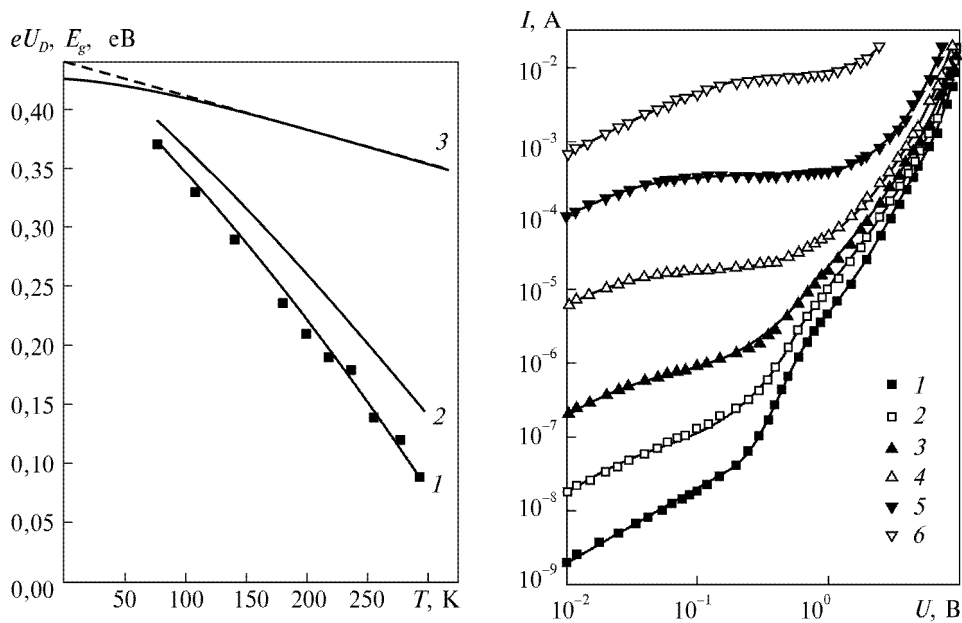


Рис. 1. Температурні залежності дифузійного потенціалу eU_D для симетричного $N = P = 3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1) та асиметричного $N = 3,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $P = 3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (2) $p-n$ -переходу: точки — експеримент; суцільні криві — розрахунок, а також температурна залежність ширини забороненої зони (3)

Рис. 2. Зворотні ВАХ за різних температур, К: 1 — 77; 2 — 124; 3 — 162; 4 — 199; 5 — 235; 6 — 278

$\approx 1,0$ для всього інтервалу температур. За $T > 124 \text{ К}$ і $U > 0,1 \text{ В}$ чітко виявляється тенденція до насичення ВАХ, характерного для термоактиваційного (дифузійного або генераційно-рекомбінаційного) механізму проходження струму, причому діапазон напруг, для яких спостерігається ефект насичення ВАХ, збільшується зі зростанням температури. Зі збільшенням напруги $U > 1 \text{ В}$ спостерігається зростання струму, а за $U \geq 3 \text{ В}$ в інтервалі температур 77–235 К показник степеня ВАХ становить $n \approx 3,6-4,0$. Для InAs-фотодіодів спостерігається плавний механізм пробію і слабка температурна залежність зворотних ВАХ за $U > 1 \text{ В}$ в інтервалі температур 77–199 К, що характерно для тунельного механізму пробію $p-n$ -переходу [17].

Температурні залежності зворотного струму InAs $p-n$ -переходу за різних напруг зміщення наведено на рис. 3 (криві 1–4). Для всіх кривих спостерігається однакова закономірність їх поведінки. За $T \geq 200 \text{ К}$ залежність $I(10^3/T)$ носить активаційний характер з енергією активації $\sim 0,37 \text{ еВ}$, що за значенням приблизно дорівнює ширині забороненої зони InAs за температури абсолютного нуля $E_g \approx 0,43 \text{ еВ}$ і вказує на переважно дифузійний механізм проходження струму. Для генераційно-рекомбінаційного струму значення ΔE має становити $E_g/2$. Зі зменшенням температури ($T < 200 \text{ К}$) залежність $I(10^3/T)$ не є активаційною і характеризує або тунельний механізм проходження струму, або поверхневий. У праці [18] показано, що температурна залежність поверхневої провідності мезаструктурних InAs $p-n$ -переходів носить металоподібний характер, що не відповідає експериментальним залежностям $I(10^3/T)$ для $T < 200 \text{ К}$.

Механізм тунельного струмопроходження для процесу як тунелювання носіїв заряду у різких $p-n$ -переходах міжзонного, так і за участю центрів, згідно з [17], може бути дискриміновано унаслідок перебудови експериментальних результатів зворотних ВАХ у координатах $\lg I - (U_D - U)^{-1/2}$. Лінеаризація експериментальних даних у цих координатах може свідчити про тунельний механізм струмопроходження. На рис. 4 наведемо такі самі зворотні ВАХ, що і на рис. 2, але побудовані в координатах $\lg I - (U_D - U)^{-1/2}$. Як бачимо, для температур 77–162 К на ВАХ є дві лінійні ділянки: перша для діапазону значень $(U_D - U)^{-1/2} \sim 0,7-1,0 \text{ В}^{-1/2}$ (за менших напруг зміщення), а друга в діапазоні значень $\sim 0,3-0,5 \text{ В}^{-1/2}$ (за напруг пробою $p-n$ -переходу). Для температур 139–278 К експериментальні результати в діапазоні значень $\sim 0,5-1,2 \text{ В}^{-1/2}$ у координатах $\lg I - (U_D - U)^{-1/2}$ не лінеаризуються, а для $\sim 0,3-0,5 \text{ В}^{-1/2}$ така лінеаризація чітко спостерігається, що свідчить про тунельний механізм пробою $p-n$ -переходів в інтервалі температур 199–235 К.

Типова напруга пробою досліджуваних InAs $p-n$ -переходів за $T = 77 \text{ К}$ дорівнювала $\sim 9-10 \text{ В}$ і визначалась екстраполяцією омичної ділянки зворотної ВАХ до осі напруг зміщення, більших за значенням, ніж напруга пробою. У праці [10] показано, що для дифузійних InAs $p-n$ -переходів з ефективною концентрацією основних носіїв заряду на їх межі $\sim 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ напруга тунельного механізму пробою становила $\sim 25 \text{ В}$. Така суттєва різниця значень напруги пробою може пояснюватись наявністю в ОПЗ досліджуваних InAs $p-n$ -переходів локальних ділянок, які перетинають активну область переходу, з концентрацією основних носіїв заряду $\sim (7-8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [10], значно більшою, ніж середня ефективна концентрація ($\sim 3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), яка визначена за результатами вимірювань ВФХ. Наявність таких локальних ділянок в ОПЗ може бути зумовлена ростовими дислокаціями з домішковими атмосферами Коттрелла як присутніми у вихідних підкладках InAs з густиною дислокацій

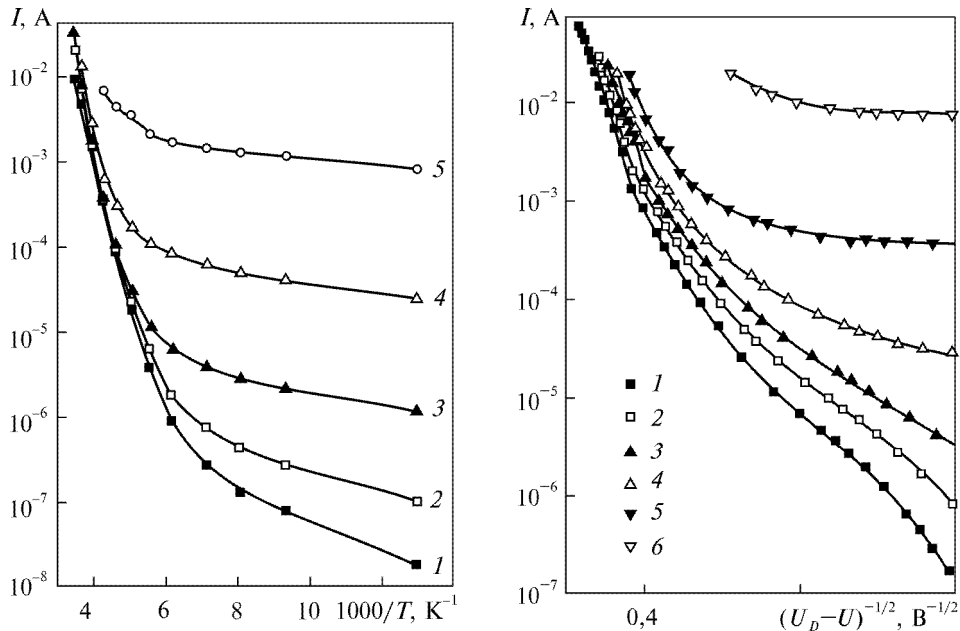


Рис. 3. Температурні залежності струму від напруги зворотного зміщення, В: 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 0,6; 4 – 2,0; 5 – 6,0

Рис. 4. Зворотні ВАХ у координатах $\lg I - (U_D - U)^{-1/2}$. Позначення такі самі, як і на рис. 2

$\sim (2-4) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, так і тих, що можуть утворюватись під час виготовлення $p-n$ -переходів. Не виключається також і формування локальних звужень ОПЗ переходу, обумовлених флуктуаціями концентрації домішок, крізь які може реалізуватись міжзонний тунельний струм [19]. Для плавних дифузійних InAs $p-n$ -переходів присутність дислокацій з домішковими атмосферами, що перетинають активну область переходів, виявлена у праці [20].

Згідно з теоретичною моделлю тунельного струму за участю дислокацій у разі прямого зміщення [21], густину дислокацій можна оцінити за виразом

$$I_0 = e\rho v_D A \exp\left(-\frac{eU_D}{E_0}\right), \quad (1)$$

де I_0 — передекспоненційний множник тунельної компоненти прямого струму; ρ — густина дислокацій; v_D — частота Дебая; A — площа зразка; eU_D — дифузійний потенціал; E_0 — характеристична енергія. Підставляючи в (1) значення параметрів: $v_D = 5,2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $eU_D = 0,36 \text{ еВ}$, $I_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ А}$, $E_0 = 27,2 \text{ меВ}$ для $T = 77 \text{ К}$, отримуємо значення для густини дислокацій: $\rho = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$.

На підставі наведених вище фактів, виготовлені InAs $p-n$ -переходи можна вважати неоднорідними з погляду однорідності їх активної області. Присутність у ній локальних ділянок з підвищеною концентрацією носіїв заряду найімовірніше обумовлює проходження крізь них тунельної компоненти темного струму більшою мірою, ніж крізь ту частину активної області, де ці ділянки відсутні. З урахуванням цього твердження отримані експериментальні результати з дослідження механізмів проходження струму в InAs $p-n$ -переходах у разі зворотного зміщення можна пояснити наступним чином. Загальний темновий струм у разі зворотного зміщення складається в основному з термоактиваційної і тунельної компонент. При цьому термоактиваційна компонента струму реалізується переважно крізь активну частину $p-n$ -переходу, вільну від локальних неоднорідностей, а тунельна компонента — здебільшого крізь них. За температур 77—124 К (див. рис. 2) на зворотних ВАХ спостерігається виключно тунельна компонента струму, тому що термоактиваційна значно менша. За температури $\sim 162 \text{ К}$ термоактиваційна компонента струму за значенням наближається до тунельної. На ВАХ виявляється ділянка насичення, але струми для напруг передпробійної області ($U > 0,3 \text{ В}$) визначаються підвищеною концентрацією носіїв заряду в локальних областях, тому напруга пробою значно менша, ніж очікувана за концентрації $3,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Із зростанням температури $T > 162 \text{ К}$ (див. рис. 2) значення термоактиваційної компоненти струму перевищує значення тунельної і на ВАХ чітко видно ділянку її насичення, характерну для дифузійного механізму струмопроходження, але за $U > 1 \text{ В}$ зростання струму обумовлюється його тунельною компонентою.

ВИСНОВКИ

1. Виявлено, що зворотні ВАХ InAs $p-n$ -переходів, виготовлених методом дифузії, задовільно пояснюються в рамках моделі неоднорідного переходу, згідно з якою активну область переходів перетинають протяжні локальні дефекти з концентрацією носіїв заряду більшою, ніж середня їх концентрація в квазінейтральній області. Показано, що загальний темновий струм $p-n$ -переходів складається з термоактиваційної (дифузійної) і тунельної компонент, причому тунельна компонента струму реалізується переважно за участю локальних дефектів.

2. З'ясовано, що надлишковий темновий струм в мезаструктурних InAs-фотодіодах за зворотного зміщення має тунельну, а не поверхневу природу.

3. Запропоновано спосіб встановлення симетричності чи асиметричності легування межі дифузійних InAs p – n -переходів порівнянням експериментальних даних температурної залежності дифузійного потенціалу з розрахунковими для кожного з типів легування.

**A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, A.T. Voroschenko,
M.Yu. Kraveckiy, V.I. Lukyanenko, I.G. Lutsishyn**

REVERSE CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS AND CARRIER TRANSPORT MECHANISMS IN InAs PHOTODIODES

The current transport mechanisms are investigated in InAs p – n -junctions, prepared by cadmium diffusion into substrates of n -type conductivity. It is shown that the diffusion current is observed at reverse bias voltages ≤ 0.4 in the temperature interval 162–291 K. At lower temperatures $T < 162$ K at the reverse biases used in the investigation the tunneling current dominates. A model of the tunneling current via extended defects intersecting the active region of p – n -junctions is proposed, which satisfactorily explains experimental results.

Keywords: InAs photodiodes, current transport mechanisms, tunneling current, dislocations.

1. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003. — 636 с.
2. *Источники спонтанного излучения на основе арсенида индия: Обзор / Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев и др. // ФТП. — 2008. — 42, № 6. — С. 641–657.*
3. *Tetyorkin V., Sukach A., Tkachuk A.* InAs Infrared Photodiodes. In: *Advances in Photodiodes / Ed. Gian-Franco Dalla Betta.* — Vienna: Tech Open Access Publisher, 2011. — P. 427–446.
4. *Lal R.K., Chakrabarti P.* An analytical model of p^+ -InAsSbP/ n^0 -InAs/ n^+ -InAs single hetero-junction photodetector for 2,4–3,5 μm region // *Opt. Quant. Electron.* — 2004. — 36, N 6. — P. 935–947.
5. *InAs Photovoltaic Detectors.* Catalog. Hamamatsu Photonics K.K. — 2009. — P. 1–5.
6. *Indium Arsenide Detectors.* Product brochure of EG&G Judson Inc., 2009. — P. 12–15.
7. *Планарные фотодиоды на основе InAs материала / В.М. Астахов, Ю.А. Данилов, В.Ф. Дудкин и др. // Письма в ЖТФ. — 1992. — 18, № 3. — С. 1–5.*
8. *Cooled InAs Photodiodes for IR applications / A. Sukach, V. Tetyorkin, G. Olijnik et al. // Proc. SPIE. — 2005. — 5957. — P. 267–276.*
9. *Михайлова М.П., Смирнова Н.Н., Слободчиков С.В.* Умножение носителей заряда и коэффициенты ионизации в InAs и InGaAs p – n -переходах // *ФТП. — 1976. — 10, № 5. — С. 860–865.*
10. *Смирнова Н.Н., Слободчиков С.В., Талалакин Г.Н.* Обратная ветвь ВАХ и механизмы пробоя диодов из InAs // *Там же. — 1982. — 16, № 12. — С. 2116–2120.*
11. *InAs p – n -diodes grown on GaAs and GaAs-coated Si molecular beam epitaxy / W. Dobbelaere, J. De Boeck, P. Heremans et al. // J. Appl. Phys. — 1992. — 60, N 7. — P. 868–870.*
12. *Новикова Л.Н., Стафеев В.И., Русин Б.А.* Исследование дефектов, возникающих в InAs при диффузии кадмия // *Изв. АН СССР. Неорг. матер. — 1974. — 10, № 12. — С. 2121–2124.*
13. *Влияние термообработки на электрические, шумовые характеристики In/Zn/ p -InAs и In/ n -InAs / А.В. Любченко, А.В. Сукач, С.А. Сыпко и др. // Там же. — 2000. — Вып. 35. — С. 149–156.*
14. *Константинов О.В., Мезрин О.А.* Влияние последовательного сопротивления диода Шоттки на его эффективную емкость // *ФТП. — 1983. — 17, № 2. — С. 305–311.*
15. *Берман Л.С., Лебедев А.А.* Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. — Л.: Наука, 1981. — 176 с.
16. *Стрельченко С.С., Лебедев В.В.* Соединения A^3B^5 (справочник). — М.: Металлургия, 1984. — 144 с.
17. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984. — Т. 1. — 456 с.

18. *Вплив* поверхневої провідності на електричні властивості мезоструктурних InAs $p-n$ -переходів / А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, І.О. Мазарчук та ін. // ОПТ. — Київ: Наук. думка, 2010. — Вып. 45. — С. 109—116.
19. Райх М.Э., Рузин И.М. Флуктуационный механизм избыточных туннельных токов в обратно смещенных $p-n$ -переходах // ФТП. — 1985. — **19**, № 7. — С. 1217—1225.
20. Сукач А.В., Тетеркин В.В. Трансформация электрических свойств InAs $p-n$ -переходов в результате ультразвуковой обработки // Письма в ЖТФ. — 2009. — **35**, № 11. — С. 67—75.
21. Дислокационное происхождение и модель избыточно-туннельного тока в $p-n$ -структурах на основе GaP / В.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.В. Жилиев и др. // ФТП. — 2002. — **34**, № 11. — С. 1357—1362.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова
НАН України
Проспект Науки, 41
03028 Київ

Отримано 15.03.2011