

**В.П. Маслов, А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, М.Ю. Кравецький,
Н.В. Качур, Є.Ф. Венгер, А.Т. Ворощенко, І.Г. Луцишин,
І.М. Матіюк, А.В. Федоренко**

ОСОБЛИВОСТІ ВИГОТОВЛЕННЯ, ЕЛЕКТРИЧНІ ТА ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДИФУЗІЙНИХ Ge *p-i-n* ФОТОДІОДІВ

Розроблено технологічні режими виготовлення фоточутливих Ge *p-i-n* переходів одночасною дифузією акцепторних домішок Zn та In двотемпературним способом у підкладки *n*-Ge з питомим опором 15 Ом·см в закритій системі при температурі дифузії ~700 °С. Виготовлено *p-i-n* переходи з глибиною залягання ~2 мкм. Для зменшення контактного шуму виготовлялись структури *p⁺-p-* та *n⁺-n-*типу. Для пасивації та захисту поверхні мезаструктурних *p-i-n*-переходів використовувались тонкі полікристалічні плівки ZnSe кубічної модифікації. Вибір ZnSe як пасивуючого та захисного покриття пояснюється високим питомим опором полікристалічних плівок, хорошою узгодженістю постійних ґраток та коефіцієнтів термічного розширення контактуючих матеріалів. Наведено технологічні режими нанесення плівок ZnSe та з'ясовано вплив вакуумно-термічної обробки Ge переходів на мінімізацію поверхневих станів гетеромежі ZnSe/Ge, а також стабільність такого пасивуючого і захисного покриття.

Встановлено основні механізми транспорту носіїв заряду в інтервалі температур 227–316 К, який відповідає зміні кліматичних умов експлуатації далекоміра. Показано, що у дослідженому інтервалі температур при прямих та зворотних зміщеннях темновий струм переходів визначається дифузійним та генераційно-рекомбінаційним механізмом переносу заряду з переважаючим вкладом дифузійної компоненти. Визначено основні параметри ВАХ (коефіцієнт неідеальності, темновий струм при нульовому зміщенні, послідовний опір переходу), що дозволяє прогнозувати закономірності транспорту носіїв заряду при інших температурах. З'ясовано вплив *i*-області на прямі ВАХ переходів.

Наведено закономірності спектральної залежності ампер-ватної чутливості дифузійних Ge фотодіодів в умовах обмеження фонового випромінювання з кремнієвим оптичним фільтром, вмонтованим у корпус фотодіода, та атестовані їх основні робочі параметри.

Ключові слова: Ge *p-i-n*-фотодіоди, дифузія, пасивація, транспортні властивості, фонове випромінювання.

1. ВСТУП

Швидкодійні *p-i-n* та лавинні фотодіоди на основі Ge або InGaAs широко використовуються для реєстрації імпульсного лазерного випромінювання (ЛІВ) у волоконно-оптичних лініях зв'язку та лазерних далекомірах, які працюють у спектральному діапазоні $\lambda = 1,3\text{--}1,5$ мкм [1–7]. Важливою проблемою цих фотодіодів є вдосконалення технології їх виготовлення та конструкції активної області з метою досягнення низького рівня темнового струму і високої швидкодії, що забезпечує вимірювання високочастотних ЛІВ слабкої інтенсивності [8–10]. При використанні волоконно-оптичних ліній зв'язку вплив фонового випромінювання на параметри фотодіода мінімальний. У лазерних далекомірах передача оптичного сигналу відбувається через атмосферу, тому для зменшення впливу фонового випромінювання у конструкцію фотодіода вводяться додаткові елементи – оптичні фільтри та діафрагми для зменшення кута зору фотоприймача [11, 12]. У літературі відсутні відомості про вплив указаних елементів на робочі параметри Ge *p-i-n* фотодіода. Важливою умовою використання фотодіодів у лазерних далекомірах є стабільність параметрів і

© В.П. Маслов, А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, М.Ю. Кравецький, Н.В. Качур,
Є.Ф. Венгер, А.Т. Ворощенко, І.Г. Луцишин, І.М. Матіюк, А.В. Федоренко, 2018

ISSN 0233-7577. Оптоелектроника и полупроводниковая техника, 2018, вып. 53

характеристик [9]. Особливо актуальним це питання є для лазерних далекомірів, які використовуються у військовій техніці, оскільки для виведення з ладу фотоприймального пристрою далекомір можуть «осліплювати» потужним лазерним випромінюванням. Дія «осліплюючого» імпульсу на фотодіод може призвести до генерації дефектів (протяжних та точкових) в активній області або до зміни густини поверхневих станів на гетеромежі «активна область/пасивуючий шар», що у сукупності зумовить виникнення надлишкового темного струму і погіршить його порогові параметри [13–16]. Якщо у кремнієвих фотодіодах власний оксид успішно виконує пасивуючу функцію, а захисну – діелектричний шар Si_3N_4 [3, 9], у германієвих фотодіодах власний оксид GeO_2 нестабільний, тому для пасивації використовуються шари GeS , Si_3N_4 та їх комбінації [17]. Враховуючи факт ідеального узгодження параметрів кристалічної ґратки Ge і кубічного ZnSe [18], а також задовільний збіг коефіцієнтів їх термічного розширення, у роботі досліджувалась можливість використання полікристалічних шарів ZnSe як стабільних пасивуючих і захисних покриттів. Вибір дифузійного способу формування $\text{Ge } p-i-n$ переходів зумовлювався його технологічністю та можливістю виготовлення якісних $p-n$ переходів [19, 20].

Метою роботи була розробка технологічних процесів виготовлення $\text{Ge } p-i-n$ переходів дифузійним способом з використанням нового пасивуючого покриття, дослідження механізмів транспорту носіїв заряду в інтервалі температур, які відповідають зміні кліматичних умов, а також спектральних залежностей ампер-ватної чутливості в залежності від напруги зміщення та використання оптичного фільтра.

2. ВИГОТОВЛЕННЯ ЗРАЗКІВ ТА МЕТОДИКИ ЇХ ДОСЛІДЖЕНЬ

$\text{Ge } p-n$ переходи виготовлялись методом дифузії акцепторних домішок Zn та In у підкладки $\text{Ge } n$ -типу провідності з питомим опором $\rho \approx 15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при кімнатній температурі. Поверхня підкладок кристалографічної орієнтації (100) оброблялась за стандартною процедурою [14]: 1) двостороннє абразивне шліфування і полірування поверхонь; 2) зняття порушеного шару методом хіміко-динамічного полірування з використанням поліруючого травильного розчину CP-4 ; 3) знежирення і очищення поверхні підкладок від залишків хімічних реакцій у киплячому ізопропиловому спирті та у дистильованій воді; 4) просушування в атмосфері аргону. Така підготовка забезпечувала відсутність порушеного абразивною обробкою шару на поверхні підкладок, який вибірково контролювався вимірюванням півширини кривих гоїдання рентгенівського дифракційного відбиття [15, 16], а також контролем якості морфології поверхні методом інтерференційної мікроскопії. Надалі відібрані підкладки Ge товщиною 600–650 мкм разом з дифузантом, в ролі якого використовувався сплав In-Zn , завантажувались в різні місця кварцової ампули: внизу розташовували дифузанти, а на відстані 5-6 см від нього групу з 3-5 підкладок Ge розміром $8 \times 8 \text{ мм}$. Ампулу вакуумували до рівня $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ Кварцові ампули з дифузантами і підкладками розміщували у температурному полі вертикально встановленої дифузійної печі, яку попередньо виводили на заданий тепловий режим. У зоні джерела дифузії температура становила $\sim 650 \text{ }^\circ\text{C}$, а в зоні дифузії $\sim 700 \text{ }^\circ\text{C}$. Глибина $p-n$ переходу визначалась термозондом на одному з групи зразків методом пошарового травлення p -області і становила $\sim 2 \text{ мкм}$ для часу дифузії $\sim 7 \text{ год}$. На відібраних приладних структурах визначалась робоча сторона, яка захищалась хімічно стійким лаком (ХСЛ), а протилежна сторона разом з боковими гранями підкладки страплювались поліруючим травильним розчином CP-4 на глибину 3-4 мкм. Після очищення робочої поверхні структури від ХСЛ та залишків продуктів хімічного травлення робоча сторона додатково очищувалась від оксидів, які формувались у процесі дифузії і підтравлювалась у киплячому розчині перекису водню на глибину $\sim 0,3 \text{ мкм}$. На робочу поверхню структури термовакуумним способом наносились контактні площадки діаметром 0,6 мм у вигляді тонких (1-2 мкм) плівок сплаву Sn+In , а на

протилежну сторону структури – суцільну плівку такої ж товщини зі сплаву Sn+Sb. У подальшому структуру з контактними площадками термообробляли в атмосфері чистого водню у вакуумній установці при температурі ~ 400 °C упродовж 5–10 хв. Технологічна операція термовідпалу структури з контактними площадками призначалась для формування у приповерхневій області структур p^+ - p - та n^+ - n -типу, що сприяло утворенню якісного омичного контакту до p - та n -областей переходу. Навколо контактних площадок на робочій стороні p -області структури поверхня площею $1,2 \times 1,2$ мм² захищалась ХСЛ і виготовлялись мезаструктурні p - n переходи травленням незахищеної області у травильному розчині СР-4 на глибину, більшу за глибину p - n переходу. Мезаструктура пасивувалась і захищалась тонким ($\sim 1,5$ мкм) шаром полікристалічного ZnSe, який наносився термовакуумним способом на робочу сторону структури при температурі 350–370 °C [21]. Основні переваги такого способу пасивації є такими [18]: 1) параметр неузгодженості кристалічних ґраток контактуючих матеріалів не перевищує 0,2%; 2) питомий опір полікристалічного шару, вирощеного зі спеціально нелегованого матеріалу, більший ніж 10^{10} Ом·см при $T = 300$ К; 3) коефіцієнти лінійного термічного розширення при $T = 300$ К близькі за значенням і становлять $\sim 7 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹ для ZnSe та $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹ для Ge, що сприяє зменшенню механічних напружень системи «пасивуючий шар ZnSe – активна область p - n переходу» у порівнянні з Si₃N₄ і дає можливість формувати діелектричні шари значної товщини (>1 мкм). Відомо [21], що шари ZnSe можуть складатись з кубічної та гексагональних фаз, що не сприяє стабільності їх електрофізичних властивостей. Крім того, гексагональна модифікація ZnSe має значно більший коефіцієнт неузгодженості за параметрами кристалічних ґраток гетеросистеми ZnSe – Ge, ніж його кубічна модифікація. Оскільки при температурах осадження 200–350 °C формуються полікристалічні шари ZnSe виключно кубічної модифікації [21], осадження шарів ZnSe відбувалось при температурі $\sim 353 \pm 10$ °C, яка забезпечувала також надійну адгезію при відповідній газофазній обробці поверхні підкладок. Як джерело випаровування використовувався попередньо синтезований нелегований ZnSe, а температура випаровування становила 810–850 °C.

Відзначимо, що для пасивації поверхні германієвих структур метал–діелектрик–напівпровідник використовувались шари Si₃N₄. Цей матеріал має значні переваги у порівнянні з GeO₂ щодо міцності, хімічної інертності і діелектричних властивостей [17]. Проте внаслідок суттєвої різниці у значеннях коефіцієнтів термічного розширення шару Si₃N₄ та підкладки Ge, в приповерхневій області підкладки n -типу провідності може утворитись інверсний шар p -типу, зумовлений генерацією дислокацій невідповідності, які виникають за рахунок релаксації механічних напружень системи Si₃N₄–Ge [17]. Цей факт може негативно впливати на стабільність робочих параметрів і характеристик Ge фотодіодів, у яких пасивація і захист активної області здійснювалися з використанням діелектричних шарів Si₃N₄. Крім того, густину поверхневих станів на гетеромежі Si₃N₄/Ge не вдалося отримати меншою ніж $\sim 10^{12}$ eV⁻¹·см⁻², що суттєво збільшує рекомбінаційні втрати фотоструму.

У роботі досліджувались вольт-амперні характеристики (ВАХ) переходів на постійному струмі та спектральні залежності фоточутливості. Останні вимірювались методом синхронного детектування сигналу на частоті 673 Гц у режимі струму короткого замикання. Як джерело випромінювання використовувалась кварцово-галогенна лампа типу КГМ-250. У процесі вимірювання спектрів фоточутливості закорпусованих Ge фотодіодів вхідне оптичне вікно корпусу освітлювалось монохроматичним випромінюванням, потужність якого вимірювалась каліброваною напівпровідниковою термопарою. Напряга холостого ходу насичення фотодіодів вимірювалась на концентрованому об'єктивом випромінюванні безпосередньо від лампи КГМ-250 на незакорпусованих чутливих елементах з p - n переходом.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

У табл. 1 наведено дані впливу термічної вакуумної обробки поверхні мезаструктури на ВАХ переходів. Зворотну ВАХ апроксимували виразом [3]:

$$I = I_1 U^n + I_2 U^m, \quad (1)$$

де I – загальний струм; I_1 – струм на початковій ділянці, I_2 – струм у передпробійній області; n, m – відповідні показники степеня ВАХ. Зазначимо, що термічна обробка мезаструктури дифузійних Ge p - n переходів здійснювались в атмосфері очищеного водню при тиску $\sim 0,05$ – $0,1$ атм упродовж 20–30 хв. З табл. 1 видно, що із збільшенням температури обробки спостерігаються такі закономірності у порівнянні з вихідною, необробленою мезаструктурою. Зворотний струм при $U = -1$ В зменшується майже на два порядки, а шунтуючий опір при тій же напрузі збільшується майже на три порядки, що пояснюється зменшенням поверхневого струму. На початкових ділянках ВАХ зворотний струм має сублінійний характер з $n < 1$, причому термообробка за температур 505–530 °С не призводить до суттєвого збільшення $R_{ш}$, що також свідчить про мінімізацію поверхневого струму, а значення $0,1 < n < 0,2$ – про реалізацію об’ємного струму дифузійної та генераційно-рекомбінаційної природи [3, 8]. Зростання показника степеня m зі збільшенням температури термообробки мезаструктури також пояснюється зменшенням впливу поверхневого струму на зворотну ВАХ, як і збільшення напруги пробую U_B (табл. 1).

Результати вимірювання прямих та зворотних ВАХ дифузійних Ge p - n переходів за різних температур наведено на рис. 1 та 2. Прямій ВАХ відповідає позитивна полярність напруги зміщення на p -область переходу. На рис. 1 видно, що ВАХ p - n переходу чітко демонструє діодні властивості, а при напругах зворотного зміщення $|U| \leq 10$ В струм слабо залежить від напруги зміщення і не перевищує $1 \cdot 10^{-6}$ А, що свідчить про досить високу якість p - n переходу та про відсутність тунельної компоненти струму у загальному темновому струмі p - n переходу [8]. Прямі ВАХ лінеаризуються у напівлогарифмічних координатах при напругах зміщення $U \leq 0,3$ В (227 К) та $U \leq 0,15$ В (316 К). Особливістю наведених прямих ВАХ при більших напругах зміщення є відхилення від експоненціального характеру з тенденцією до насичення при $U \geq 0,6$ В, що пояснюється впливом послідовного опору R_s . Вольт-амперні характеристики при прямих напругах зміщення можна описати формулою:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{e(U - IR_s)}{\beta kT}\right) - 1 \right], \quad (2)$$

де I_0 – струм насичення, β – коефіцієнт неідеальності.

Таблиця 1. Параметри зворотних ВАХ при $T = 297$ К дифузійних Ge p - n переходів за різних вакуумно-термічних обробках їх мезаструктури.

$T, ^\circ\text{C}$	I_s, A	$R_{ш}, \text{Ом}$	n	m	$U_B, \text{В}$
нетермообр.	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^3$	0,9	2,1	34
360	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^4$	0,7	3,7	47
415	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^5$	0,4	7,0	58
465	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^6$	0,3	10,0	62
505	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$8,0 \cdot 10^6$	0,2	10,3	64
530	$9,8 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^7$	0,1	11,0	65

Примітка. $I, R_{ш}$ – струм та шунтуючий опір при $U = -1$ В; U_B – напруга пробую p - n переходу, яка визначалась за густиною струму $J = 1 \text{ A/cm}^2$ [3]; активна площа p - n переходу становила $\sim 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$.

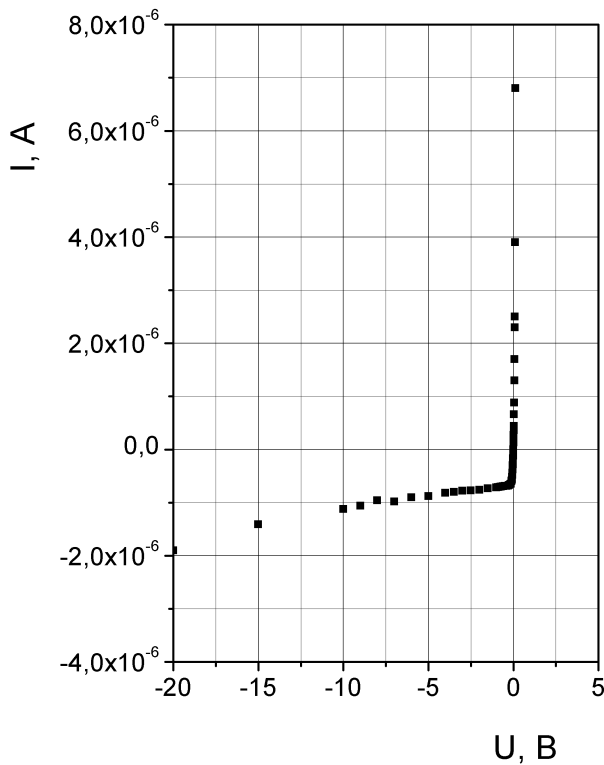


Рис. 1. Типовий вигляд ВАХ дифузійного Ge *p-n* переходу ($T = 298$ К).

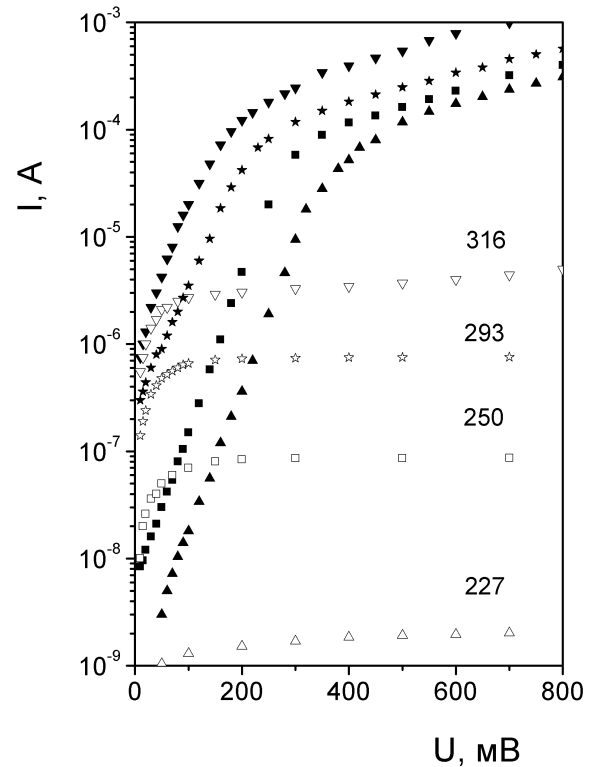


Рис. 2. Прямі (закриті точки) та зворотні ВАХ дифузійного Ge *p-n* переходу за різних температур у напівлогарифмічних координатах.

Електричні параметри *p-n* переходів, визначені з (2) за різних температур, наведено в табл. 2. Видно, що в інтервалі температур 227–316 К струм насичення I_0 збільшується на три порядки, що додатково вказує на його активаційну природу. Параметр R_0A (добуток диференціального опору *p-n* переходу при нульовій напрузі зміщення на його активну площу) визначався за формулою:

$$R_0A = \frac{\beta kTA}{eI_0}. \quad (3)$$

Параметр β характеризує механізм транспорту носіїв заряду крізь активну область *p-n* переходу і при наявності тунельної або поверхневої компоненти струму його величина становить $\beta > 2$ [8, 9]. З табл. 2. видно, що значення β зменшується із збільшенням температури, що вказує на зменшення вкладу генераційно-рекомбінаційної компоненти струму в загальний струм. Додатковим підтвердженням цього є характер зворотних ВАХ (див. рис. 2). При напругах $|U| > 0,2$ В вони виходять на насичення, що характерно для дифузійного механізму транспорту носіїв заряду [8]. Для з'ясування транспорту носіїв заряду при більш високих напругах, прямі ВАХ були побудовані у подвійних логарифмічних координатах, рис. 3. Видно, що експериментальні значення струму в межах порядку величини при різних температурах задовільно лінеаризуються. Цей факт вказує на степеневу ВАХ з показником степеня $n \approx 2$ і свідчить про реалізацію струмів подвійної інжекції, характерну для *p-i-n* переходів [22].

Таблиця 2. Електричні параметри дифузійних Ge *p-n* переходів за різних температур вимірювання ВАХ.

T, K	I, A	$R_0A, \text{Ом}\cdot\text{см}^2$	β	γ	$R_{ш}, \text{Ом}$	$R_s, \text{Ом}$
316	$7,1 \cdot 10^{-7}$	$6,6 \cdot 10^2$	1,2	$2,5 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^2$
293	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^3$	1,3	$1,1 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^3$
250	$4,8 \cdot 10^{-9}$	$9,1 \cdot 10^4$	1,4	$7,0 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^3$
227	$7,0 \cdot 10^{-10}$	$5,6 \cdot 10^5$	1,4	$2,3 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^3$

Примітка. Параметр $\gamma = I_{np}/I_{зв}$ при $U = \pm 1$ В – коефіцієнт випрямлення; $R_{ш}$ – шунтуючий опір, який оцінювався як диференціальний при напрузі зворотного зміщення $U = 1$ В; R_s – ефективний послідовний опір, який оцінювався як диференціальний при напрузі прямого зміщення $U = 1$ В.

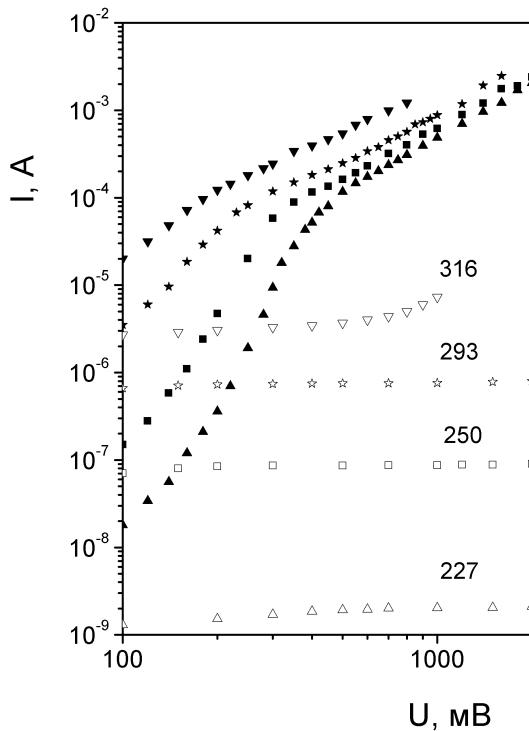


Рис. 3. Прямі (закриті точки) та зворотні ВАХ дифузійного Ge *p-n* переходу за різних температур у подвійних логарифмічних координатах.

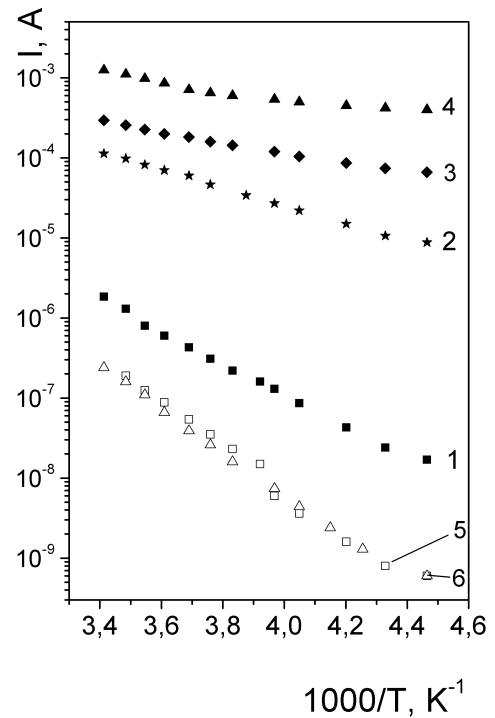


Рис. 4. Температурні залежності темного струму дифузійного Ge *p-n* переходу за напруг зміщення U , В: +0,1 (1); +0,3 (2); +0,5 (3); +1,0 (4); -0,1 (5); -1,0 (6).

На рис. 4 наведено температурні залежності темного струму Ge *p-n* переходу при різних полярностях напруг зміщення. Із збільшенням напруги прямого зміщення від 0,1 до 0,5 В енергія активації ΔE зменшується від 0,45 до 0,14 еВ відповідно. При напрузі прямого зміщення 1 В (крива 4) чітко проявляються дві енергії активації: 0,08 еВ в інтервалі температур 224–256 К та 0,14 еВ в інтервалі 263–294 К. Енергії активації при напругах зворотного зміщення -0,1 В (крива 5) та -1 В (крива 6) збігаються і дорівнюють 0,58 еВ, що пояснюється незмінністю співвідношення вкладів дифузійної та генераційно-рекомбінаційної компонент у загальний струм (див. рис. 2, 3). Тільки для дифузійної компоненти струму значення ΔE повинно становити $\sim 0,78$ еВ, а для генераційно-рекомбінаційної – в два рази менше [20]. Оскільки зворотний струм дифузійного Ge *p-i-n* переходу складається з дифузійної та генераційно-рекомбінаційної компонент, то значення ΔE буде залежати від співвідношення їх вкладів. Експериментальне значення $\Delta E \approx 0,58$ еВ свідчить про переважаючий вклад дифузійної компоненти в зворотний струм переходу. Зменшення ΔE при прямих напругах зміщення на *p-i-n* переході може пояснюватись впливом енергії активації електропровідності *i*-області переходу. При $U \leq 0,3$ В (див. рис. 4, криві 1, 2) переважає вклад ΔE струму переходу, тоді як

при $U \geq 0,5$ В домінує електропровідність його i -області (рис. 4, криві 3, 4), а потенціальний бар'єр переходу при цих напругах зміщення спрямляється.

Враховуючи умови практичного використання фотоприймачів лазерних далекомірів військового призначення, до конструкції їх корпусу вводяться певні захисні елементи [11]. Важливою проблемою для такого типу фотоприймачів є зменшення впливу як фонового випромінювання, так і спеціально створених оптичних перешкод. Рівень фонового випромінювання, що попадає на фотоприймач, зменшується при використанні оптичних фільтрів, а також при зменшенні апертурного кута. Проте при цьому зменшується також рівень корисного сигналу. У [12] показано, що оптимальний діаметр вхідного вікна корпусу фотоприймача лазерного далекоміра повинен відповідати умові $D \approx 1/6D_0$, де D_0 – діаметр круглої приймальної площадки фотоприймача. У нашому випадку діаметр вхідного вікна корпусу фотоприймача становив $\sim 0,3$ см. Конструкція корпусу фотодіода показана на рис. 5а, а його загальний вигляд на рис. 5б. Технологічні аспекти внутрішньої обробки корпусу дифузійного Ge $p-i-n$ фотодіода захищені патентом України на корисну модель [23].

Спектральну фоточутливість Ge $p-i-n$ фотодіода, розміщеного у розробленому корпусі, наведено на рис. 6. Зауважимо, що у незакорпусованого дифузійного Ge $p-i-n$ фотодіода спостерігався типовий спектр фоточутливості при кімнатній температурі [9] з ампер-ватною чутливістю у максимумі $S_i = 0,42$ А/Вт. Довжина хвилі, що відповідала максимальній фоточутливості, становила $\lambda_{\max} \approx 1,54$ мкм.

З рис. 6 видно, що використання непросвітленого кремнієвого оптичного фільтра в корпусі фотодіода (крива 1) призвело до обмеження фоточутливості з довжини хвилі $\lambda \leq 0,95$ мкм, а також до зменшення ампер-ватної чутливості у максимумі для $\lambda_{\max} \approx 1,55$ мкм майже в два рази у порівнянні з фотодіодом без оптичного фільтра. Довгохвильова фоточутливість при $\lambda > \lambda_{\max}$ обмежується краєм поглинання випромінювання в Ge. Використання у конструкції корпусу фотодіода просвітленого в спектральному діапазоні $\lambda = 1,4-1,6$ мкм кремнієвого оптичного фільтра збільшує фоточутливість у максимумі майже у 1,8 рази (крива 2).

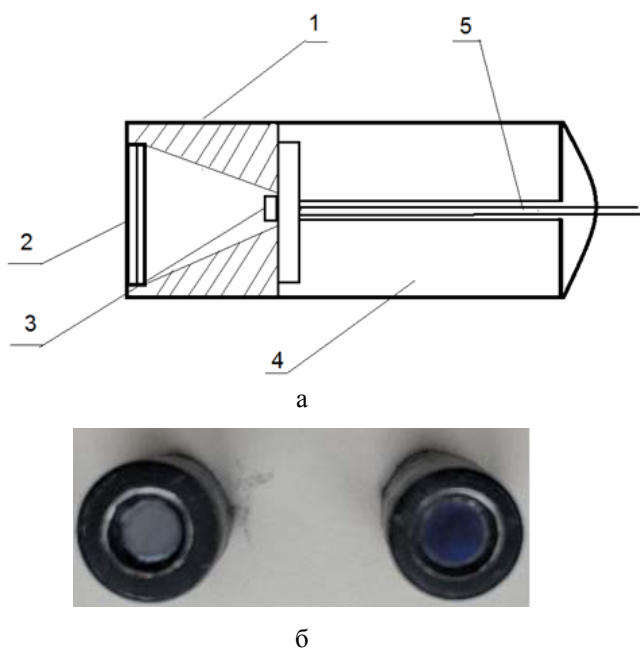


Рис. 5. Макет конструкції корпусу дифузійного Ge $p-i-n$ фотодіода (а): 1 – корпус, виготовлений з дюралюмінію; 2 – оптичне вікно з просвітленим у смузі $\lambda = 1,4-1,6$ мкм кремнієвим фільтром; 3 – фоточутливий елемент; 4 – герметик; 5 – коаксіальний кабель. Загальний вигляд закорпусованих фотодіодів з оптичним фільтром (б).

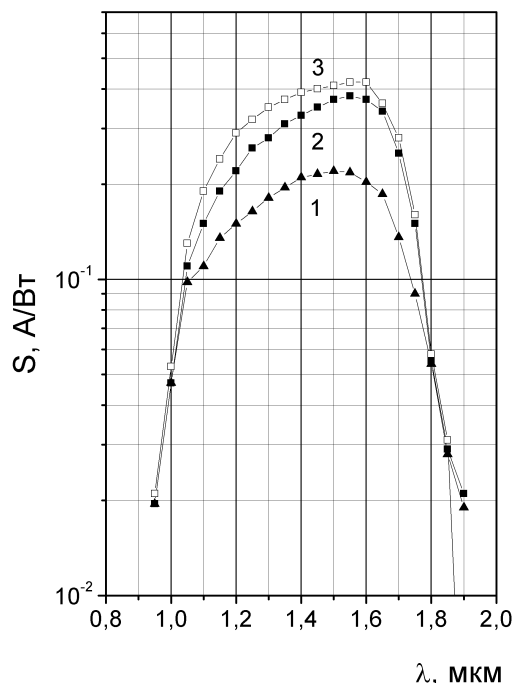


Рис. 6. Спектральна фоточутливість Ge $p-i-n$ фотодіода при $T = 298$ К і напрузі зворотного зміщення 3 В: з використанням непросвітленого фільтра з кремнію (1); просвітленого у смузі $\lambda = 1,4-1,6$ мкм кремнію (2); при напрузі зворотного зміщення 10 В (3).

Збільшення напруги зворотного зміщення до 10 В зумовлює збільшення фоточутливості у спектральному діапазоні $\lambda = 1,4\text{--}1,6$ мкм, а ампер-ватна чутливість у максимумі досягає значення $S_i = 0,42$ А/Вт (крива 3) і пояснюється розширенням ОПЗ фотодіода при збільшенні напруги зміщення та збільшенням коефіцієнта збирання нерівноважних носіїв заряду з активної області $p\text{-}n$ переходу. Ампер-ватну чутливість фотодіода можна оцінити за формулою [3]:

$$S_i = (1 - R)TQ\alpha_{p-n} \frac{\lambda}{1,24}, \quad (4)$$

де R – коефіцієнт відбиття від поверхні фотодіода, T – коефіцієнт пропускання оптичного фільтру; Q – внутрішній квантовий вихід фотодіода; α_{p-n} – коефіцієнт збирання нерівноважних носіїв заряду $p\text{-}n$ переходом; λ – довжина хвилі, яка відповідає максимуму фоточутливості, у мкм. Як видно з (4), при $R = 0$, $T = 1$, $Q = 1$, а також $\alpha_{p-n} = 1$ ампер-ватна чутливість на довжині хвилі λ_{\max} ідеального фотодіода повинна становити $S_i = 1,25$ А/Вт. У кращих Ge фотодіодів значення S_i у максимумі фоточутливості становить 0,9 А/Вт [3, 10].

Враховуючи відсутність просвітлюючого шару у дослідних зразків, значення R можна прийняти рівним 0,3 [8], тоді як для $\lambda = 1,54$ мкм значення T у просвітленого фільтра становить 0,85. Взявши до уваги $Q = 1$ та $\alpha_{p-n} \approx 0,6$, що відповідає реальним значенням у фотодіодах [3, 8], для S_i у максимумі ($\lambda = 1,54$ мкм) отримуємо 0,44 А/Вт, що відповідає експериментальному значенню.

4. СТАБІЛЬНІСТЬ ПАСИВУЮЧОГО ПОКРИТТЯ

Важливою умовою збільшення ресурсу роботи оптоелектронних приладів, наприклад фотодіодів, є надійність і стабільність відтворювання їх робочих параметрів та характеристик під час експлуатації та зберігання. Основні причини деградації напівпровідникових приладів розглянуто в [15, 16, 24]. Якщо дефектна структура в активній області приладу формується в технологічному процесі його виготовлення, то це призводить до відхилення робочих характеристик приладу від зумовлених технічним завданням, тобто до зменшення процента виходу придатних до експлуатації приладів. Якщо ж дефектна структура виникає в процесі експлуатації приладу або його зберігання, то це призводить до постійної деградації його робочих параметрів і характеристик або до раптової відмови, тобто до зменшення надійності приладу та терміну його експлуатації. Однією з основних причин деградації або відмови напівпровідникових оптоелектронних приладів є наявність в їх структурі внутрішніх механічних напружень, релаксація яких у процесі експлуатації зумовлює виникнення дефектів в їх активній області [16]. Використовуючи новий тип пасивуючого покриття мезаструктури дифузійних Ge $p\text{-}i\text{-}n$ фотодіодів, слід очікувати зміни робочих параметрів їх темної ВАХ при деградації в процесі зберігання, зумовленої збільшенням рівня поверхневих струмів мезаструктури. Як це видно з формули (2), найбільш чутливими до виникнення надлишкового рівня поверхневого струму фотодіода є параметри I_0 , β , що в результаті впливає на збільшення параметра R_0A (див. формулу (3)). Крім того, збільшення I_0 за рахунок генераційно-рекомбінаційної компоненти поверхневого темного струму фотодіода зумовить зміну енергії активації температурної залежності I_0 . При переважаючому вкладі дифузійної компоненти ΔE повинна бути близькою до значення ширини забороненої зони E_g германію при температурі абсолютного нуля, тобто $\Delta E \approx E_g \approx 0,78$ еВ [20], а при переважаючому вкладі генераційно-рекомбінаційної компоненти $\Delta E \approx 1/2E_g \approx 0,39$ еВ. У випадку виникнення поверхневого струму тунельної природи, зумовленого виродженим інверсним шаром на поверхні мезаструктури, слід очікувати слабку температурну залежність I_0 , як це, наприклад, спостерігалось у роботах [14–16].

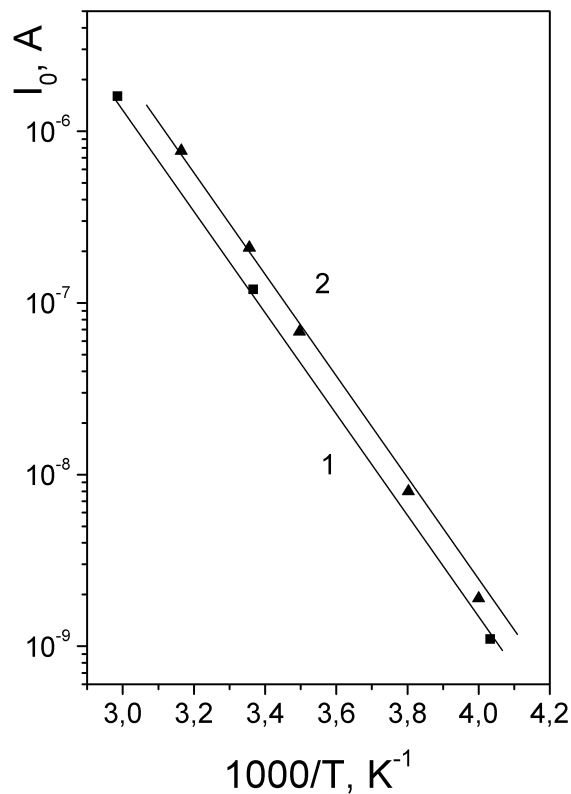


Рис. 7. Температурна залежність струму насичення I_0 прямої ВАХ фотодіода безпосередньо після його виготовлення (1) та після 15-місячного зберігання в лабораторних умовах (2).

На рис. 7 наведено температурні залежності I_0 для дифузійного Ge $p-i-n$ фотодіода безпосередньо після його виготовлення з пасивуючим шаром ZnSe (крива 1) та після його зберігання у лабораторних умовах упродовж 1,5 року (крива 2). Видно, що нахил прямих не змінився, а енергія активації для обох випадків становила $\Delta E \approx 0,58$ eV, що вказує на переважаючий вклад у загальний темновий струм фотодіода дифузійної компоненти та стабільність поверхневого струму фотодіода упродовж всього часу його зберігання.

5. ВИСНОВКИ

1. Розроблено технологічні режими виготовлення фоточутливих Ge $p-i-n$ переходів одночасною дифузією акцепторних домішок Zn та In двотемпературним способом у підкладки n -Ge з питомим опором 15 Ом·см. Запропоновано новий спосіб пасивації та захисту мезаструктури переходів полікристалічним шаром ZnSe, який виявив стабільні властивості впродовж 1,5-річного зберігання в лабораторних умовах.

2. В інтервалі температур 227–316 К досліджено транспорт носіїв заряду при прямих та зворотних зміщеннях $p-i-n$ переходів. Встановлено, що ВАХ переходів визначають дифузійний та генераційно-рекомбінаційний струм, причому вклад дифузійної компоненти є переважаючим, що свідчить про їх достатньо високу якість. Показано, що на прямих ВАХ переходів для всіх досліджуваних температур присутня високоомна i -область.

3. Досліджено зміну спектра фоточутливості Ge $p-i-n$ фотодіодів у залежності від наявності кремнієвого оптичного фільтра. Показано, що діапазон фоточутливості діода з фільтром становить 1,0–1,8 мкм з максимумом на довжині хвилі 1,55 мкм, а значення амперватної фоточутливості у максимумі становить $S_i = 0.42$ А/Вт (298 К) при напрузі зворотного зміщення -10 В. Робочі параметри дослідного зразка дифузійного Ge $p-i-n$ фотодіода та його аналога наведено в табл. 3. З порівняння видно, що для збільшення швидкодії дослідного зразка потрібно зменшити його активну площу майже в 46 разів.

V.P. Maslov, A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, M.Yu. Kravetskii, N.V. Kachur, Ye.F. Venger, A.T. Voroschenko, I.G. Lutsishin, I. M. Matiyuk, A.V. Fedorenko

PECULIARITIES OF MANUFACTURE, ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF DIFFUSION Ge *p-i-n*-PHOTODIODES

The technological regimes for production of photosensitive Ge *p-i-n*-junctions by using simultaneous diffusion of acceptor impurities Zn and In with the two-temperature method in the *n*-Ge substrate possessing the specific resistivity close to 15 Ω cm in a closed system at the diffusion temperature of ~ 700 °C. The junction depth was of approximately 2 micrometers. To reduce the contact noise, *p⁺-p-* and *n⁺-n* structures were prepared. Thin polycrystalline ZnSe films of cubic modification were used for passivation and protection of the surface of the mezastructural *p-i-n*-transitions. The choice of ZnSe as a passive and protective coating was caused by the high specific resistance of polycrystalline films, good matching the lattice constants and coefficients of thermal expansion in contact materials. Technological regimes of depositing the ZnSe films have been presented, and the effect of vacuum-thermal processing the Ge junctions on minimization of surface currents in the heterojunctions and on stability of these passivating and protective coatings has been found.

The basic mechanisms of charge carrier transport within the temperature range 227...316 K that corresponds to typical climatic conditions for junction operation, have been ascertained. It has been shown that in the studied temperature region, in forward- and reverse-biased junctions, the dark current is determined by diffusion and generation-recombination mechanisms with the dominant contribution of diffusion component. The basic parameters of the current-voltage characteristics (ideality coefficient, dark current at zero bias voltage, series resistance) have been determined, which allows to predict transport properties of the developed junctions at other temperatures. The influence of the *i*-region on the direct *I-U* characteristics has been revealed.

Common behavior of the spectral dependences of current sensitivity under background radiation reduction by using a silicon optical filter embedded into the photodiode housing has been investigated, and threshold parameters of photodiodes have been also determined.

Keywords: Ge *p-i-n*-photodiodes, diffusion, passivation, transport properties, background radiation.

1. Berceli T., Herzfeld P. Microwave photonics – a historical perspective. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2010. **58**, No 11. P. 2992–3000.
2. Seeds A.J., Williams K.J. Microwave photonics. *J. Lightwave Technology.* 2006. **24**, No 12. P. 4628–4641.
3. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. *Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды.* М.: Физматкнига, 2011.
4. Капассо Ф., Пирсолл Т., Поллак М. и др. *Техника оптической связи. Фотоприемники.* Под ред. У. Тсанга М.: Мир, 1988.
5. Большаков Т.Д., Самохвалов А.К., Уварова С.Д. и др. Способ изготовления и параметры Ge *p-i-n*-фотодиодов. *Прикладная физика.* 2012. №4. С. 115–119.
6. Матвеев И.Н., Протопопов В.В., Троицкий И.Н., Устинов Н.Д. *Лазерная локация.* М.: Машиностроение, 1984.
7. Аснис Л.А., Васильев В.П., Волконский В.Б. и др. *Лазерная дальнометрия.* М.: Радио и связь, 1995.
8. Рогальский А. *Инфракрасные детекторы.* Под ред. А.В. Войцеховского. Новосибирск: Наука, 2003.
9. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А. и др. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра.* Под ред. В.И. Стафеева. М.: Радио и связь, 1984.
10. Рюхтин В.В., Добровольский Ю.Г. Особенности разработки термостабилизированных германиевых фотодиодов. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* 2004. № 6. С. 45–48.
11. Якушенко Ю.Г., Луканцев В.Н., Колосов М.П. *Методы борьбы с помехами в оптико-электронных приборах.* М.: Радио и связь, 1981.
12. Хинрикус Х.В. *Шумы в лазерных информационных системах.* М.: Радио и связь, 1987.
13. Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов.* М.: Наука, 1982.
14. Литвинов Р.О. *Влияние поверхности на характеристики полупроводниковых приборов.* Киев: Наукова думка, 1972.
15. Рейви К. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии.* М.: Мир, 1984.

16. Венгер Е.Ф., Грендел М., Данилина В. и др. *Структурная релаксация в полупроводниковых кристаллах и приборных структурах*. Киев: Феникс, 1994.
17. *Свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник*. Под ред. А.В. Ржанова. М.: Наука, 1976.
18. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. *Полупроводниковые гетеропереходы*. М.: Сов. радио, 1979.
19. Алферов Ж.И., Коноваленко Б.М., Рывкин С.М. и др. Плоскостные германиевые фотодиоды. *ЖТФ*. 1955. **25**, № 1. С. 11–17.
20. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. *Полупроводниковая электроника. Свойства материалов*. Справочник. Киев: Наукова думка, 1975.
21. Калинин И.П., Алесковский В.Б., Симашкевич А.В. *Эпитаксиальные пленки соединений $A^{II}B^{VI}$* . Ленинград: Изд-во Ленинградского университета, 1978.
22. Стафеев В.И. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики несимметричного диода. *ФТТ*. 1961. **3**, № 1. С. 185–193.
23. Маслов В.П., Тетьоркін В.В., Сукач А.В., Качур Н.В., Туру Т.А., Кривоногов О.С. Дистанційний датчик температури. *Патент на корисну модель № 125612*. Україна, МПК (2018.01) G 01K 11/00, G 08B 17/00. № и 201800505; заявл. 18.01.2018; опубл. 10.05.2018. Бюл. № 9.
24. Конакова Р.В., Кордаш П., Тхорик Ю.А. *Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов*. Киев: Наукова думка, 1986.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
41, просп. Науки, 03680 Київ, Україна

Отримано 19.10.2018