

А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук¹, С.П. Троценко

InAs ФОТОДІОДИ (ОГЛЯД. ЧАСТИНА IV)

Проаналізовано основні види шуму в інфрачервоних фотодіодах на основі InSb та InAs. Розглянуто сучасний стан експериментальних та теоретичних досліджень теплового, дробового, генераційно-рекомбінаційного та радіаційного шуму у фотодіодах. Особлива увага приділена результатам досліджень низькочастотного шуму $1/f$ типу. Встановлено кореляцію між величиною $1/f$ шуму та генераційно-тунельним механізмом протікання темного струму у фотодіодах. Експериментальні результати обговорюються в рамках моделі неоднорідного переходу. Показано, що основною причиною виникнення $1/f$ шуму в InSb та InAs фотодіодах можуть бути флуктуації опору, зумовлені наявністю двох каналів провідності в області просторового заряду. Виконано розрахунки низькочастотного шуму з використанням існуючих теоретичних моделей.

Ключові слова: InSb фотодіод, $1/f$ шум, тунельний струм, неоднорідний $p-n$ перехід.

ВСТУП

У даній частині огляду проаналізовано шуми у фотодіодах на основі InSb та InAs. Експериментальні та теоретичні дослідження шумів у ІЧ фотодіодах важливі з декількох причин. По-перше, знання величини власного шуму фотоприймача необхідне для реалізації гранично можливих параметрів та характеристик. По-друге, дослідження шуму, особливо в області низьких частот, важливе для прогнозування деградації параметрів та характеристик фотоприймача, можливих відмов, стабільності та довговічності. По-третє, шумова спектроскопія є одним із найбільш чутливих методів досліджень дефектів у напівпровідниках.

Найбільш важливими видами шумів у ІЧ фотодіодах є тепловий, генераційно-рекомбінаційний, дробовий, шум типу $1/f$ та вибуховий [1-8]. Суперпозиція вказаних шумів визначає власний шум фотоприймача. При опроміненні фотодіода виникає радіаційний шум, зумовлений флуктуаціями числа фотонів. Розглянемо можливі джерела шуму у фотодіоді, виходячи з його еквівалентної схеми [9]. Джерелом теплового шуму є пасивні елементи фотодіода – шунтуючий та послідовний опір. Дробовий шум зумовлений наявністю $p-n$ переходу, а флуктуації ІЧ випромінювання зумовлюють радіаційний шум. При низьких частотах домінує шум типу $1/f$. Вибуховий шум є особливим видом шуму у InSb фотодіодах, дослідження якого спрямовані на прогнозування можливих відмов та довговічності.

1. ТЕПЛОВИЙ ШУМ

Тепловий шум у будь-якому провіднику виникає внаслідок флуктуацій теплової швидкості носіїв заряду. Характер їх руху при цьому нагадує броунівський рух частинок, статистичні властивості якого вперше описав Ейнштейн. Тепловий шум проявляється як флуктуації напруги на кінцях розімкнутого провідника або флуктуації струму при короткому замиканні. Вперше тепловий шум у резисторі спостерігав Джонсон у 1925 році, а теоретичний аналіз виконав Найквіст. Відповідно до теореми Найквіста середній квадрат флуктуації напруги у провіднику у смузі частот Δf визначається формулою

$$\overline{V^2} = S_V \Delta f = 4kT \operatorname{Re} Z(f) \Delta f, \quad (1)$$

де k – постійна Больцмана, T – температура, $Z(f)$ – імпеданс провідника, S_V – спектральна густина шумової напруги. В ідеальному резисторі середньоквадратичні значення шумової напруги та струму можна розрахувати за формулами:

© А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук, С.П. Троценко, 2018

$$V_n = \sqrt{4kTR\Delta f}, I_n = \sqrt{4kTG\Delta f}, \quad (2)$$

де $G = 1/R$ – провідність резистора. На еквівалентній схемі резистора тепловий шум враховується еквівалентним генератором напруги або струму [1-3]. Отриманий в рамках класичної флуктуаційно-дисипативної теореми спектр теплового шуму не залежить від частоти. Врахування квантово-механічних ефектів приводить до такої модифікації формули Найквіста [2, 3]:

$$\overline{U}^2 = 4R \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \Delta f, \quad (3)$$

де h – постійна Планка. Множник Бозе–Ейнштейна у знаменнику формули (3) вказує на зв'язок теплового шуму з термодинамічно рівноважним тепловим випромінюванням. Верхня частота у цій формулі (частота відсічки) $f_B = kT/h$ при температурі 77 К приблизно дорівнює $1,5 \cdot 10^{12}$ Гц. Таким чином, до терагерцового діапазону спектра тепловий шум можна вважати білим. При вказаній температурі максимально можлива потужність теплового шуму у смузі частот 1 Гц, яку можна передати у навантаження, становить $1,06 \cdot 10^{-21}$ Вт.

2. ГЕНЕРАЦІЙНО-РЕКОМБІНАЦІЙНИЙ ШУМ

Генераційно-рекомбінаційний (ГР) шум зумовлений випадковістю процесів генерації і рекомбінації (захоплення на рівні дефектів у забороненій зоні) носіїв заряду, що приводять до випадкової зміни їх повної кількості $N = N(t)$ у фотоприймачі. ГР шум проявляється у результаті протікання струму крізь зразок, тобто, на відміну від теплового шуму, він є нерівноважним. У простому випадку напівпровідника з одним домішковим рівнем спектральна густина ГР шуму визначається рівнянням [10, 11]:

$$S_I(f) = \left(\frac{\bar{I}}{N_0} \right)^2 \overline{\Delta N^2} \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4)$$

де \bar{I} – середній струм, N_0 – середня кількість рівноважних носіїв заряду, $\overline{\Delta N^2} = \overline{(N(t) - N_0)^2}$ – усереднена величина квадрата флуктуацій, τ – середній час життя нерівноважних носіїв у напівпровіднику, $\omega = 2\pi f$ – циклічна частота. Якщо процеси генерації та рекомбінації є незалежними і описуються статистикою Пуассона, для якої $\overline{\Delta N^2} = N_0$, вираз (4) спрощується:

$$S_I(f) = \frac{\bar{I}^2}{N_0} \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (5)$$

Як видно, рівень ГР шуму залежить від повної кількості носіїв у зразку і при зменшенні його розмірів зростає. При частотах $\omega^2 \tau^2 \ll 1$ ГР шум є білим, а середньоквадратичне значення шумового струму дорівнює

$$I_n^2 = \frac{4\bar{I}^2 \tau}{N_0} \Delta f. \quad (6)$$

В області високих частот $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ ГР шум наближається до нуля.

Для прикладу розглянемо ГР шум фоторезистора. У загальному випадку струм фоторезистора має дві складові, зумовлені тепловою та фотонною генерацією носіїв. Якщо тепловою генерацією можна знехтувати (фотоприймач охолоджений), тоді середнє число генерованих під дією випромінювання носіїв становить

$$\bar{N} = \eta N_{ph} A \tau, \quad (7)$$

де η – квантова ефективність, N_{ph} – середня густина потоку фотонів (фотон/см²·с), A – площа, τ – час життя нерівноважних носіїв заряду. Середнє значення фотоструму дорівнює

$$i_{ph} = \frac{e \mu \bar{N} E}{l}, \quad (8)$$

де l – відстань між електродами, E – напруженість електричного поля, μ – рухливість носіїв. З урахуванням (7) та (8) для спектральної густини шуму отримуємо

$$S_I(f) = \frac{4e^2 \eta N_{ph} A}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{\tau^2}{(l/\mu E)^2}, \quad (9)$$

де $\frac{\tau}{(l/\mu E)} = G_{ph}$ – коефіцієнт фотоелектричного підсилення.

Для ГР шуму, який виникає при опроміненні фоторезистора, отримуємо рівняння [12]:

$$I_n = \sqrt{I_n^2} = 2e G_{ph} (\eta N_{ph} A \Delta f)^{1/2}. \quad (10)$$

Звернемо увагу на той факт, що шумовий струм пропорційний квадратному корню із площі фоторезистора.

3. ДРОБОВИЙ ШУМ

Дробовий шум виникає у p - n переході фотодіода внаслідок флуктуації числа носіїв заряду, які перетинають потенціальний бар'єр. Спектральна густина шуму визначається співвідношенням, яке називають формулою Шотткі:

$$S = 2qI, \quad (11)$$

де I – середній струм крізь перехід.

Умовою існування дробового шуму є: 1) дискретність заряду електрона; 2) наявність виокремленого напрямку руху електронів, внаслідок чого його середня швидкість, на відміну від теплової, має відмінне від нуля значення; 3) стохастичність інжекції у виокремленому напрямку. Дробовий шум у напівпровідниках спостерігається, коли дрейфова швидкість носія стає порівнянною з тепловою швидкістю. При кімнатній температурі типове значення теплової швидкості електрона у напівпровіднику становить $\sim 10^7$ см/с. Для порівняння, у металах дробовий шум не спостерігається, оскільки дрейфова швидкість мала у порівнянні з тепловою. Умови застосування формули Шотткі: носії струму в робочій області рухаються вільно, тобто впливом об'ємного заряду можна знехтувати; час прольоту носіїв крізь робочу область вважається незначним; шум вважається стаціонарним, тобто середній струм крізь

перехід не модулюється, $I = \text{const}$. Якщо об'ємний заряд помітно впливає на рух носіїв, виникає пригнічення (депресія, згладжування) дробового шуму. Це явище можна цілеспрямовано використовувати для його зниження [4].

У випадку ідеального фотодіода єдиною складовою темного струму є дифузійний струм, шунтуючий опір вважається нескінченно високим, а послідовним опором можна знехтувати. За відсутності освітлення його ВАХ записується у вигляді:

$$I_D = I_0 [\exp(eV/kT) - 1], \quad (12)$$

де I_0 – зворотний струм насичення. Шум ідеального фотодіода можна розглядати як дробовий і представити еквівалентним генератором струму зі спектральною густиною [3, 4]

$$S_I(f) = 2e(I + 2I_0) + 4kT(G_I - G_0), \quad (13)$$

де G_I – провідність p - n переходу, а G_0 – низькочастотне значення провідності. Згідно з теорією ван-дер-Зіла фізична інтерпретація останнього виразу полягає у наступному. У переході протікають два струми – прямий $I_F = I_D + I_0 = I_0 \exp(eU/kT)$ та зворотний $I_R = I_0$. Їх різниця визначає струм I на виході переходу. Якщо вказані струми мають незалежні флуктуації, їх шуми підсумовують і визначають низькочастотний дробовий шум (перша складова у виразі (13)). В умовах термодинамічної рівноваги (відсутність зміщення) $I_F = I_R = I_0$, тому шум зводиться до формули Найквіста для резистора $4kT/R_0$, де $R_0 = kT/I_0$ – динамічний опір переходу при нульовому зміщенні

$$R_0 = \left(\frac{dI}{dU} \right)_{U=0}^{-1}. \quad (14)$$

Під дією випромінювання у переході виникає фотострум, який за напрямком збігається зі зворотним струмом

$$I_{ph} = e\eta N_{ph} A = e\eta Q, \quad (15)$$

де N_{ph} – середня густина потоку фотонів ($1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$), Q – потік фотонів, який попадає на чутливу площадку фотоприймача за одну секунду. Флуктуації темного струму та фотоструму незалежні, тому загальний шум переходу визначається їх сумою:

$$\overline{I_n^2} = 2e \left[\frac{kT}{eR_0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) + \frac{kT}{eR_0} + e\eta AN_{ph} \right] \Delta f. \quad (16)$$

При нульовому зміщенні із (16) отримуємо

$$\overline{I_n^2} = \left(4kT/R_0 + 2e^2\eta AN_{ph} \right) \Delta f. \quad (17)$$

Очевидно, що другий член у останньому виразі домінує за умови

$$R_0 \gg \frac{2kT}{e^2\eta AN_{ph}}. \quad (18)$$

Для зворотно зміщеного фотодіода при $e|U| \gg kT$ можна записати

$$\overline{I_n^2} = \left(2kT/R_0 + 2e^2\eta AN_{ph} \right) \Delta f. \quad (19)$$

Як видно, при зворотному зміщенні шумовий струм повинен зменшуватись у порівнянні з фотодіодом без зміщення. Еквівалентна шумова схема ідеального фотодіода представлена на рис. 1.

У InSb та InAs фотодіодах при невеликих та помірних зворотних зміщеннях основною компонентою струму є генераційно-рекомбінаційний струм в області просторового заряду (ОПЗ). Шум фотодіода, зумовлений процесом генерації та рекомбінації носіїв в ОПЗ, проаналізовано в [4]. Генераційний шум у збідненому шарі виникає внаслідок того, що глибокі центри генерують по черзі дірку та електрон, які видаляються з ОПЗ електричним полем. Така флуктуація зарядового стану центра зумовлює локальну модуляцію ширини ОПЗ, наслідком якої є флуктуація струму.

ГР струм ОПЗ можна представити у вигляді [13]

$$I_{GR} = I_R - I_G. \quad (20)$$

При зворотному зміщенні $e|U| \gg kT$ рекомбінаційною складовою струму можна знехтувати, а генераційна складова записується як

$$I_G = \frac{en_i W}{2\tau_0}, \quad (21)$$

де τ_0 – ефективний час генерації електрон-діркових пар в ОПЗ. Як показано в [14], при низьких частотах генераційний шумовий струм в точності дорівнює дробовому шуму фотодіода

$$\overline{I_n^2} = 2eI_G \Delta f. \quad (22)$$

В області високих частот він знижується

$$\overline{I_n^2} = \beta(2eI_G \Delta f), \quad (23)$$

причому коефіцієнт пригнічення β дорівнює 2/3 для зворотно зміщеного асиметричного і симетричного $p-n$ переходу. При прямому зміщенні у симетричному переході $\beta = 1/2$ [4].

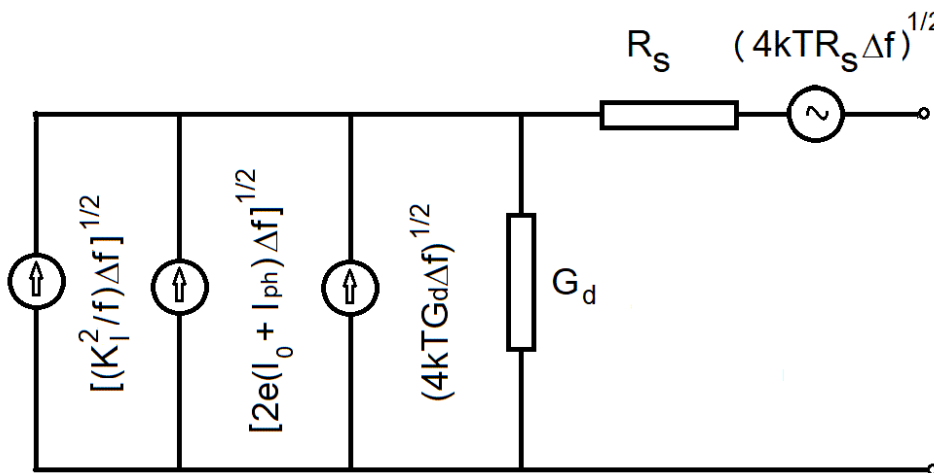


Рис. 1. Низькочастотна шумова схема фотодіода при зворотному зміщенні.

4. ВИБУХОВИЙ ШУМ

Вибуховий шум (burst noise) проявляється як бістабільний сигнал східчастої форми, однорідний за амплітудою, з випадково розподіленими інтервалами часу між сходинками. У багатьох випадках для вибухового шуму спостерігається сильна асиметрія. Механізм, який зумовлює вибуховий шум у p - n переходах зі зворотним зміщенням, полягає у нерегулярному ввімкненні-вимкненні поверхневого каналу провідності. У переходах з прямим зміщенням вибуховий шум викликають протяжні дефекти (дислокації, преципітати домішкових атомів) в ОПЗ [4].

5. 1/F ШУМ

Домінуючим механізмом шуму в напівпровідникових приладах при низьких частотах є шум, початкова назва якого була флікерний шум. Вперше він був виявлений Джонсоном у 1925 році при дослідженні дробового шуму електровакуумних ламп. Першу теорію, так само як і назва шуму, запропонував Шотткі у 1926 році [15]. Відмінною рисою флікерного шуму була форма його спектра, яка описується емпіричною залежністю $S(f) = A/f^\gamma$, де параметр γ називається «параметром форми спектра». Зазвичай його величина близька до одиниці, проте зустрічаються значення з більш широкого діапазону – $\gamma = 0,6 \dots 2$ [15]. Через те, що параметр форми спектра найчастіше набуває значень, близьких до одиниці, флікерний шум називають $1/f$ шумом. Експериментальні дослідження виявили $1/f$ шум у всіх без винятку приладах напівпровідникової електроніки.

У загальному підході до пояснення $1/f$ шуму передбачається, що у провідниках існують різноманітні релаксаційні процеси з широким спектром часів релаксації, який охоплює багато порядків його величини. Ці процеси пов'язані, наприклад, з локальними дефектними станами у забороненій зоні напівпровідника, з кінетикою дефектів або невпорядкованістю кристалічної ґратки. На зв'язок шуму $1/f$ з дефектами вказує той факт, що у зразках напівпровідників, виготовлених за однією технологією, які мають близькі електрофізичні параметри, спектральна густина шуму може відрізнитися на порядок і більше [15].

Формально спектр шуму типу $1/f$ можна отримати із виразу для флуктуації числа носіїв, зумовленої генераційно-рекомбінаційним процесом (див. (4)):

$$S_N(f) = \frac{\overline{4\Delta N^2 \tau_0}}{1 + \omega^2 \tau_0^2}, \quad (24)$$

де постійна часу змінюється у деяких межах $\tau_1 - \tau_2$

$$S_{1/f} = 4\Delta N^2 \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{1}{\tau_0} \frac{\tau_0 d\tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2} = \overline{\Delta N^2} \frac{1}{f} \quad (25)$$

для $1/\tau_1 \ll f \ll 1/\tau_2$. Зважаючи, що $1/f$ шум спостерігається як у невпорядкованих, так і в однорідних напівпровідниках, важко запропонувати єдину фізичну модель, яка могла б адекватно пояснити значний розкид часів релаксації [4, 15].

У численних дослідженнях $1/f$ шуму в однорідних напівпровідниках було встановлено, що спектральна густина $1/f$ шуму пропорційна квадрату середньої напруги U^2 або струму I^2 у тій області, де виконується закон Ома. Вона порушується при великих струмах внаслідок теплового розігріву зразка або у випадку, коли носії стають гарячими. Важливо, що електричний струм тільки «проявляє» флуктуації опору, які існують за його відсутності, тобто у термодинамічно рівноважному стані. Якщо крізь такий опір протікає

постійний струм, виникають флуктуації напруги, при цьому спектральна густина шуму визначається спектральною густиною флуктуацій опору:

$$S_U = I_0^2 S_R \quad (26)$$

Потужність шуму, спричиненого флуктуаціями опору, пропорційна квадрату струму, що відрізняє його від дробового шуму, потужність якого лінійно залежить від струму. Вважається, що $1/f$ шум у напівпровідникових фотоприймачах зумовлений саме флуктуаціями опору [6]. Оскільки опір визначається концентрацією і рухливістю носіїв заряду, у літературі переважно обговорюються дві альтернативні моделі $1/f$ шуму [4]:

- модель Мак-Уортера, у якій $1/f$ шум зумовлений флуктуаціями числа носіїв;
- модель Хоуге для $1/f$ шуму, зумовленого флуктуаціями рухливості.

У моделі $1/f$ шуму Мак-Уортера [17] флуктуація числа носіїв зумовлена поверхневими пастками з широким інтервалом часів життя носіїв. Мак-Уортер припустив, що флуктуація числа носіїв у польових транзисторах визначається їх тунельним захопленням носіїв на пастки, локалізовані на різних відстанях від межі поділу оксид-напівпровідник. Якщо пастка локалізована на відстані x від межі поділу, для постійної часу можна записати:

$$\tau = \tau_0 \exp(\gamma x), \quad (27)$$

де коефіцієнт $\gamma \approx 10^8 \text{ см}^{-1}$ характеризує тунельний процес, за допомогою якого пастки обмінюються носіями з об'ємом напівпровідника. При рівномірному розподілі пасток по глибині оксиду спектральний розподіл флуктуацій числа носіїв апроксимується законом $1/f$ [17]. Очевидно, що для оксиду товщиною d максимальний час релаксації визначається добутком γd . Для прикладу, товщина оксиду в InSb, який формується на свіжопротравленій поверхні в лабораторних умовах впродовж одного місяця, становить приблизно 3 нм [18]. Якщо взяти $\tau_1 = \tau_0 = 10^{-6}$ с, що характерно для механізму рекомбінації ШРХ в InSb, отримуємо значення $\tau_2 \approx 10^7$ с. Отже, спектр типу $1/f$ може спостерігатись у діапазоні частот від 1 МГц до 10^{-7} Гц.

Крім тунельного механізму розподілу постійних часу, може існувати активаційний механізм флуктуацій числа носіїв, зумовлених дефектами ґратки, які утворюють енергетичні рівні у забороненій зоні. Очевидно, що мілкі донорні і акцепторні рівні не можуть істотно впливати на шум, тому що їх заселеність майже не змінюється з температурою. Проте пастки, рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони напівпровідника, в принципі, можуть мати широкий розподіл часів захоплення носіїв. Для таких пасток можна записати [2, 3]

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_t}{kT}\right), \quad (28)$$

де E_t – енергія активації пасток. Якщо E_t змінюється у межах $E_2 - E_1$, для інтервалу частот, у якому може спостерігатись $1/f$ шум, отримуємо:

$$\frac{f_2}{f_1} \sim \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (29)$$

Відомо, що в кристалах InSb існує значна кількість дефектів, рівні яких лежать у забороненій зоні і мають широкий спектр енергії іонізації. Їх концентрація порівнянна або перевищує

концентрацію носіїв у дозволених зонах [16]. Природа більшості дефектів не встановлена. Прості оцінки співвідношення (29) свідчать, що активаційний механізм флуктуацій числа носіїв не може пояснити експериментальні спектри $1/f$ шуму. Наприклад, у випадку InSb для значного розкиду енергій активації $E_2 - E_1 = 0,3E_g$ отримуємо лише чотири частотні декади при $T = 77$ К. Очевидно, що флуктуації числа носіїв, зумовлені глибокими пастками, повинні бути чутливими до зміни температури, що не спостерігається на експерименті (див. нижче).

Шляхом обробки значної кількості експериментальних даних про величину $1/f$ шуму в напівпровідниках і металевих плівках Хоуге отримав емпіричну залежність [19]:

$$\frac{S_U}{U^2} = \frac{\alpha}{Nf^\gamma}, \quad (30)$$

у якій постійна α має значення $2 \cdot 10^{-3}$, N – число носіїв заряду у зразку, показник γ близький до одиниці. Якщо у моделі Мак-Уортера $1/f$ шум трактується як поверхневе явище, Хоуге розглядав його як об'ємний ефект. Оскільки у численних дослідженнях було встановлено, що постійна α може змінюватись у широких межах, пізніше Хоуге запропонував використовувати її як підгінний параметр [20]. Наприклад, у приладах на основі кремнію α може змінюватись у межах від $5 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-3}$. В InSb цей інтервал значень α ще більший – від 10^{-1} до 10^{-7} [13].

Спектр флуктуацій опору $S_R(f)$ описується формулою, отриманою ван-дер Зілом [21]:

$$\frac{S_N(f)}{N_0^2} = \frac{S_R(f)}{R_0^2} = \frac{\beta / \ln(\tau_2 / \tau_1)_0}{N_0 |f|}, \quad (31)$$

β – постійна. Формула (31) збігається з (30), якщо постійну α прирівняти до $\beta / \ln(\tau_2 / \tau_1)$.

Альтернативою флуктуації числа носіїв є модель флуктуації рухливості носіїв, за допомогою якої можна пояснити спостережувані $1/f$ флуктуації, а також отримати відповідність із законом Хоуге за умови, що флуктуації рухливості носіїв є незалежними. Ця ідея вперше була запропонована Клейнпеннінгом і Беллом [22]. У застосуванні до ІЧ фотоприймачів на основі InSb та HgCdTe розроблена модель флуктуації рухливості носіїв заряду [23-25].

6. ПАРАМЕТРИ ІЧ ФОТОПРИЙМАЧІВ

Фотоприймач перетворює оптичний сигнал на вході в електричний сигнал на виході. Реакція ФП на потік випромінювання описується низкою параметрів та характеристик, перелік яких регламентується відповідними стандартами (ГОСТ 18167-72. Фотодиоди и фототранзисторы. Методы измерения основных фотоэлектрических параметров и определения характеристик). До найбільш важливих належать так звані порогові параметри: чутливість R , потужність еквівалентна шуму NEP , виявлювальна здатність D та питома виявлювальна здатність D^* . В огляді використовуються загальноприйняті в англійській літературі назви та позначення параметрів [12].

6.1. Чутливість (responsivity)

У загальному випадку чутливість приймача R – це відношення зміни електричного сигналу на виході ФП до величини потоку випромінювання на його вході. Якщо потік випромінювання вимірюється у Вт, розрізняють ампер-ватну чутливість R_I , коли вимірюється сила фотоструму, та вольт-ватну чутливість R_U при вимірюванні напруги на

виході ФП. Під струмом або напругою слід розуміти їх середньоквадратичні значення. При визначенні чутливості необхідно також вказати природу джерела випромінювання, оскільки реакція ФП залежить від спектрального розподілу енергії випромінювання. Для ФП в ІЧ діапазоні спектра говорять про інтегральну чутливість по відношенню до випромінювання АЧТ або монохроматичну(спектральну) чутливість до випромінювання на довжині хвилі λ .

За визначенням для ампер-ватної чутливості можна записати

$$R_I = \frac{I_{ph}}{P}, \quad (32)$$

де P – світловий потік у ватах, I_{ph} – фотострум в амперах.

Якщо фотодіод освітлюється монохроматичним випромінюванням, фотострум вираховується за формулою (14), а середньоквадратичне значення потоку (у Вт) набуває вигляду:

$$P_\lambda = \frac{hc}{\lambda} AN_{ph}. \quad (33)$$

Тоді для монохроматичної ампер-ватної чутливості можна записати

$$R_{I\lambda} = \frac{hc}{\lambda} e\eta. \quad (32)$$

Чутливість показує міру перетворення оптичного сигналу в електричний, проте не дозволяє кількісно оцінити мінімальний потік випромінювання, при якому сигнал фотоприймача перевищує його шум. З цією метою використовується наступний параметр, який викладено в розділі 6.2.

6.2. Потужність еквівалентна шуму (noise equivalent power)

Під NEP розуміють мінімальний потік випромінювання, який зумовлює на виході ФП сигнал, еквівалентний рівню власного шуму у визначеній смузі частот. У цьому випадку отримуємо

$$NEP = \frac{I_n}{R_I}. \quad (35)$$

Очевидно, що вимірювати сигнал за умови, що відношення сигнал/шум дорівнює одиниці, практично неможливо, тому NEP розраховують за формулою

$$R_I = \frac{I_{ph}}{P} = \frac{I_n}{NEP} \quad (36)$$

при освітленні фотоприймача достатньо потужним потоком випромінювання. У цій формулі вважається, що сигнал на виході лінійно залежить від потоку на вході, що у ІЧ фотоприймачах виконується у досить великому динамічному діапазоні.

Оскільки шум ФП залежить від ширини смуги частот Δf , в якій його вимірюють, то NEP також залежить від Δf . Для більш зручного порівняння різних приймачів часто використовують відношення величини NEP до Δf . У цьому випадку NEP вимірюється у $\text{Вт}/\Gamma\text{ц}^{1/2}$.

Для монохроматичної NEP можна записати

$$NEP_{\lambda} = \frac{I_n}{R_{I\lambda}}. \quad (37)$$

6.3. Виявлювальна здатність (detectivity)

У загальному випадку можна стверджувати, що фотоприймач тим кращий, чим менша NEP . Більш логічно якість фотоприймача оцінювати величиною, зворотною до NEP , яка називається виявлювальною здатністю:

$$D = \frac{1}{NEP}. \quad (38)$$

Оскільки NEP залежить від умов вимірювання (частоти модуляції оптичного потоку, площі приймача, електричної смуги пропускання схеми підсилення сигналу, напруги живлення), вони стандартизуються. Експериментально було встановлено, що для однотипних ФП величина NEP зростає пропорційно квадратному корню із площі A , а також квадратному корню із ширини смуги електричної схеми Δf , тому зручніше користуватися питомою виявлювальною здатністю:

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} = \frac{R_{I\lambda} \sqrt{A\Delta f}}{I_n}, \quad (39)$$

яка вимірюється у $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$. Для монохроматичної виявлювальної здатності маємо:

$$D_{\lambda}^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP_{\lambda}} = \frac{R_{I\lambda} \sqrt{A\Delta f}}{I_n}. \quad (40)$$

Інтегральна виявлювальна здатність D^* визначається по відношенню до випромінювання АЧТ, тому вказують його температуру, частоту модуляції випромінювання f та ширину електричної полоси пропускання Δf , наприклад 500 К, 1000 Гц, 1 Гц відповідно. Для D_{λ}^* вказують довжину хвилі випромінювання λ , частоту модуляції та ширину смуги пропускання. Зазвичай D_{λ}^* відповідає спектральному максимуму чутливості фотоприймача λ_{max} . Між інтегральною та монохроматичною виявлювальною здатністю фотоприймача існує співвідношення. Для InSb фотодіодів $D_{\lambda}^*(\lambda_{\text{max}})/D^*(500 \text{ К}) = 5-6$. Типові значення граничних параметрів InSb фотодіодів відомих виробників наведено у табл. 1.

Табл. 1. Параметри InSb фотодіодів виробництва Judson Technologies LLC (77 К, кут поля зору 60°), www.judsontechnologies.com.

Активна площа, діаметр, мм	$D_{\lambda}^*(\lambda_{\text{max}})$, 1000 Гц, $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$	$R_{I\lambda}$, 1000 Гц, А/Вт	NEP_{λ} , 1000 Гц, $\text{пкВт}/\text{Гц}^{1/2}$	R_0 (шунтуючий опір), МОм	C, нФ	$R_0 A$, $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$
0,1	3,0	$1 \cdot 10^{11}$	0,08	25	0,01	$1,9 \cdot 10^3$
0,5	3,0	$1 \cdot 10^{11}$	0,4	1	0,1	$1,9 \cdot 10^3$
1,0	3,0	$1 \cdot 10^{11}$	0,8	0,5	0,4	$3,9 \cdot 10^3$
2,0	3,0	$1 \cdot 10^{11}$	1,6	0,15	1,6	$4,7 \cdot 10^3$

Примітки: значення $R_0 A$ розраховано нами.

Очевидно, що виявлювальна здатність ІЧ фотоприймача зростає при зменшенні власного шуму. Коли власним шумом можна знехтувати (наприклад, фотоприймач охолоджений), провідну роль відіграють флуктуації випромінювання навколишнього середовища. У цьому випадку фотоприймач працює у так званому режимі, обмеженому фоновим випромінюванням (background limited performance, BLIP). Середьоквадратичне значення шумового струму можна визначити за формулами (16), (17) для потоку випромінювання навколишнього середовища Q_B :

$$\overline{I_n^2} = (4kT/R_0 + 2e^2\eta Q_B) Af. \quad (41)$$

Для монохроматичної виявлювальної здатності ідеального фотодіода при нульовому зміщенні можна записати

$$D_\lambda^* = \frac{\lambda}{hc} e\eta \left[\frac{4kT}{R_0 A} + 2\eta e^2 Q_B \right]^{-1/2}. \quad (42)$$

Фотодіод працює у BLIP режимі, якщо виконується умова

$$R_0 \gg \frac{2kT}{e^2\eta AN_B} = \frac{2kT}{e^2\eta Q_B}. \quad (43)$$

За цієї умови отримуємо відому формулу для виявлювальної здатності фотодіода для BLIP режиму

$$D_\lambda^* = \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\eta}{2Q_B} \right)^{1/2}. \quad (44)$$

Якщо у фотодіоді переважає тепловий шум, виявлювальну здатність можна розрахувати за формулою:

$$D_\lambda^* = \frac{\lambda}{hc} \eta \left(\frac{R_0 A}{4kT} \right)^{1/2}. \quad (45)$$

З останніх формул можна зробити висновок, що добуток $R_0 A$ визначає можливість ІЧ фотодіода реєструвати слабкі сигнали. Зазначимо також, що динамічний опір фотодіода просто визначається із вимірювань ВАХ. При робочій температурі фотодіода (зазвичай це 77 К) покращити виявлювальну здатність можна за рахунок зменшення темного струму, збільшення квантової ефективності та зменшення потоку випромінювання навколишнього середовища. Можливості оптимізації параметрів та характеристик InSb та InAs фотодіодів будуть розглянуті у наступній частині огляду.

7. МЕХАНІЗМИ ТРАНСПОРТУ НОСІЇВ ЗАРЯДУ ТА ШУМУ В ДИФУЗІЙНИХ InSb p^+ - n ПЕРЕХОДАХ

На даний час InSb є одним з найбільш важливих матеріалів для виробництва фотодіодів, а також матриць фокальної площини для середньої ділянки інфрачервоної області $\lambda = 3\text{--}5$ мкм [7]. Найпоширенішими методами їх виготовлення є імплантація Be та

дифузія Cd в об'ємні кристали *n*-типу провідності. Для виготовлення фотодіодів використовуються нелеговані та леговані телуrom монокристалічні підкладки діаметром від двох до п'яти дюймів (50–125 мм) [26]. Важливо підкреслити, що концентрація дислокацій (ямок травлення) у провідних виробників монокристалічного InSb не перевищує 50 см^{-2} [26]. Концентрація електронів у підкладках змінюється у межах $8 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а рухливість перевищує $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при температурі 77 К. Порогові параметри InSb фотодіодів суттєво обмежені надлишковим струмом крізь дефектні стани (пастки) у забороненій зоні, які діють не лише як ефективні центри генерації та рекомбінації нерівноважних носіїв заряду, але й зумовлюють тунельний струм при актуальних напругах зміщення. Аналіз механізмів транспорту носіїв у InSb p^+-n переходах, виготовлених дифузією Cd, в залежності від прямого та зворотного зміщення, а також температури виконано у роботах [27-30]. Було встановлено, що темновий струм фотодіодів залежить від кристалічної досконалості підкладок, параметрів дифузійного процесу та методів пасивації і захисту активної області переходів.

Незважаючи на те, що шуми в монокристалах, епітаксійних плівках та діодних структурах InSb досліджувались теоретично та експериментально впродовж 50 років [31-45], механізми їх виникнення потребують додаткових досліджень. Природа низькочастотного шуму у InSb фотодіодах залишились нез'ясованою до цього часу. Наприклад, опубліковані у літературі значення параметра Хоуга для шуму типу $1/f$ змінюються у межах від $\sim 10^{-1}$ до $\sim 10^{-7}$ [38-40, 43]. Причому значення $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ співвідносяться з поверхневим джерелом шуму, тоді як значення $\sim 10^{-3}$ – з об'ємним. На роль поверхні у виникненні низькочастотного шуму у монокристалах та епітаксійних плівках указано у роботах [33, 38, 39], а на роль контактів – у роботі [45]. Про стан досліджень свідчить той факт, що автори відомих монографій [7, 8] одностайні у твердженні про необхідність теоретичних і експериментальних досліджень шумів у фотодіодах. Авторами даного огляду були досліджені спектри шуму у дифузійних InSb переходах та запропонована модель виникнення $1/f$ шуму [46].

7.1. Виготовлення *p-n* переходів

Досліджені *p-n* переходи були виготовлені методом дифузії кадмію в монокристалічні підкладки провідності *n*-типу з кристалографічною орієнтацією (100) та середньою товщиною близько 500 мкм. Концентрація та рухливість електронів на підкладках становили $(1...2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і $5,0 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К відповідно. Середня густина дислокацій (ямок травлення) змінювалась у межах $\sim 10^2 - \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ [30]. Пошкоджений шар був видалений хімічним динамічним поліруванням з використанням травильного розчину $2\% \text{ Br}_2 + \text{HBr}$. Якість поверхні контролювалась інтерференційним мікроскопом. Виміряна шорсткість на поверхні після полірування становила $\sim 0,03$ мкм. Щоб запобігти повторному випаровуванню компонентів, додаткову кількість InSb та елементарного Sb поміщали в кварцову ампулу, щоб забезпечити стан насичення парою.

Були реалізовані три методи дифузії кадмію у підкладки *n*-InSb: 1) ізотермічна дифузія при 420 °C протягом 30 хв; 2) двотемпературна дифузія протягом 30 хв, коли Cd джерело та підкладка InSb знаходилися в різних температурних зонах 380 °C та 420 °C; 3) двоступенева дифузія, коли після ізотермічної дифузії Cd при температурі 380 °C відбувався відпал при 420 °C впродовж 60 хв в окремій ампулі. У подальшому *p-n* переходи, виготовлені за допомогою описаних методів, позначаються як TR1, TR2 та TR3 відповідно. Глибина залягання *p-n* переходу визначалася шляхом вимірювання знака термоерс зондовим методом при послідовному хімічному травленні легованого поверхневого шару. Визначені величини становили $3,5 \pm 0,5$, $3,0 \pm 0,5$ та $4,5 \pm 0,5$ мкм для переходів TR1, TR2 та TR3 відповідно. Як визначено диференційним ефектом Холла, середня концентрація дірок у легуючому шарі становила $(7 \pm 1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 77 К. Омичні контакти до областей переходу

p- та *n*-типу провідності були виготовлені з використанням сплаву In-Zn і чистого In відповідно. Формування омичних контактів та очищення мезаструктур проводилось в атмосфері водню при ~ 350 °C впродовж 5-10 хвилин.

Для дискримінації впливу поверхневої провідності на зворотні ВАХ було виготовлено зразки InSb *p-n*-перходів при однакових технологічних умовах з різною активною площею та довжиною периметра цієї площі. Як пасивуючий і захисний шари мезаструктури використано полікристалічний шар CdTe, який добре узгоджується за параметрами кристалічної ґратки та значеннями термічного коефіцієнта розширення. Використання полікристалічного CdTe може зменшувати густину поверхневих станів на гетеромежі CdTe-InSb у 3-4 рази у порівнянні зі структурами оксид-InSb [47]. Дослідженням ВАХ зразків було показано, що струм переходів при 77 К зумовлено не довжиною периметра активної площі, а безпосередньо їх площею, що свідчить про його об'ємну природу. У подальшому описано властивості переходів з активною площею мезаструктур $1,4 \cdot 10^{-2}$ см².

7.2. Тунельний струм при прямих зміщеннях

Параметри зонної діаграми та електричні параметри переходів визначались із вимірювань високочастотної (1 МГц) ВФХ та ВАХ на постійному струмі. Експериментально знайдені значення параметрів наведено у табл. 2, а типові ВАХ переходів показано на рис. 2-4. Зазначимо залежність вигляду ВАХ і абсолютних значень темного струму від методу дифузії. При температурі 77 К у переході TR1 на ВАХ спостерігаються дві характерні ділянки, які можна апроксимувати формулою [27, 28]:

$$I = I_{01} \exp\left[\frac{e(U - IR_S)}{E_0}\right] + I_{02} \exp\left[\frac{e(U - IR_S)}{\beta kT}\right], \quad (46)$$

де I_{01} , I_{02} – передекспоненціальні множники для першої та другої ділянок; $E_0 \approx 29$ меВ – характеристична енергія; $\beta \approx 1,6$ – коефіцієнт неідеальності; $R_S \approx 1.4$ Ом – послідовний опір. Перша складова у виразі (46) описує тунельний струм, а друга – генераційно-рекомбінаційний. ВАХ переходу TR3 описується другим доданком у формулі (46). При більш високих температурах на прямих ВАХ у досліджених переходах чітко спостерігалась лише одна експоненціальна ділянка, при цьому відхилення від експоненціальної залежності при напругах зміщення V , які перевищують дифузійний потенціал V_D , пояснюється впливом послідовного опору. При подальшому підвищенні температури ($T > 116$ К) та зменшенні значення V_D експоненціальна ділянка на прямій ВАХ не спостерігається (крива 3) через суттєвий вплив послідовного опору. Для можливості спостереження експоненціальної ділянки ВАХ було виключено вплив R_S . Той факт, що на ВАХ переходу TR3 надлишковий струм при прямому зміщенні не спостерігається, а значення коефіцієнта неідеальності $\beta = 1,6$, вказує на внесок дифузійної та генераційно-рекомбінаційної компоненти струму у загальний темновий струм переходу.

Табл. 2. Параметри дифузійних InSb p^+-n переходів при $T = 77$ К.

Метод дифузії	I_{01} , А	$R_0 A$, Ом·см ²	I_{02} , А	β	a , см ⁻⁴	W_0 , мкм	τ_0 , с
TR1	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	2,7	$2,3 \cdot 10^{19}$	1,0	$1,6 \cdot 10^{-9}$
TR2	$8,4 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^{-8}$	2,1	$1,3 \cdot 10^{19}$	1,1	$7,9 \cdot 10^{-9}$
TR3	–	$3,5 \cdot 10^4$	$4,0 \cdot 10^{-9}$	1,6	$8,5 \cdot 10^{18}$	1,3	$1,2 \cdot 10^{-7}$

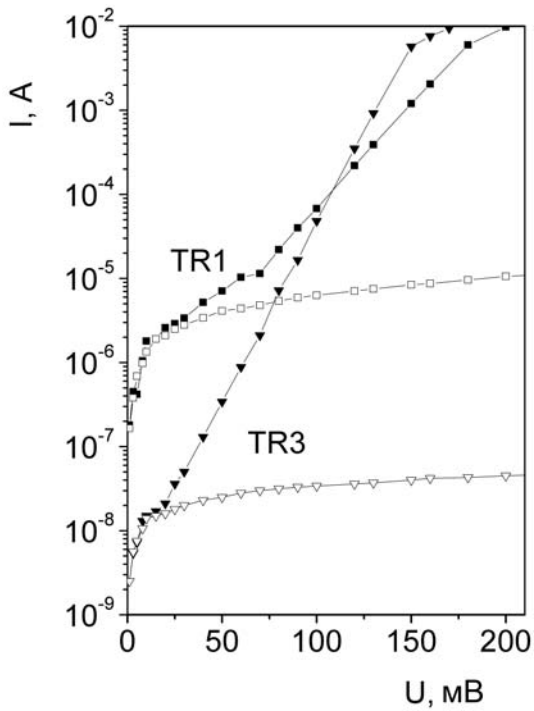


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики InSb p^+-n переходів TR1 та TR3 при прямому (закриті точки) та зворотному (відкриті точки) зміщенні при температурі 77 К.

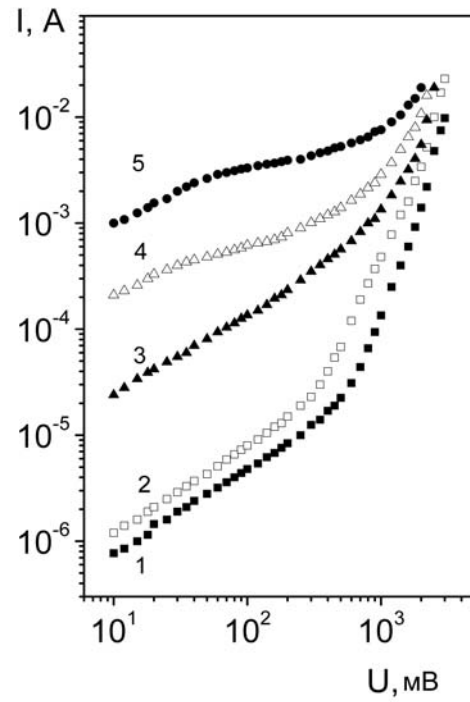


Рис. 3. Зворотні ВАХ в TR1 при температурах, К: 77 (1), 89 (2), 120 (3), 138 (4), 156 (5).

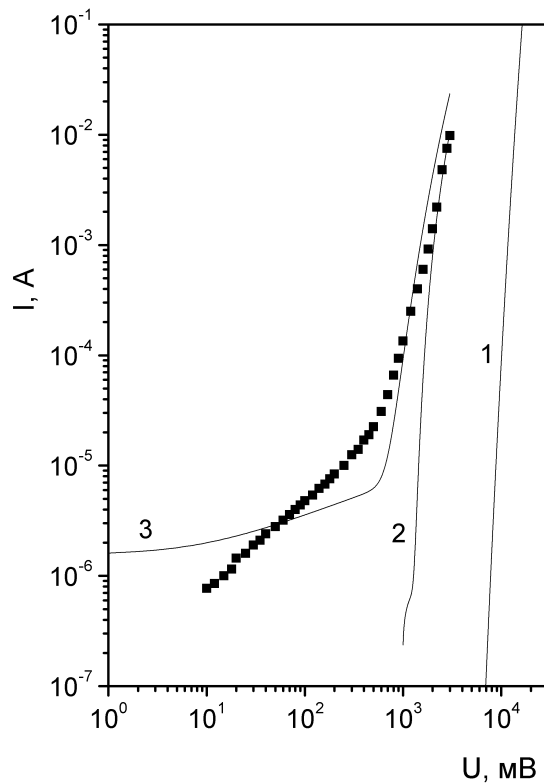


Рис. 4. Типова зворотна ВАХ при 77 К. Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок за формулою (2) для однорідного InSb p^+-n переходу (крива 1) та тунельного струму за участі глибоких центрів крізь локальні ділянки неоднорідної частини переходу за формулою (3) (крива 2). Параметри для розрахунку тунельного струму за участі глибоких центрів: $E_t = E_g/2$, $N_t = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $a = 1,9 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-4}$.

Як буде показано нижче, існує кореляція між тунельною складовою струму та низькочастотним шумом, тому причина його виникнення потребує детального розгляду. Очевидно, що за відсутності виродження носіїв заряду тунелювання при прямому зміщенні відбувається за рахунок дисипації енергії, що враховано у моделі багатоступінчатого тунелювання, розробленій Райбенем і Фойхтом [48]. Для реалізації такого процесу необхідною умовою є рівномірний просторовий розподіл дефектів в ОПЗ, а також рівномірний розподіл енергетичних рівнів у забороненій зоні. Незважаючи на те, що вказана модель використовувалась для аналізу ВАХ у діодних структурах напівпровідників, можливість такого процесу була поставлена під сумнів саме з аналізу механізмів шуму. Як показала Лук'янчикова, запропонований Райбенем і Фойхтом механізм тунелювання може бути ефективним лише в неоднорідному переході за рахунок флуктуацій ширини потенціального бар'єра [5].

Інша модель тунельного струму була розроблена у [49, 50]. Тунелювання носіїв відбувається у вигляді послідовних стрибків, ініційованих фононами по станах, які локалізовані вздовж дислокаційної лінії. Згідно з цією моделлю, прямі ВАХ апроксимуються рівнянням, подібним першій складовій у (46), а температурна залежність передекспоненціального множника $I_{01} \sim \exp(bT)$, де b – коефіцієнт, який слабко залежить від температури. Параметри моделі у застосуванні до InSb та InAs визначено у роботах [27, 28, 51].

Внаслідок лінійної залежності дифузійного потенціалу від температури [28] залежність I_{01} від температури експоненціальна. Відповідно до [48, 49] характеристична енергія E_0 не залежить від концентрації вільних носіїв. Ці факти можуть бути використані для дискримінації тунельного струму, зумовленого дислокаціями. Наприклад, для типових експериментальних даних InSb при 77 К ($I_0/A = 8,85 \cdot 10^{-5}$ А/см², $V_D = 160$ мВ, $E_0 = 29$ меВ і частоти $\nu_D = 3,3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, яка визначалась за відомою величиною температури Дебая $T_D = 160$ К [51]) оцінювалась густина дислокацій $\rho = 4,2 \cdot 10^4$ см⁻². Це значення майже на два порядки вище, ніж у вихідних підкладках. Відносно велике значення ρ можна пояснити тим, що під час термічної обробки межа p - n переходу не була виведена із зони дефектів, утворених дифузиею Cd. Таке ж зростання концентрації дислокацій спостерігалось у InAs p - n переходах, виготовлених також методом дифузії. Більш того, у цих переходах характеристична енергія E_0 , на відміну від теоретичних прогнозів, змінювалась від ~ 30 до ~ 60 меВ у залежності від технологічних режимів. Слід також підкреслити, що отримані у наших дослідженнях значення E_0 близькі до знайдених у діодах широкозонних напівпровідників GaP і SiC [48, 49, 52]. Це означає, що тунельний струм крізь дислокації характеризується такими ж особливостями, незалежно від напівпровідникових матеріалів, які використовуються для виробництва діодних структур.

Розбіжності між теоретично прогнозованими та експериментальними даними можуть бути зумовлені кількома причинами. Перш за все, у моделі [48, 49] передбачається, що лінії дислокації повністю зайняті носіями і мають довжину близьку до ширини ОПЗ. Це припущення не є характерним для дислокацій у напівпровідниках [53-56]. Наявність дислокаційних виступів, включень домішкових атомів, дислокаційних петель тощо призводить до втрати трансляційної симетрії вздовж лінії дислокації та просторової локалізації рухливих носіїв. Таким чином, лише короткі сегменти дислокації можуть сприяти проходженню постійного струму [54, 56, 57]. Вважається, що це основна причина відсутності прямих вимірювань провідності на постійному струмі вздовж дислокаційних ядер. Згідно з [54, 57] дислокації у напівпровідниках можуть утворювати одновимірні енергетичні зони, розташовані у забороненій зоні напівпровідника. Встановлено, що прямі переходи носіїв між дислокаційною зоною та зоною провідності або валентною зоною не є ефективними. Набагато ефективнішою є рекомбінація крізь стани глибоких дефектів [58, 59].

Подальший аналіз експериментальних даних ґрунтується на припущенні, що p - n переходи в досліджуваних діодах неоднорідні і існують два шляхи провідності для рухливих

носіїв. Тунельний струм протікає крізь дислокації, які перетинають ОПЗ, тоді як рекомбінаційний струм протікає крізь однорідну область, вільну від дислокацій. При низьких напругах зміщення тунельний струм домінує, тому I - V залежність описується першим членом у рівнянні (46). Зі збільшенням напруги зміщення цей струм маскується рекомбінаційною складовою відповідно до відомої моделі ШРХ. Ця зміна транспортного механізму описується другим доданком у (46).

Існують експериментальні докази, що швидкість рекомбінації нерівноважних носіїв у кремнії за участі дислокацій залежить від наявності домішок перехідних металів у ядрі дислокації, які утворюють локальні енергетичні рівні у забороненій зоні [59]. Взнявши до уваги, що рекомбінація носіїв, захоплених у дислокаційних зонах, може бути суттєво прискорена присутністю невеликої кількості атомів домішки, передбачається, що механізм транспорту носіїв при низьких температурах складається з кількох етапів, а саме: а) інжекція електронів в ОПЗ при прямому зміщенні; б) захоплення електронів на дислокаційне ядро шляхом тунельних переходів; в) рух електронів вздовж коротких сегментів дислокаційного ядра; г) рекомбінація з дірками крізь рівні дефектів у забороненій зоні, які належать «власним» дефектам ядра дислокації або атомам домішок. У випадку прямого обміну електронами ядра дислокації з дозволеною енергетичною зоною напівпровідника, енергію E_0 можна трактувати як висоту бар'єра, що відділяє дислокацію від об'єму напівпровідника. Використовуючи експериментальні значення для густини дислокацій ($\sim 10^4$ см⁻²) та прямого струму (10^{-8} – 10^{-7} А) у досліджених переходах, легко показати, що дислокації утворюють еквіпотенціальні лінії. Якщо врахувати, що питомий опір дислокації становить близько 10^{10} Ω/см [60, 61], то падіння напруги вздовж сегмента дислокації довжиною 10^{-5} см не перевищує 10^{-4} В. Отже, ймовірно, що при низьких температурах тунельні переходи електронів крізь дислокаційний бар'єр є основним фактором, що обмежує прямий струм у досліджених p - n переходах при прямому зміщенні. Якщо ці переходи реалізуються крізь локальні рівні у забороненій зоні, фізичний зміст E_0 повинен бути виправлений з урахуванням енергії цих рівнів. Через те, що у роботі [62] використовувалася допорогова інтенсивність ультразвукового навантаження, експериментальні результати в InAs p - n перходах можна пояснити перегрупуванням існуючих точкових дефектів, а не генерацією нових. Відповідно до моделі вібраційної струни Гранато-Люкке [63] інтенсивна взаємодія ультразвуку з дислокацією призводить до ефективного перетворення поглиненої ультразвукової енергії у внутрішню енергію коливань напівпровідника, що стимулює перегрупування дефектів і відповідно впливає на величину тунельного струму за їх участі. Ультразвукова обробка InSb p - n переходів призводить до аналогічного ефекту, тому обговорена вище модель транспорту носіїв може бути застосована і у цьому випадку.

7.3. Тунельний струм при зворотних зміщеннях

Особливістю ІЧ фотодіодів на основі вузькощілинних напівпровідників A_2B_6 та A_3B_5 є тунельний струм при невеликих зворотних зміщеннях $eV < E_g$ незалежно від способу їх виготовлення. Зважаючи на той факт, що ІЧ фотодіоди використовуються саме при таких зміщеннях, дослідження механізмів транспорту носіїв заряду та шуму є актуальним. Найбільш вживана модель генераційно-тунельного струму (trap-assisted tunneling current) у зворотно зміщених переходах була розроблена у [64-66]. За її допомогою був пояснений надлишковий струм у фотодіодах на основі сполук $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,2 \dots 0,3$). Відзначимо такі особливості вказаної моделі. Перехід моделюється трикутним бар'єром, у якому електричне поле F є постійним. Вважається, що дефекти (пастки), які беруть участь у тунелюванні, однорідно розподілені в площині переходу та утворюють у забороненій зоні один локальний енергетичний рівень. Для такої моделі генераційно-тунельний струм розраховується за формулою:

$$I_{TAT} = eWN_t A \left(\frac{1}{\omega_V N_V + c_p p_1} + \frac{1}{\omega_c N_c + c_n n_1} \right)^{-1}, \quad (47)$$

де N_t – концентрація глибоких центрів, які беруть участь у тунелюванні; $\omega_V N_V$, $\omega_c N_c$ – швидкості тунельного переходу з валентної зони та зони провідності на центр, відповідно; c_p , c_n , p_1 , n_1 – параметри статистики ШРХ для глибоких центрів. Для розрахунку швидкості тунельних переходів використовуються вирази:

$$\omega_V N_V = \frac{\pi^2 e m_h F M^2}{h^3 (E_g - E_t)} \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m_h} (E_g - E_t)^{3/2}}{3e\hbar F} \right], \quad (48)$$

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 e m_e F M^2}{h^3 E_t} \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m_e} E_t^{3/2}}{3e\hbar F} \right], \quad (49)$$

де E_t – енергетичне положення глибокого центра, відраховане від дна зони провідності; m_e , m_h – ефективна маса електронів та легких дірок відповідно; M – матричний елемент для тунельного переходу «зона-центр». По суті, у рівності (47) статистика ШРХ доповнена тунельними переходами «зона-центр». Як і у випадку активаційних переходів, найбільш ймовірні тунельні переходи для рівня дефектів E_t локалізовані посередині забороненої зони. Враховуючи, що $(c_p p_1)^{-1} = \tau_p$, а $(c_n n_1)^{-1} = \tau_n$, де τ_p , τ_n – часи життя носіїв заряду при активаційному переході із валентної зони в центр та із центра в зону провідності, при розрахунках струму час життя $\tau = \tau_p = \tau_n$ використовується як підгінний параметр.

Спроба використати вирази (47)-(49) для пояснення експериментальних ВАХ у InAs p - n переходах виявилась невдалою. Причиною були низькі значення напруженості електричного поля у переході, знайдені із вимірювань бар'єрної ємності. Різниця між розрахованими та експериментальними значеннями темного струму становила декілька порядків величини, що вказувало на принципово інший механізм його протікання. У роботах [27, 28, 62] надлишковий тунельний струм в InAs та InSb фотодіодах при зворотному зміщенні був задовільно пояснений в рамках моделі неоднорідного переходу, у якому присутні локальні ділянки з високою концентрацією дефектів. У моделі передбачалось, що:

- тунельний струм переходу визначається областями з підвищеною концентрацією дефектів, яка значно відрізняється від середньої, знайденої, наприклад, з вимірювань бар'єрної ємності;
- тунелювання в цих областях відбувається за участю локальних рівнів, які розташовані поблизу середини забороненої зони.

Для пояснення експериментальних ВАХ вважалось, що загальна площа неоднорідних областей у переході A_1 значно менша (на порядок величини) за площу переходу A . У цьому випадку параметри переходу, визначені за результатами вимірювання ВФХ, характеризують однорідну частину. Значення параметрів a , W та E для неоднорідної частини ОПЗ можна визначити із вимірювань температурної залежності темного струму при напругах зворотного зміщення, які відповідають міжзонному тунелюванню. Типові значення параметрів становили: $E_1 = 8,4 \cdot 10^4$ В/см, $W_1 = 4,8 \cdot 10^{-5}$ см для $V = 2$ В та $a_1 = 2,1 \cdot 10^{21}$ см⁻⁴, що майже на два порядки більше, ніж в однорідній частині. Значення W_1 , а також тунельний струм розраховувались для максимального електричного поля переходу $E_1 = 2V/W_1$. Необхідно зазначити, що площа локальних неоднорідностей активної області p - n переходу A_1

може зумовлюватись атмосферами Коттрелла з середнім діаметром $\sim 0,5 \dots 2$ мкм навкруг ростових дислокацій, а також дислокацій, які виникають під час формування дифузійного $p-n$ переходу. Реалістичність значення середнього діаметра атмосфер Коттрелла підтверджується результатами експериментальних досліджень (див. посилання в [26]). Шляхом підгонки експериментальних та розрахованих ВАХ були отримані оцінки площі $A_1 \sim 10^{-5} \text{ см}^2$. З урахуванням діаметра атмосфер Коттрелла це означає, що тунельний струм переходу зумовлюють дислокації при концентрації $\sim 10^3 \text{ см}^2$. Розраховане значення N_t корелює із значеннями концентрації глибоких центрів в InSb $3 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ eV}$ [16]. Використане для розрахунків значення часу генерації в неоднорідних ділянках ОПЗ на порядок величини менше, ніж генераційно-рекомбінаційний час життя в однорідних ділянках ОПЗ InSb фотодіодів [7]. Розраховані та експериментальні ВАХ показано на рис. 3. При зворотному зміщенні $V < 0,7$ В струм зумовлено переважно генераційними переходами (крива 2). При більш високих зміщеннях $0,7 < V < 2$ В переважає тунельна складова струму крізь пастки, тоді як при зміщеннях $V > 2$ В домінують прямі міжзонні тунельні переходи. Розбіжність у вигляді експериментальної та розрахованої залежності струму від зміщення при $V < 0,7$ В може вказувати на можливість тунельних переходів за участі декількох локальних рівнів пасток.

Прямі докази участі дислокацій у перенесенні носіїв заряду було отримано з експериментів з ультразвукової обробки InAs $p-n$ переходів [62]. Було встановлено, що ультразвукова обробка зумовлює істотне зростання тунельної компоненти струму I_{01} і лише слабку зміну генераційно-рекомбінаційної компоненти I_{02} . Пояснення цього факту полягає у наступному. Залежно від розміру легуюча домішка може локалізуватись навкруг дислокації в зоні гідростатичного розтягування або стиснення [67]. Згідно зі струнною моделлю дислокаційного поглинання ультразвуку [63], сегменти дислокації, закріплені домішками, будуть здійснювати коливання, генеруючи при цьому некомпенсовані дефекти, а також іонізувати нейтральні атоми. Оскільки електричне поле переходу може зменшувати енергію кулонівської взаємодії між ядром дислокації і зарядженими дефектами, дія ультразвуку буде більш ефективною в ОПЗ у порівнянні з квазінейтральними областями $p-n$ переходу, що і спостерігається експериментально. Локальні збільшення концентрації носіїв заряду в атмосферах Коттрелла призводять до зменшення товщини ОПЗ і збільшення ймовірності тунелювання. Поглинання ультразвуку скупченнями дефектів носить колективний характер [68], що зумовлює їх ефективну іонізацію.

Питання про ідентифікацію механізмів тунелювання крізь широку ОПЗ у досліджуваних дифузійних InSb $p-n$ переходах потребує додаткового дослідження. Очевидно, що основне припущення у розглянутих моделях щодо рівномірного розподілу дефектів, необхідне для отримання аналітичних виразів для прямих і зворотних ВАХ, не відповідає реальному розподілу дефектів у $p-n$ переходах на основі вузькощілинних напівпровідників A_3B_5 , виготовлених традиційними методами дифузії та імплантації. На основі проведених експериментальних досліджень можна, мабуть, лише стверджувати участь протяжних дефектів у проходженні струму в реальних $p-n$ переходах.

7.4. Спектральні залежності шуму у дифузійних переходах

Спектральні залежності шуму було досліджено у діапазоні частот 5–20000 Нз при температурі 77 К. Досліджувались $p-n$ переходи, виготовлені за технологічними режимами TR1 та TR3. Вимірювальна установка включала трансімпедансний підсилювач та аналізатор спектра СК4-74 [46]. Трансімпедансний підсилювач був розроблений для вимірювань спектрів шуму у InSb діодних структурах з динамічним опором >3 кОм. Результати вимірювань показано на рис. 5, 6. Як видно, у переході TR3 шум типу $1/f$ спостерігається при частотах $f \leq 2 \cdot 10^2$ Гц, у той час як у TR1 він домінує практично у всьому діапазоні вимірюваних частот.

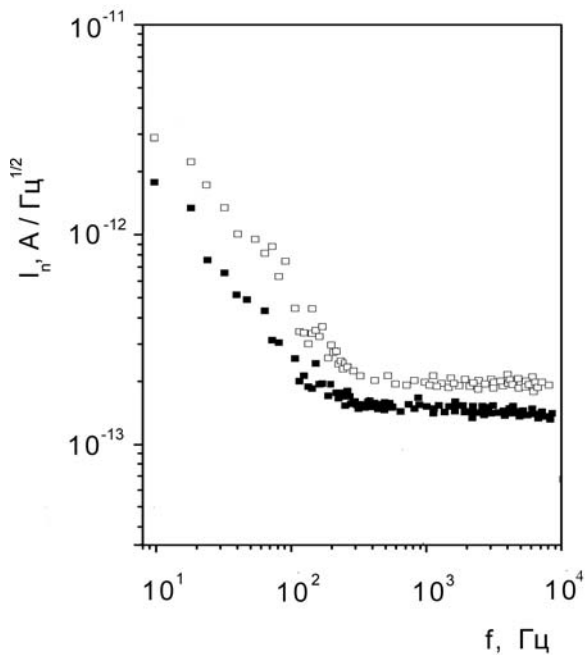


Рис. 5. Спектри шуму в p^+-n переходах TR3, виміряні при зворотному зміщенні -10 мВ, $T = 77$ К.

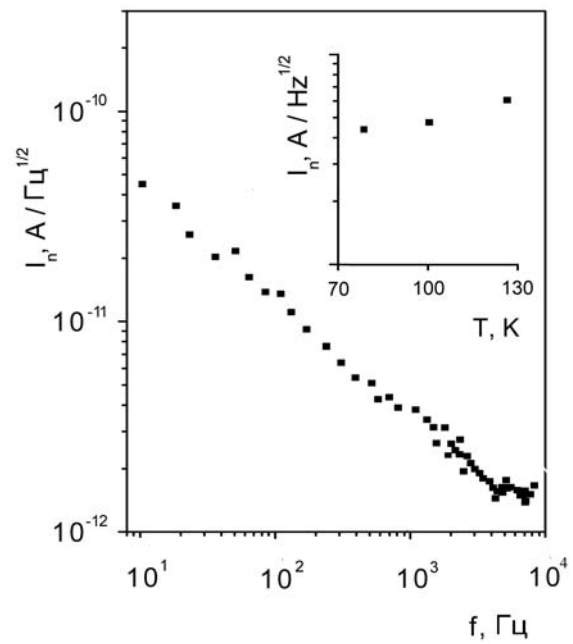


Рис. 6. Спектри шуму в p^+-n переході TR1 при зворотному зміщенні -10 мВ, $T = 77$ К. На вставці показано температурну залежність шумового струму.

Із даних табл. 2 можна зробити висновок, що у переходах TR1 домінуючими механізмами переносу заряду є генераційно-рекомбінаційний та тунельний, а у переходах TR3 – дифузійний і генераційно-рекомбінаційний. Це підтверджують також результати вимірювань динамічного опору, рис. 7. Відзначимо слабку температурну залежність $1/f$ шуму у переході TR1 у порівнянні з температурною залежністю темного струму при прямих та зворотних зміщеннях, рис. 2, 3. Якщо у $p-n$ переході переважає генераційно-рекомбінаційний струм, спектральна густина $1/f$ шуму пропорційна $\exp(E_g/2kT)$, тоді як у випадку дифузійного струму $1/f$ шум пропорційний $\exp(E_g/kT)$ [25]. Слаба температурна залежність $1/f$ шуму на рис. 6 свідчить про його кореляцію з тунельною компонентою струму.

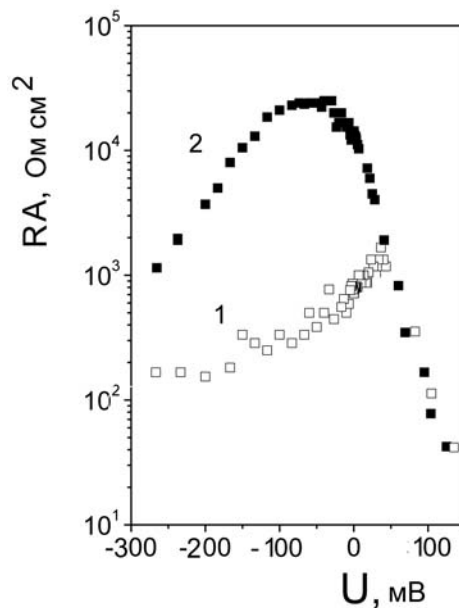


Рис. 7. Добуток диференціального опору на площу в переходах TR1 (відкриті точки) та TR3 (закриті точки) при 77 К.

Теоретичні моделі $1/f$ шуму у фотодіоді у випадку флуктуацій рухливості носіїв запропоновано у роботах [23-25]. Якщо використати вираз для спектральної густини $1/f$ шуму у випадку генераційно-рекомбінаційного струму в ОПЗ

$$S_I = \frac{2\alpha q I_0}{3f\tau_0} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right]^2 \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) = \frac{2\alpha q I}{3f\tau_0} \left[1 - \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \right], \quad (50)$$

то задовільний збіг розрахованих та експериментальних залежностей на рис. 5 та 6 можна отримати, якщо постійна Хоуге залежить від величини темного струму [46]. Використавши параметри, наведені в табл. 2, було отримано значення $\alpha \sim 10^{-4}$ та 10^{-5} для переходів TR1 and TR3 відповідно.

ВИСНОВКИ

Виконано аналіз основних видів шуму в InSb фотодіодах – теплового, генераційно-рекомбінаційного, дробового, вибухового та шуму типу $1/f$. Досліджено вольт-амперні характеристики, диференціальний опір та шумові спектри у дифузійних InSb p^+-n переходах. Встановлено, що темновий струм при зворотних зміщеннях визначається генерацією та тунелюванням крізь рівні пасток в області просторового заряду. Запропоновано модель $1/f$ шуму, яка базується на експериментально встановленому факті наявності двох каналів провідності – крізь однорідну та неоднорідну ділянки $p-n$ переходу. Експериментально показано, що неоднорідності в переході зумовлені дислокаціями, які перетинають область просторового заряду. Причиною виникнення $1/f$ шуму в неоднорідних переходах є флуктуації опору. Показано, що граничні параметри дифузійних фотодіодів на n -InSb критично залежать від умов дифузії домішки кадмію, структурної досконалості вихідного матеріалу та електричної однорідності n -області переходу.

A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, A.I. Tkachuk, S.P. Trotsenko

InAs PHOTODIODES (REVIEW. PART IV)

The main types of noise in infrared photodiodes based on InSb and InAs are analyzed. Experimental and theoretical studies of noise in IR photodiodes are necessary for realization of their threshold parameters, prediction of degradation of parameters and characteristics of the photodetector, possible failures, stability and durability. The present state of experimental and theoretical studies of thermal, iprше, generation-recombination and radiation noise in photodiodes is considered. Particular attention is paid to the results of research of low-frequency noise of $1/f$ type. A correlation between the magnitude of $1/f$ noise and tunneling current in InSb and InAs photodiodes is established. Experimental results are discussed within the framework of the inhomogeneous $p-n$ junction model. The model assumes that the tunneling current flows through the regions with high defects concentration, which differs significantly from the average one. Tunneling in these regions occurs via local levels at the middle of the bandgap. The proposed model of $1/f$ noise is based on the experimentally established fact of the presence of two conduction paths in InAs and InSb $p-n$ junctions, caused by dislocations crossing the depletion region. This results in fluctuations of the junction resistance, which may be regarded as a main reason for appearance of $1/f$ noise in InSb and InAs photodiodes. The calculations of low-frequency noise using existing theoretical models are carried out. It is shown that the threshold parameters of diffusion photodiodes on InSb are critically dependent on the structural and electrical homogeneity of the n -region of

the junction. It is pointed out that identification of tunneling mechanisms in InSb p - n junctions requires additional research. It is obvious that the basic assumption in the existing theoretical models of the uniform distribution of defects needed to obtain analytical expressions for direct and reverse current-voltage characteristics does not correspond to the real distribution of defects in InSb and InAs, made by conventional methods of diffusion and implantation. The threshold parameters of infrared photodiodes (sensitivity, detectivity, dynamic resistance-area product) are analyzed.

Key words: InSb photodiode, $1/f$ noise, tunnel current, inhomogeneous p - n junction.

1. Ван дер Зил А. *Флуктуационные явления в полупроводниках*. М.: ИЛ, 1961.
2. Ван дер Зил А. *Шумы при измерениях*. М.: Мир, 1979.
3. Van der Ziel A. *Noise in Solid State Devices and Circuits*. John Wiley & Sons, New York, 1986.
4. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986.
5. Лукьянчикова Н.Б. *Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах*. М.: Радио и связь, 1990.
6. Робинсон Ф.Н.Х. *Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях*. М.: Атомиздат, 1980.
7. Рогальский А. *Инфракрасные детекторы*. Новосибирск: Наука, 2003.
8. Курбатов Л.Н. *Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра*. М.: Изд-во МФТИ, 1999.
9. Сукач А.В., Тетьоркин В.В., Ткачук А.И., Троценко С.П. InSb фотодіоди (Огляд. Частина III). *ОПТ*. 2017. № 52.
10. Van Vliet K.M. Noise limitations in solid state photodetectors. *Appl. Opt.* 1967. **6**. P. 1145–1169.
11. Van Vliet K.M. Noise sources in transport equations associated with ambipolar diffusion and Shockley-Read recombination. *Solid-State Electron.* 1970. **13**. P. 649–657.
12. Dereniak E.L., Boreman G.D. *Infrared Detectors and Systems*. John Wiley & Sons, New York. 1996.
13. Junhao Chu, Arden Sher. *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*. Springer, 2010.
14. Van der Ziel A., Chenette E.R. Noise in solid state devices. *Adv. Electron. Phys.* 1978. **46**. P. 313.
15. Kogan Sh. $1/f$ noise and random telegraph noise. In: *Electronic Noise and Fluctuations in Solids*, Cambridge University Press, 1996. P. 203–286.
16. Tetyorkin V., Sukach A. and Tkachuk A. Infrared Photodiodes on II-VI and III-V Narrow-Gap Semiconductors, in: *Photodiodes – From Fundamentals to Applications*, Ilgu Yun (Ed.), INTECH, 2012.
17. McWhorter A.L. *Semiconductor Surface Physics*. Burstein E., Kingston R.H., McWhorter A.L. (Eds.). University of Pennsylvania Philadelphia, 1957. P. 207.
18. Tang X., van Weltenis R.G., van Setten F.M. and Bosch A.J. Oxidation of the InSb surface at room temperature. *Semicond. Sci. Technol.* 1986. **1**. P. 355–365.
19. Hooge F.N. $1/f$ noise is no surface effect. *Phys. Lett.* 1969. **A29**. P. 139–140.
20. Hooge F.N. The relation between $1/f$ noise and number of electrons. *Physica B*. 1990. **162**. P. 334–352.
21. van der Ziel A. Flicker noise in electronic devices. *Adv. Electron. Phys.* 1979. **49**. P. 225–297.
22. Kleinpenning T.G.M., Bell D.A. Hall effect noise: fluctuations in number or mobility? *Physica*. 1976. **81B**. P. 301–304.
23. Kleinpenning T.G.M. $1/f$ noise in p - n junction diodes. *J. Vac. Sci. Technol.* 1985. **A3**, No 1. P. 176–182.
24. Hooge F.N., Kleinpenning T.G., Vandamme L.K.J. Experimental studies on $1/f$ noise. *Reports on Progress in Physics*. 1981. **44**, No 3. P. 479–532.
25. van der Ziel A., Fang P., He L., Wu X.L., van Rheeunen A.D., and Handel P.H. $1/f$ noise characterisation of n^+ - p and p - i - n Hg_{1-x}Cd_xTe detectors. *J. Vac. Sci. Technol.* 1989. **A7**, No 2. P. 550–554.
26. www.galaxywafer.com; www.wafertech.co.uk.
27. Tetyorkin V., Sukach A. and Tkachuk A. InAs infrared photodiodes, in: *Advances in Photodiode*. Ed. Gian-Franco Dalla Betta, INTECH, 2011. P. 427–446.
28. Sukach A.V., Tetyorkin V.V., Krolevec N.M. Tunneling current via dislocations in InAs and InSb infrared photodiodes. *SPQEO*. 2011. **14**, No 4. P. 416–420.
29. Sukach A.V., Tetyorkin V.V., Tkachuk A.I. Carrier transport mechanisms in reverse biased InSb p - n functions. *SPQEO*. 2015. **18**, No 3. P. 267–271.
30. Sukach A.V., Tetyorkin V.V., Tkachuk A.I. Electrical properties of InSb p - n junctions prepared by diffusion methods. *SPQEO*. 2016. **19**, No 3. P. 295–298.
31. Klaassen F.M., Blok J. and De Hoog F.J. Generation-recombination noise in p -type InSb. *Physica*. 1961. **27**, No 2. P. 185–196.
32. Pagel B.R. and Petritz R.L. Noise in InSb Photodiodes. *J. Appl. Phys.* 1961. **32**, No 10. P. 1901–1904.

33. Epstein M. Current Noise in Evaporated Films of InSb and InAs. *J. Appl. Phys.* 1965. **36**, No 8. P. 2590–2591.
34. Fleming W.J., and Rowe J.E. Emission of Microwave Noise Radiation from InSb. *J. Appl. Phys.* 1971. **42**, No 1. P. 435–444.
35. Van Welzenis R.G. and Lodder J.J. Generation-recombination noise and the microwave emission from InSb. *J. Appl. Phys.* 1973. **44**, No 6. P. 2696–2707.
36. Lukyanchikova N.B., Solganik B.D. and Kosogov O.V. Effect of illumination on noise and some other characteristics of p - n junctions in InSb. *Solid-State Electron.* 1973. **16**, No 12. P. 1473–1480.
37. Hall D.N.B., Alkens R.S., Joyce R., McCurnin T.W. Johnson noise limited operation of photovoltaic InSb detectors. *Appl. Opt.* 1975. **14**, No 2. P. 450–453.
38. Vande Voorde P., Iddings C.K., Love W.F., and Halford D. Structure in the flicker-noise power spectrum of n -InSb. *Phys. Rev. B.* 1979. **19**, No 8. P. 4121–4124.
39. Vande Voorde P. and Love W.F. Magnetic effects on $1/f$ noise in n -InSb. *Phys. Rev. B.* 1981. **24**, No 8. P. 4781–4786.
40. Kogan Sh. $1/f$ noise and random telegraph noise, in: *Electronic Noise and Fluctuations in Solids*, Cambridge University Press, 1996. P. 203–286.
41. Brown E. Non-equilibrium noise of InSb hot electron bolometers. *J. Appl. Phys.* 1984. **55**, No 1. P. 213–217.
42. Astahov A.P., Dudkin V.F., Kerner B.S. et al., Mechanisms of burst noise p - n junctions. *Microelectronics.* 1989. **18**, No 5. P. 455–463 (in Russian).
43. Alekperov S.A., Aliyev F.L. Temperature dependence of $1/f$ noise in p -InSb. *Fiz. Tehn. Poluprovod.* 1990. **24**, No 5. P. 921–923 (in Russian).
44. Aleksandrov S.E., Gavrilov G.A., Sotnikov G.Yu. Influence of low-frequency noise on threshold sensitivity of MWIR photodiode photodetectors in wide frequency range. *Techn. Phys. Let.* 2014. **40**, No 16. P. 58–64.
45. Suits G.H., Schmitz W.D., and Terhune R.W. Excess noise in InSb. *J. Appl. Phys.* 1956. **27**. P. 1385.
46. Tetyorkin V.V., Sukach A.V., Tkachuk A.I., Trotsenko S.P. $1/f$ noise and carrier transport mechanisms in InSb p^+ - n junctions. *SPQEO.* 2018. **21**, No 4. P. 374–379.
47. Bikovskii Yu.F., Vjukov L.A., Dudoladov A.G. et al., Investigation of MIS film structures based on CdTe-InSb. *Pisma Zhurnal Tekhn. Fiziki.* 1983. **9**, No 17. P. 1071–1074 (in Russian).
48. Riben A.R. and Feucht D.L. Electrical transport in n Ge- p GaAs heterojunctions. *Int. J. Electron.* 1966. **20**, No 6. P. 583–599.
49. Evstropov V.V., Zhilyaev Yu.V., Dzhumaeva M. and Nazarov N. Tunnel excess current in nondegenerated (p - n and m - s) silicon-containing III-V compound semiconductor structures. *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* 1997. **31**, No 2. P. 152–158.
50. Evstropov V.V., Dzhumaeva M., Zhilyaev Yu.V., Nazarov N., Sitnikova A.A. and Fedorov L.M. Dislocation origin and a model of the excessive tunnel current in GaP p - n structures. *Ibid.* 2000. **34**, No 11. P. 1357–1362.
51. Sukach A., Tetyorkin V., Olijnuk G., Lukyanenko V., Voroschenko A. Cooled InAs photodiodes for IR applications. *Proc. SPIE.* 2005. **5957**. P. 267–276.
52. Madelung O. *Semiconductors-Basic Data*, 2nd revised Edition. Berlin, Springer, 1996.
53. Ageev O.A., Belyaev A.E., Boltovets N.S., Ivanov V.N., Konakova R.V., Kudryk Ya.Ya., Lytvyn P.M., Milenin V.V., Sachenko A.V., Au-TiB_x- n -6H-SiC Schottky barrier diodes: the features of current flow in rectifying and nonrectifying contacts. *Ibid.* 2009. **43**, No 7. P. 897–903.
54. Matare H.F. *Defect Electronics in Semiconductors*. Wiley, N.Y., 1971.
55. Holt D.B. and Yacobi B.G. *Extended defects in Semiconductors. Electronic Properties, Device Effects and Structures*. Cambridge University Press, N.Y., 2007.
56. Shikin V.B., Shikina Yu.V. Charged dislocations in semiconductors. *Physics-Uspekhi.* 1995. **38**, No 8. P. 845–875.
57. Kveder V.V., Labusch R., and Ossipyan Yu.A. Frequency dependence of the dislocation conduction in Ge and Si. *phys. status solidi.* 1985. **92**. P. 293–302.
58. Nitceki R. and Pohoryles B. Tunneling from dislocation cores in silicon Schottky diodes. *Appl. Phys.* 1985. **A36**. P. 55–61.
59. Kveder V., Kittler M., Schröter W. Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior. *Phys. Rev.* 2001. **B63**. P. 115208-1–115208-11.
60. Seibt M., Halil R., Kveder V. and Schröter W. Electronic states at dislocations and metal silicide precipitates in crystalline silicon and their role in solar cell materials. *Appl. Phys.* 2009. **A96**. P. 235–253.
61. Labusch R. One dimensional transport along dislocations. *Physica.* 1982. **117B-118B**. P. 23–28.
62. 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.
63. Гранато А., Люкке К. Струнная модель дислокации и дислокационное поглощение звука. В кн.: *Физическая акустика*, под ред. У. Мезена. М.: Мир, 1969. т. 4, ч. А. С. 261–321.
64. Rosenfeld D. and Bahir G. A model for the trap-assisted tunneling mechanism in diffused n - p and implanted n^+ - p HgCdTe photodiodes. *IEEE Trans. Electron Dev.* 1992. **39**, No 7. P. 1638–1645.

65. Nemirovsky Y., Unikovsky A. Tunneling and $1/f$ noise currents in HgCdTe photodiodes. *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1992. **10**, No 4. P. 1602–1610.
66. Nemirovsky Y., Fastow R., Meyassed M., and Unikovsky A. Trapping effects in HgCdTe. *J. Vac. Sci. Technol.* 1991. **B9**, No 3. P.1829–1839.
67. Фридель Ж. *Дислокации*. М.: Мир, 1967.
68. Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. О влиянии упругих напряжений на трансформацию дефектов в полупроводниках. *ФТП*. 1987. **21**, №8. С. 1495–1497.

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

Отримано 30.11.2018

¹Центральноукраїнський державний педагогічний
університет імені Володимира Винниченка
1, вул. Шевченка, 25006
Кропивницький, Україна