

¹В.В. Тетьоркін, ²А.І. Ткачук, ¹А.Т. Ворощенко,
¹І.Г. Луцишин

InSb ФОТОДІОДИ (ОГЛЯД. ЧАСТИНА V)

Аналізуються результати досліджень рекомбінації нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) в монокристалах *n*-InSb. Показано, що описані в літературі моделі рекомбінації Шоклі-Ріда-Холла неспроможні пояснити експериментальні результати, отримані в монокристалах прикладної якості, які використовуються для створення інфрачервоних фотодіодів. Запропоновано модель рекомбінації за участю двох незалежних рівнів, один з яких є акцептором. Модель базується на результатах експериментальних досліджень часу життя в InSb *n*-типу, отриманих із вимірювань релаксації фотопровідності (ФП) при імпульсному лазерному збудженні в діапазоні температур 77-250 К. Тривалість імпульсів становила ~20 нс, а час спаду імпульсу не перевищував 5 нс. Для вимірювань переважно використовувались монокристали, вирощені методом Чохральського та отримані з декількох джерел. Концентрація носіїв заряду у зразках при температурі 77 К змінювалась у межах 10^{14} - 10^{16} см⁻³. Кінетика фотопровідності досліджувалась у зразках *n*-InSb до та після формування дифузійних *p*⁺-*n* переходів. Температура дифузії акцепторної домішки кадмію змінювалась у межах 380 – 420 °С. Показано, що у зразках після формування *p*⁺-*n* переходу час життя може бути обмежений ефектом прилипання неосновних носіїв на акцепторний рівень, який знаходиться на відстані 60 меВ від дна зони провідності. Модель дозволяє описати залежність часу життя від температури і концентрації носіїв в діапазоні легування 10^{14} - 10^{16} см⁻³. Із співставлення стаціонарного та нестаціонарного часу життя зроблено висновки щодо існування ефекту прилипання неосновних носіїв заряду в матеріалі *n*-типу провідності, який відповідає за надлишковий тунельний струм у фотодіодах, генераційно-рекомбінаційний та низькочастотний 1/*f* шум. Передбачається, що акцепторні пастки можуть бути обумовлені генерацією дислокацій під час виготовлення дифузійного переходу.

Ключові слова: InSb, рекомбінація Шоклі-Ріда-Холла, акцепторна пастка, прилипання неосновних носіїв.

1. ВСТУП

Час життя нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) є одним із основних параметрів, який характеризує якість самого напівпровідникового матеріалу, а також приладів на його основі. У вузькощілинних напівпровідниках InSb та HgCdTe час життя ННЗ визначають три основні механізми рекомбінації: випромінювальна, Оже та рекомбінація Шоклі-Ріда-Холла (ШРХ). Саме останній механізм є домінуючим при робочих температурах інфрачервоних фотодіодів на середньо- та довгохвильових діапазонах спектра на основі вказаних матеріалів.

При інтерпретації даних щодо часу життя ННЗ важливо розрізнити три загально-вживаних терміни, а саме: стаціонарний (steady state) час життя основних та неосновних носіїв, а також нестаціонарний (transient) час життя при імпульсному оптичному збудженні ННЗ. Кожен із них пов'язаний з рекомбінацією нерівноважних електронів і дірок, однак відноситься до різних аспектів цього процесу і, отже, надає різну інформацію.

ПЧ - фотодіоди, які працюють в атмосферному вікні 3-5 мкм, створюються на основі монокристалічного *n*-InSb з концентрацією електронів $1 \cdot 10^{14}$ - 10^{16} см⁻³. Їхні порогові характеристики визначає стаціонарний час життя ННЗ, який, таким чином, є важливим параметром з точки зору практичного використання InSb. Нестационарний час життя є сталою часу, що описує повернення ННЗ до рівноважного стану при імпульсному збудженні. Велика різниця між стаціонарним і нестаціонарним часом життя є ознакою ефекту прилипання (trapping effect), який може суттєво впливати на темновий струм, генераційно-рекомбінаційний та низькочастотний 1/*f* шум фотодіодів. Значний розкид опублікованих в літературі значень часу життя в InSb пояснюється низкою причин: використанням різних методик вимірювання, ступенем прилипання нерівноважних носіїв, різноманітністю методів вирощування та походженням легованого матеріалу *n*- та *p*-типу провідності.

2. ТОЧКОВІ ДЕФЕКТИ: ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Низька температура плавлення InSb свідчить про можливість утворення власних дефектів ґратки при відносно низьких температурах. Теоретичний прогрес у розумінні їхньої природи був досягнутий за допомогою теорії функціоналу густини [1-3]. Основними точковими дефектами в InSb є вакансії, міжвузлові атоми, антиструктурні дефекти In_{Sb} і Sb_{In} , а також їхні комплекси. Була розрахована енергія утворення дефектів для різних зарядових станів як функція рівня Фермі. Таким чином, був врахований вплив умов росту з розчинів, збагачених металом або металоїдом. Антиструктурний дефект In_{Sb} і вакансія індію є акцепторами, тоді як Sb_{In} і вакансія Sb є донорами. Антиструктурні дефекти в напівпровідниках III-V можуть бути нейтральними, одно- і двозарядними акцепторами або донорами [1]. Однак мала заборонена зона в InSb обмежує утворення подвійно заряджених дефектів, тому In_{Sb} може перебувати в зарядових станах 0 і -1, тоді як Sb_{In} має зарядові стани +1 і 0. Антиструктурний дефект Sb_{In} більш стабільний при збагаченні миш'яком, тоді як в умовах збагачення індієм переважає In_{Sb} . Енергія утворення In_{Sb} та Sb_{In} у стехіометричному матеріалі становить 1.46 та 1.29 еВ відповідно [1]. Оскільки різниця енергій мала, можливе співіснування антиструктурних дефектів обох типів і пар $\text{In}_{\text{Sb}}\text{-Sb}_{\text{In}}$, які вважаються нейтральними. Енергія утворення вакансій In і Sb значно перевищує енергію утворення антиструктурних дефектів і становить 2.57 і 1.69 еВ відповідно [2]. Велика різниця в енергіях означає, що антиструктурні дефекти домінують над вакансіями в стехіометричних умовах, коли рівень Фермі близький до $E_g/2$. Однак за різних умов росту, термічного відпаду та легування, енергія утворення вакансій може бути знижена до рівня антиструктурних дефектів. Важливо відзначити, що енергія іонізації антиструктурних дефектів близька до значення $E_g/2$ і становить: $E(0/-1) = 0,11$ еВ і $E(+1/0) = 0,09$ еВ [1]. За своєю природою антиструктурні дефекти є глибокими і можуть впливати на процеси генерації та рекомбінації носіїв заряду в InSb.

Результати експериментальних досліджень дефектів у InSb систематизовані в монографіях [4-6] та оглядах [7,8]. Значення енергії іонізації, концентрації дефектів і перерізів захоплення наведені також у оригінальних роботах [9-17]. Опубліковані в літературі значення концентрації глибоких центрів знаходяться в діапазоні $10^{12}\text{-}10^{14}$ см^{-3} , а переріз захоплення - $10^{-12}\text{-}10^{-17}$ см^2 . Слід також зазначити, що у більшості експериментальних робіт параметри глибоких центрів визначали непрямыми методами, а їхня природа у більшості робіт не була однозначно встановлена.

Прямі дослідження глибоких дефектів були виконані методами DLTS та резонансної магніто-оптичної спектроскопії [7, 17, 18, 19, 20]. Були знайдені дефекти акцепторного та донорного типу, рівні яких знаходились як у нижній, так і у верхній половині забороненої зони. Крім того, їхні параметри (концентрація, перерізи захоплення) суттєво відрізнялись від знайдених непрямыми методами. Зокрема, у роботі [17] відзначається, що в забороненій зоні *n*-InSb існують два глибокі рівні з енергіями залягання 120 та 101 меВ нижче дна зони провідності, причому рівень з більшою енергією має яскраво виражений донорний характер. Крім того, зроблено висновок, що глибокими центрами є власні структурні дефекти, співвідношення концентрацій яких може залежати від типу і кількості мілких домішок. В нижній половині забороненої зони знайдені рівні пасток для дірок з енергіями $E_T\text{-}E_V$ в інтервалі 10–120 меВ. Переріз захоплення для електронів та дірок змінюється у межах $2\cdot 10^{-13}\text{-}5\cdot 10^{-16}$ та $2\cdot 10^{-14}\text{-}2\cdot 10^{-17}$ см^2 відповідно. На наявність донорного рівня з енергією, близькою до середини забороненої зони, вказано також у роботах [18, 19, 20]. У роботах [19, 20] рівні електронних пасток були знайдені на 0.10 та 0.12 еВ нижче зони провідності в нелегованому InSb *n*-типу та легovanому Te відповідно. Рівень діркових пасток спостерігався на 0.032 еВ [19] та 0.095 еВ [20] вище валентної зони. Концентрація глибоких центрів

оцінювалась на рівні $\sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$. У більшості експериментальних робіт значення часу життя для електронів та дірок знаходиться у межах $10^{-5}-10^{-7} \text{ с}$ [10, 17].

У огляді [7] відзначено особливість дефектів, енергетичні рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони. Їхня наявність в InSb не залежить від способу вирощування монокристалів, легування і типу провідності. Вказано, що вони належать до власних дефектів ґратки. Подібного висновку дійшли також автори [21]. Виходячи з результатів теоретичних розрахунків [1-3], а також результатів прямих досліджень глибоких центрів, з високим ступенем достовірності можна припустити, що рівні посередині забороненої зони можуть утворювати антиструктурні дефекти.

3. РЕКОМБІНАЦІЯ ШОКЛІ-РІДА-ХОЛЛА В InSb

У ранніх роботах поведінку оптично генерованих ННЗ в InSb з дірковим та електронним типом провідності аналізували із вимірювань стаціонарної ФП, фотоелектромагнітного ефекту та комбінації обох методів [22-24]. Основні результати цих досліджень звелись до наступного. При температурах $T < 250 \text{ }^{\circ}\text{K}$ рекомбінація ННЗ носіїв при міжзонному збудженні відбувається через локальні рівні в забороненій зоні; а при більш високих температурах переважає Оже-рекомбінація. Експериментальні результати вдалось задовільно пояснити, використовуючи модель двох рівнів донорного типу з параметрами, наведеними в табл.1. Концентрація рекомбінаційних центрів була достатньо високою ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) і приблизно однаковою у всіх зразках, виготовлених із різних монокристалічних підкладок. В матеріалі *p*-типу спостерігалось виражене прилипання неосновних носіїв (електронів). Час життя нерівноважних дірок становив $\sim 10^{-6} \text{ с}$, тоді як для електронів він був значно меншим ($\sim 10^{-10} \text{ с}$ при температурах $< 100 \text{ }^{\circ}\text{K}$) [23,24].

Відзначимо, що час життя ННЗ у матеріалі *n*-типу провідності досліджений значно гірше у порівнянні з матеріалом *p*-типу. Зокрема, автори роботи [24] висловили припущення, що у електронному і дірковому InSb за рекомбінацію відповідають центри донорного типу, які є структурними дефектами відносно простої природи. Їхній енергетичний рівень знаходиться поблизу середини забороненої зони. В області домішкової провідності (при температурах $< 140 \text{ }^{\circ}\text{K}$) ефект прилипання ННЗ в *n*-InSb не спостерігався, а час життя становив $\sim 10^{-6} \text{ с}$.

Табл. 1. Параметри рекомбінаційних центрів в InSb.

Енергія іонізації, eV	Коефіцієнт захоплення, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Концентрація, см^{-3}	Посилання
$E_1 - E_V = 0.05 - 0.055$	$C_{n1} = 5 \cdot 10^{-5}, C_{p1} = 1 \cdot 10^{-9}$		[22]
$E_1 - E_V = 0.071$ $E_2 - E_V = 0.11$	$C_{n1} = \sim 3 \cdot 10^{-5}, C_{p1} = 6 \cdot 10^{-10}$ $C_{n2} = \sim 2 \cdot 10^{-6}, C_{p2} = 2.2 \cdot 10^{-8}$	$N_{T1} = (0.6 - 5.5) 10^{13}$ $N_{T2} = (0.8 - 1.3) 10^{14}$	[24]
$E_1 - E_V = 0.055$ $E_2 - E_V = 0.12$	$C_{n1} = 3.2 \cdot 10^{-5}, C_{p1} = 6 \cdot 10^{-10}$ $C_{n2} = 1.2 \cdot 10^{-6}, C_{p2} = 10^{-8}$	$N_{T1} = 0.8 10^{14}$	[23]

4. ЕФЕКТ ПРИЛИПАННЯ НЕОСНОВНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

При високій концентрації центрів рекомбінації, які до того ж мають суттєво різні коефіцієнти захоплення для електронів та дірок, у напівпровіднику має місце так званий ефект «прилипання» [25]. При цьому самі центри рекомбінації іменуються пастками (traps). Іншими словами, відмінність пастки від рекомбінаційного центру у тому, що перший має більший коефіцієнт захоплення неосновних носіїв у порівнянні з основними носіями. Для центрів рекомбінації коефіцієнти захоплення основних та неосновних носіїв приблизно однакові. Процес рекомбінації для електронних та діркових пасток умовно показаний на рис. 1.

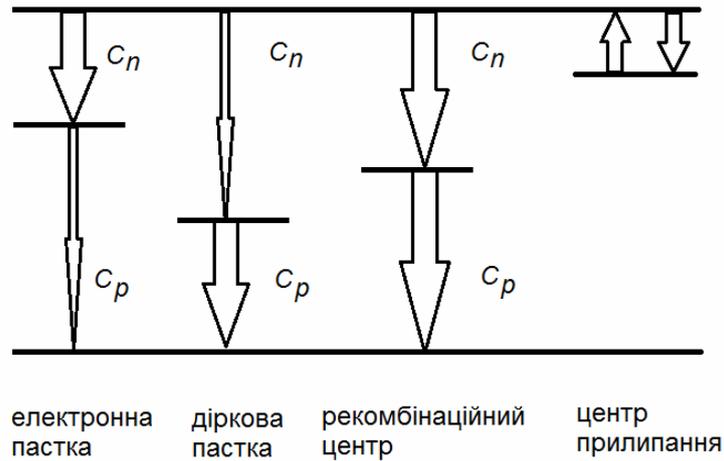


Рис. 1. Процеси рекомбінації ННЗ у напівпровіднику, який містить центри прилипання. Товщина стрілок пропорційна величині коефіцієнтів захоплення носіїв на рівні пасток.

Властивості пасток суттєво залежать від енергетичного положення їхніх рівнів, концентрації та положення рівня Фермі. За рахунок теплової емісії носіїв ефект прилипання незначний, навіть у випадку великої концентрації пасток, якщо рівні знаходяться поблизу зони провідності, або валентної зони. Очевидно, у цьому випадку пастки не є центрами рекомбінації (рис. 1). Якщо ж рівні знаходяться глибоко у забороненій зоні, пастки можуть обмінюватися носіями з обома зонами і приймати участь у рекомбінації ННЗ. У цьому випадку про прилипання можна говорити у тому розумінні, що при асиметрії коефіцієнтів захоплення пастки можуть створювати помітну різницю між концентрацією нерівноважних електронів та дірок. Ідентифікація пасток у вузькощілинних напівпровідниках важлива з практичної точки зору, тому що вони зумовлюють появу надлишкового тунельного струму і пов'язаного з ним низькочастотного шуму в ІЧ- фотодіодах. Для фотодіодів n^+p типу на основі вузькощілинного HgCdTe це було показано Неміровські і ін. [26,27].

Наявність у напівпровіднику пасток діагностують, як правило, із порівняння стаціонарного і нестаціонарного часів життя. Відомо, що стаціонарний час життя обмежений захопленням неосновних носіїв, тоді як нестаціонарний - захопленням основних носіїв [25-27]. Стаціонарний час життя досліджують методами стаціонарної ФП, диференційного опору при нульовому зміщенні у ІЧ- фотодіодах, або дифузійної довжини носіїв заряду. При використанні нестаціонарних методів (так званої тау-метрії при імпульсному збудженні ННЗ, релаксації опору фотодіодів при імпульсному зворотному зміщенні) вимірюється час життя основних носіїв.

У найбільш простому випадку одного рівня рекомбінації, низької концентрації центрів рекомбінації та низького рівня міжзонного збудження виконується умова рівності концентрацій нерівноважних електронів та дірок, $\delta n = \delta p$, а часи їхнього життя однакові, тому можна також говорити про час життя електрон-діркової пари. Крім того, у цій моделі стаціонарний час життя співпадає з нестаціонарним. Згідно з Шоклі і Рідом[28], час життя електрон-діркової пари визначається рівнянням:

$$\tau_{SR} = \tau_n = \tau_p = \frac{\tau_{p0}(n_0+n_1)+\tau_{n0}(p_0+p_1)}{n_0+p_0} \quad (1)$$

де $n_1 = n_0 \exp\left(\frac{E_r - E_F}{kT}\right)$ та $p_1 = p_0 \exp\left(\frac{E_F - E_r}{kT}\right)$ - концентрації електронів та дірок у зонах за умови, що рівень Фермі E_F збігається з рекомбінаційним рівнем E_T , $\tau_{n0} = (N_T C_n)^{-1}$, $\tau_{p0} = (N_T C_p)^{-1}$, N_T - концентрація центрів рекомбінації. Згідно з рівнянням (1), найбільш ефективна рекомбінація (найменше значення τ_{SR}) реалізується для рівня посередині забороненої зони, при цьому $n_1 = p_1 = n_i$. Виходячи із особливостей зонного спектра InSb (ефективна маса дірок значно перевищує ефективну масу електронів), умова $n_1 = p_1$ може бути виконана лише для рекомбінаційного рівня у верхній половині забороненої зони.

При довільній концентрації центрів рекомбінації умова $\delta n = \delta p$ може не виконуватись, а часи життя нерівноважних електронів та дірок різні. Якщо рівень збудження ННЗ низький, для стаціонарного часу життя електронів та дірок у роботах [28, 29] отримані наступні вирази:

$$\tau_n = \left(\frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} \left[p_0 + p_1 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1}} \right) \quad (2)$$

$$\tau_p = \left(\frac{\tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{p0} \left[n_0 + n_1 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1}} \right) \quad (3)$$

Очевидно, при зменшенні концентрації рекомбінаційних центрів ($N_t \rightarrow 0$), із (2) та (3) отримуємо формулу Шоклі-Ріда (1).

Нестационарний час життя характеризує спад нерівноважної концентрації електронів $\delta(n)$ та дірок $\delta(p)$ при імпульсному збудженні. У випадку одного рівня рекомбінації він описується двома постійними часу- швидкою τ_i та повільною τ_t :

$$\delta n(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) \quad (4)$$

для яких Сендіфорд [30] отримав наступні вирази:

$$\tau_i = \left\{ C_p \left[p_0 + p_1 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right] + C_n \left[n_0 + n_1 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right] \right\}^{-1} \quad (5)$$

$$\tau_t = \frac{(C_n N_t)^{-1} \left[p_0 + p_1 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right] + (C_p N_t)^{-1} \left[n_0 + n_1 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1}} \quad (6)$$

Зазвичай експериментально вимірюють постійну часу τ_i .

Нерівність $\delta n \neq \delta p$ виникає у випадку, коли у напівпровіднику існують центри прилипання (глибокі пастки). Якщо у електронному напівпровіднику існують пастки акцепторного типу, рівняння електронейтральності для ННЗ має вигляд:

$$\delta n = \delta p_t + \delta p \quad (7)$$

де δp_t - концентрація захоплених на пастки дірок. Від її значення залежить різниця між часом життя основних та неосновних носіїв:

$$\tau_n = \tau_p \left(1 + \frac{\delta p_t}{\delta p}\right) \cong \tau_p \left(1 + \frac{C_p N_t}{C_n n_0}\right) \quad (8)$$

З останньої формули випливає, що час життя основних носіїв є сумою часу, необхідного для захоплення пасткою неосновного носія $\tau_p = (C_p N_t)^{-1}$, та часу наступного захоплення основного носія $(C_n n_0)^{-1}$ на заповнений діркою рівень. Відношення $R = C_p N_t / C_n n_0$ визначає ступінь прилипання нерівноважних дірок. У випадку, коли концентрація пасток N_t одного порядку величини з концентрацією рівноважних електронів n_0 , для ефективного прилипання необхідно виконання умови $C_p / C_n \gg 1$.

При наявності пасток затухання ФП при імпульсному збудженні для сталих τ_i та τ_t задовільними є наступні апроксимації [26,27]:

$$\tau_i \cong 1 / C_p N_t \cong \tau_p \quad (9)$$

$$\tau_t \cong 1 / C_p N_t + 1 / C_n n_0 \cong \tau_n \quad (10)$$

Відзначимо наступну особливість досліджень нестационарної ФП у InSb. При невисоких рівнях збудження ФП пропорційна концентрації ННЗ:

$$\Delta\sigma(t) = q\mu_n \delta n(t) + q\mu_p \delta p(t) = q\mu_p [b\delta n(t) + \delta p(t)] \quad (11)$$

де b – відношення електронної та діркової рухливості, яке в InSb має порядок величини 10^2 . Тому експериментально вимірювана величина ФП переважно залежить від концентрації нерівноважних електронів. Така ж ситуація має місце у випадку вузькощілинного HgCdTe. Теорія нестационарної ФП для цих напівпровідників при наявності пасток була розроблена у роботах [31, 32]. Важливо, що для збудження ННЗ повинні використовуватись лазерні імпульси з тривалістю, яка менша від найменшого часу життя. У цьому випадку на початковій стадії спаду ФП можна вважати, що концентрації нерівноважних електронів та дірок однакові. Для матеріалу n -типу провідності спад концентрації нерівноважних електронів описується наступним рівнянням:

$$\delta n(t) = \frac{1}{1-R} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{p0}}\right) - \frac{R}{1-R} \exp\left(\frac{-t}{R\tau_{p0}}\right) \quad (12)$$

Форма кривої релаксації при цьому залежить від положення рівня Фермі (ступеня заповненості пасток електронами). Якщо пастки заповнені, на початковій стадії процесу рекомбінації має відбутися захоплення дірок на пастки, після чого відбувається захоплення електронів. При значенні $R = 2$ обидві експоненти у рівнянні (12) роблять співмірний внесок у перехідний процес, а крива релаксації має дві складових – повільну на початковій стадії і швидку на завершальній. При більших значеннях R захоплення неосновних носіїв є значним і спад ФП знову описується однією експонентою (другим членом у рівнянні (12)), але з постійною часу $R\tau_{p0}$.

Вперше дві стадії процесу спаду нестационарної ФП при наявності одного рівня пасток детально описали Блекмор і Номура [25]. Було показано, що форма кривих релаксації різна в залежності від прилипання основних чи неосновних носіїв. У випадку прилипання неосновних носіїв спад на початковій стадії є повільним, а у випадку прилипання основних носіїв – швидким. Що стосується вузькощілинних напівпровідників, то повільну початкову стадію спостерігали в p -HgCdTe [33], проте її природа залишилась невстановленою. Нарешті,

нестационарна ФП, яка описується декількома постійними часу, може бути також зумовлена наявністю декількох рівнів рекомбінації [34]. Очевидно, що у загальному випадку ідентифікація механізмів рекомбінації, зроблена лише на основі вимірів ФП, може бути неоднозначною, тому потрібні додаткові дослідження незалежними методами.

5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ КІНЕТИКИ ФП В *n*-InSb

Не дивлячись на більш ніж піввіковий термін досліджень фотоелектричних властивостей антимоніду індію, кінетика ФП, особливо що стосується матеріалу *n*-типу провідності, практично не аналізувалась. У даній роботі для досліджень використовувався монокристалічний *n*-InSb, вирощений методом Чохральського. Зразки для електричних та фотоелектричних вимірювань були вирізані з пластин InSb(111) з електронним типом провідності, причому концентрація електронів змінювалась у межах від $\sim 10^{14}$ до $\sim 10^{16}$ см^{-3} при 77 К. Густина дислокацій у пластинах не перевищувала 10^3см^{-2} . Товщина вихідних пластин була близькою до 500 мкм, а після хіміко-механічного полірування у розчині HBr + 2.0% Br₂ становила ~ 350 мкм. Фінішна обробка включала вільне травлення обох поверхонь зразків у CP4A впродовж декількох хвилин. Після травлення поверхня зразків пасивувалась у водному розчині сульфиду натрію за методикою, розробленою у роботі [35].

Для вимірювання релаксації ФП використовувався запам'ятовуючий осцилограф С8-13 з полосною частот 3.5 ГГц. Збудження ННЗ відбувалось лазером Nd:YAG з тривалістю імпульсів ~ 20 нс, причому час спаду імпульсу не перевищував 5 нс. Інтенсивність лазерного випромінювання ослаблювалась за допомогою нейтрально сірих фільтрів і вимірювалась за допомогою каліброваного піроелектричного фотоприймача. Релаксація ФП вимірювалась за стандартною методикою [36] і фіксувалась як зменшення напруги на послідовному опорі, $\Delta\sigma/\sigma_0 = \Delta U/U_0$. Потік фотонів, який падав на поверхню зразка, не перевищував $1 \cdot 10^{16} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$, що відповідало режиму низького рівня інжекції. З метою запобігання ефекту витягування (sweep out effect) неосновних носіїв, темновий струм змінювався у межах 1-5 мА. Було встановлено, що величина сигналу ФП лінійно зростає при зростанні струму, що вказує на відсутність ефекту витягування. Вимірювання проводилися в інтервалі температур 77-250 К. Релаксаційні криві запам'ятовувались і оцифровувались. Час життя визначався на лінійних ділянках кривих релаксації, побудованих у напівлогарифмічному масштабі. Рівноважна концентрація та рухливість електронів визначались із вимірів ефекту Холла та питомого опору на постійному струмі. Для вимірів використовувались зразки з концентрацією $\sim 1 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ при азотній температурі. Всього було досліджено біля 20-ти зразків *n*-типу провідності, виготовлених із монокристалічного матеріалу, вирощеного методом Чохральського. Підкреслимо, що у роботі також досліджувались зразки після формування дифузійних p^+ -*n* переходів [37]. Глибина залягання переходів визначалась за допомогою термозонду із вимірів знака термоерс при прецизійному травленні шару p^+ -типу. Товщина зразків після травлення дифузійного шару становила ~ 300 мкм. Типові температурні залежності холлівської концентрації електронів у зразках показані на рис. 2. На приведених залежностях для вихідних зразків можна виділити область домішкової провідності при низьких температурах, де концентрація практично не залежить від температури, а також область власної провідності при високих температурах. Експериментальні залежності можна

$$n(T) = n_{77} + n_i(T)$$

задовільно апроксимувати виразом $n(T) = n_{77} + n_i(T)$, де n_{77} та $n_i(T)$ – концентрація електронів при 77 К та власна концентрація носіїв відповідно [37]. Абсолютні значення концентрації і вигляд залежностей $n(T)$ у зразках після формування p^+ -*n* переходів змінювались. Загальна тенденція змін полягала у зменшенні рівноважної концентрації електронів та їхньої рухливості, причому особливо помітні зміни спостерігались у зразках з концентрацією $\sim 10^{14} \text{см}^{-3}$ (рис. 2).

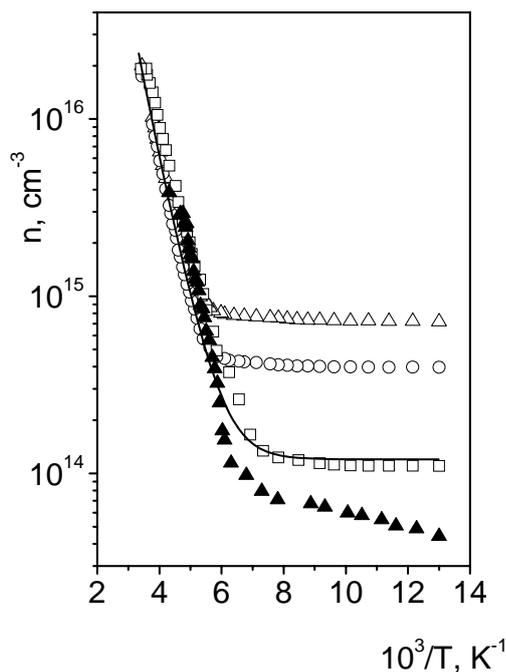


Рис. 2. Температурні залежності концентрації електронів у вихідних зразках (відкриті точки) та після формування p^+ - n переходу (закриті точки). Суцільна крива – теоретичний розрахунок (див. текст).

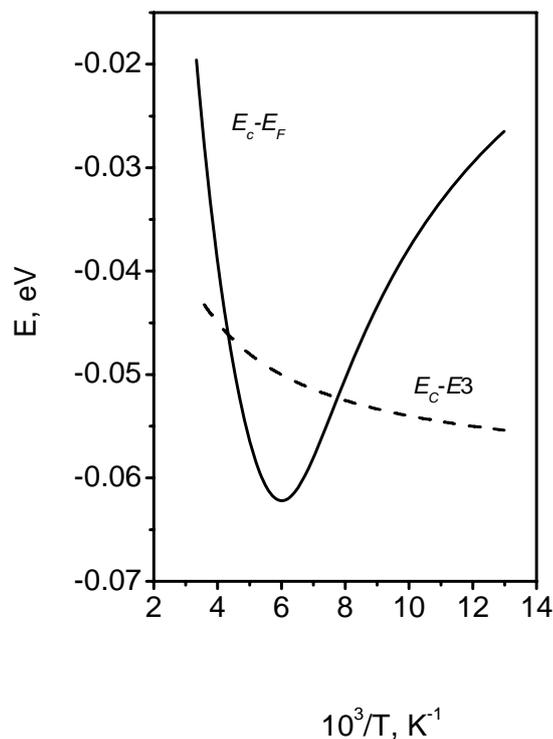


Рис. 3. Положення рівня Фермі в залежності від температури у зразках з концентрацією електронів $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Штриховою лінією показано положення рівня пастки акцепторного типу E_3 (рис.9).

Як видно, при низьких температурах спостерігається виморожування електронів, що свідчить про утворення рівнів дефектів під дном зони провідності, концентрація яких порівнянна з концентрацією електронів у зоні провідності. У зразках з концентрацією електронів $>10^{15} \text{ cm}^{-3}$ цей ефект був менш помітним, проте концентрація зменшувалась приблизно на 10-15%. У всіх зразках зменшення рухливості становило 10-30%. Можна стверджувати, що після формування p^+ - n переходів зразки ставали більш компенсованими за рахунок утворення дефектів акцепторного типу. Відзначимо також, що утворення компенсованої області в результаті дифузії кадмію в підкладки n -InSb було раніше встановлено із вимірів бар'єрної ємності фотодіодів [37].

Особливістю вузькощільних InSb та HgCdTe з електронним типом провідності є температурна залежність рівня Фермі (рис. 3). На відміну від широкозонних напівпровідників, в InSb в області власної провідності рівень Фермі зміщується з підвищенням температури до дна зони провідності, внаслідок чого заповнення електронами рівня пасток під дном зони провідності може суттєво змінюватись у досить вузькому температурному інтервалі. Очевидно, що така поведінка рівня Фермі впливає на заповнення пасток електронами і відповідно на темп рекомбінації ННЗ. На вказану особливість звернули увагу автори роботи [38] при поясненні температурних залежностей часу життя ННЗ в n -HgCdTe.

Результати досліджень нестационарної ФП при $T = 77 \text{ K}$ показані на рис. 4 та 5. Типова крива релаксації ФП у лінійному масштабі показана на вставці до рис. 4. Як видно, вона складається із початкової ділянки швидкого спаду, яка не має фізичного змісту [36], за якою слідує ділянка експоненційного спаду, зумовленого рекомбінацією електрон-діркових пар. Як правило, у вихідних зразках релаксація ФП описувалася однією постійною часу. У той же час, у зразках після формування p - n переходу спостерігались дві стадії рекомбінації -

початкова повільна, за якою слідував більш швидкий спад (рис. 5). При цьому форма кривої релаксації ФП залежала від температури та концентрації рівноважних носіїв заряду. Повільна стадія спостерігалась при температурі $T < 100$ К у зразках з концентрацією електронів $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, тоді як при значеннях концентрації $> 10^{15}$ см $^{-3}$ у більшості зразків вона не спостерігалась, а релаксація ФП описувалася однією постійною часу. При температурах $T > 100$ К релаксація була одностадійною, незалежно від концентрації електронів.

На рис. 6 та 7 показані температурні залежності часу життя у вихідному зразку та після формування $p-n$ переходу. Експериментальні результати на рис.6 можна пояснити в рамках моделі двох рівнів, запропонованої в [24]. Час життя переважно визначає рівень $E2$, а рекомбінація ННЗ відбувається у дві стадії. На першій відбувається захоплення на заповнений електронами рівень нерівноважних дірок з часом $(C_p N_i)^{-1}$, який для параметрів, наведених у табл.1, становить $\sim 10^{-6}$ с. На другій стадії відбувається швидке захоплення електронів з часом $(C_n n_0)^{-1}$, який значно менший від часу захоплення дірок. Суцільна крива на рис. 6 розрахована за формулою (6). Необхідні для розрахунку температурні залежності параметрів рекомбінації показані на рис. 8. Очевидно, що слабка температурна залежність розрахованого часу життя при температурах $T < 200$ К зумовлена положенням рівня рекомбінації поблизу середини забороненої зони і рівня Фермі під дном зони провідності, внаслідок чого заповнення рівня $E2$ електронами залишається практично незмінним. В принципі, показаний на рис.6 розрахунок часу життя не відрізняється від отриманого раніше в роботі [24]. Зменшення часу життя при $T > 200$ К автори пояснили внеском випромінювальної та рекомбінації Оже, причому остання відіграє основну роль як в InSb, так і в HgCdTe. У цьому зв'язку зауважимо, що основною ознакою Оже-рекомбінації є

$$\tau \sim 1/n_0^2$$

квадратична залежність часу життя від рівноважної концентрації носіїв, що експериментально не спостерігалось для обох напівпровідників [26, 27]. Зокрема, внаслідок цієї причини автори роботи [38] висловили припущення щодо перебільшеної ролі Оже-рекомбінації у n -HgCdTe.

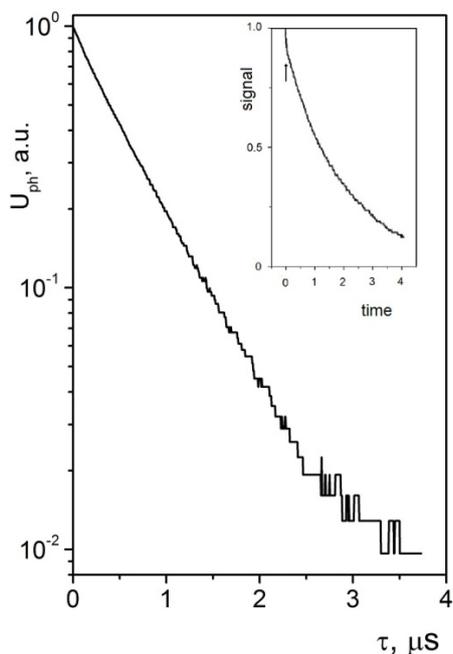


Рис. 4. Форма кривої релаксації фотопровідності у вихідному зразку n -InSb з концентрацією електронів $1.2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ при 77 К, побудована в напівлогарифмічному та лінійному (див. вставку) масштабі.

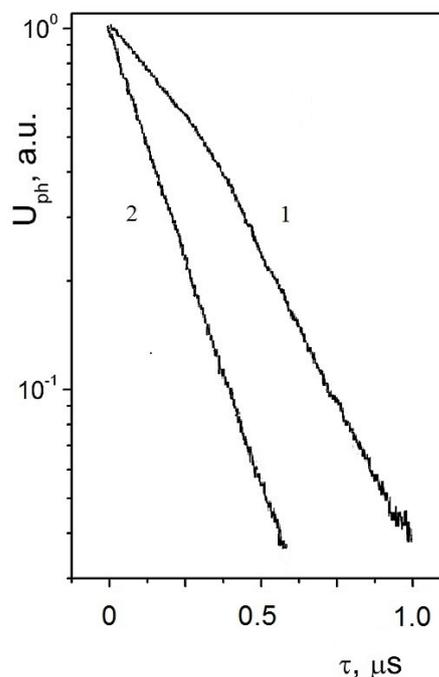


Рис. 5. Криві релаксації фотопровідності при температурі у зразку після формування $p-n$ переходу. Концентрація електронів $9.1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, температура 77 К (1) та 173 К (2).

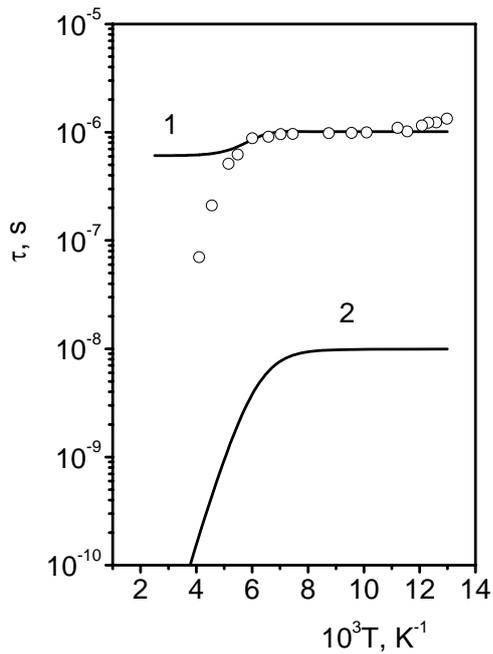


Рис. 6. Повільна (1) та швидка (2) постійні часу, розраховані за формулами (5) та (6) для рівня E_2 , табл.1. Експериментальні значення отримані для n -InSb з концентрацією електронів $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

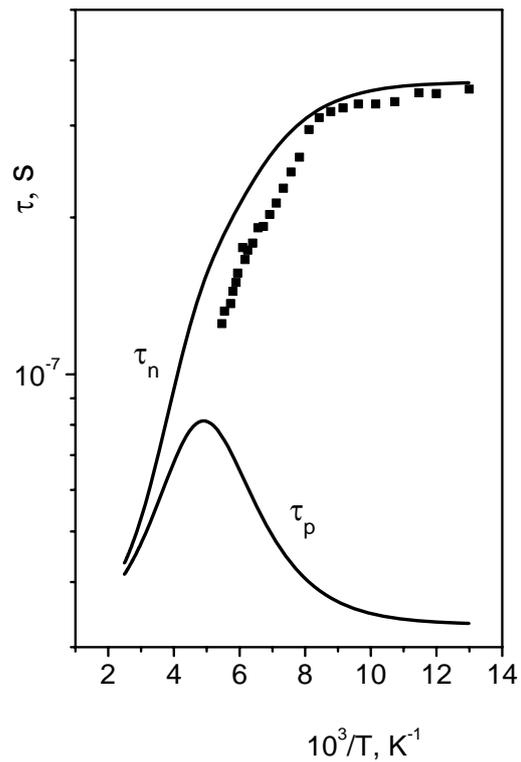


Рис. 7. Суцільні криві - температурні залежності часу життя ННЗ, розраховані в рамках моделі двох рівнів E_2 та E_3 . Експериментальні дані отримані для зразка з концентрацією електронів $9.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

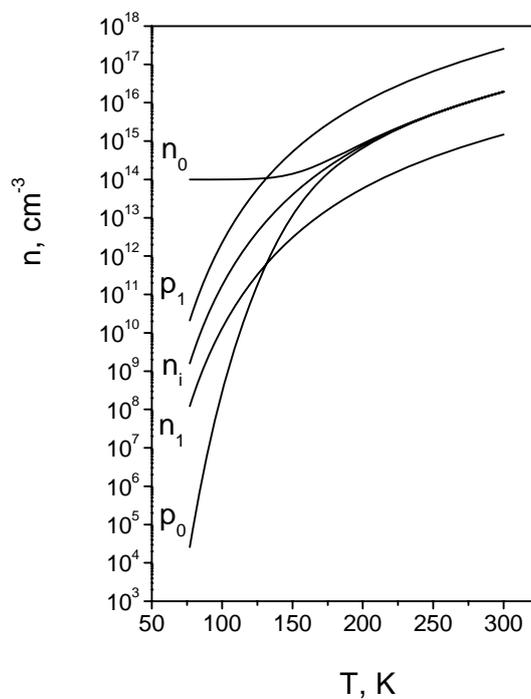


Рис. 8. Температурні залежності параметрів ШРХ рекомбінації для рівня пасток E_2 посередині забороненої зони.

На відміну від моделі двох рівнів рекомбінації, для аналізу кінетики ФП у зразках після формування $p-n$ переходу використана модель двох рівнів, один із яких є акцепторним і може зумовлювати прилипання нерівноважних дірок (рис. 9). Вибір такої моделі рекомбінації зумовлений наступними причинами. По-перше, отримані в роботі результати неможливо пояснити в рамках моделі двох рівнів $E1$ і $E2$, параметри якої приведені в табл. 1. По-друге, як видно із рис. 7, зменшення часу життя починається при температурах, де роль Оже-рекомбінації незначна. По-третє, в n -InSb спостерігається значна різниця між стаціонарним та нестаціонарним часом життя неосновних носіїв заряду, що вказує на можливу роль ефекту прилипання ННЗ. Для прикладу приведемо результати експериментальних досліджень транспортних властивостей InSb фотодіодів, отриманих за різних режимів дифузії Cd, табл. 2 [39]. Стаціонарний час життя τ_0 визначався із вимірів диференційного опору фотодіодів, виготовлених на зразках, отриманих із однієї підкладки. Нестационарний час життя ННЗ у вихідних зразках, визначений із вимірів кінетики ФП, $\sim 10^{-6}$ с при $T=77$ К, тоді як стаціонарний час у фотодіодах був на 1-3 порядки величини меншим.

Про наявність пасток акцепторного типу в InSb повідомлялось у ряді робіт [10, 17, 40]. Зокрема, саме акцепторні пастки, енергетичні рівні яких знаходяться під дном зони провідності, зумовлюють генераційно-рекомбінаційний шум в n -InSb [39]. Як відзначають автори цієї роботи, фундаментальна відмінність методики вимірювання шуму для досліджень рівнів з відносно невеликою енергією іонізації полягає у тому, що вимірювання відбуваються при незначному відхиленні від термодинамічної рівноваги. Оскільки шум викликаний термічно збудженими носіями, їхня кількість залежить від енергії активації акцепторного рівня і температури, що дає можливість дослідити властивості саме неглибоких рівнів, зменшуючи температуру вимірів. При використанні оптичних методів таку можливість можна реалізувати в далекому інфрачервоному діапазоні, що пов'язано зі значними експериментальними труднощами. У роботах [10, 40] для акцепторного рівня $E3$ отримані наступні параметри: $E_c - E3 = 0.06 - 6 \cdot 10^{-5} T$ еВ, $C_p^{E3} \sim 10^{-6}$ і $C_n^{E3} \sim 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $N_t = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

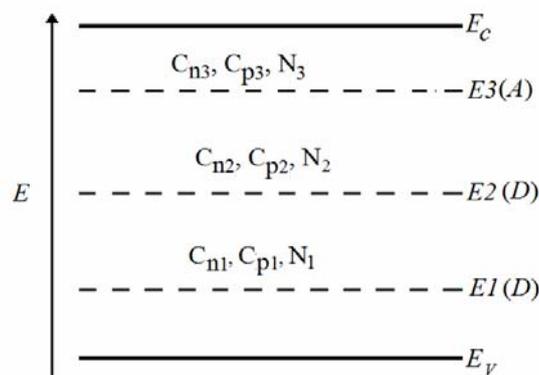


Рис. 9. Модель енергетичних рівнів пасток донорного $E1$, $E2$ та акцепторного $E3$ типу в n -InSb.

Табл. 2. Параметри дифузійних InSb $p-n$ переходів при $T=77$ К [39].

Режим дифузії	I_{01} , А	R_{0A} , $\Omega \text{ см}^2$	I_{02} , А	B	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	$1.2 \cdot 10^{-7}$

Якісно час життя нерівноважних електронів та дірок при наявності рекомбінаційного рівня $E2$ та рівня прилипання $E3$ можна пояснити наступним чином. Якщо рівні не взаємодіють, загальний темп рекомбінації є сумою темпів рекомбінації окремих рівнів. На першій стадії рекомбінації відбувається захоплення дірок, тому для часу життя можна записати:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p^{E2}} + \frac{1}{\tau_p^{E3}} = \left(C_p^{E2} N_t^{E2} + C_p^{E3} N_t^{E3} f_0^{E3} \right)^{-1} \quad (11)$$

де рівноважна функція Фермі $f_0^{E3} = n_0 / (n_0 + n_1^{3E})$ враховує ступінь заповнення рівня $E3$ електронами. Як видно на рис. 3, $f_0^{E3} \cong 1$ при температурах, близьких до 77 К. Для оцінок часу життя електронів можна скористатись виразом (8). Більш точний вираз для τ_n , який враховує заповнення рівня електронами при підвищених температурах, отриманий у роботі [10]:

$$\tau_n = \left[1 + \frac{C_p^{E3} N_t^{E3}}{C_n^{E3} n_0} (f_0^{E3})^2 \right] \quad (12)$$

Результати розрахунків часу життя дірок та електронів показані на рис.7. Як видно, у рамках цієї моделі можна задовільно описати їхню температурну залежність, не вдаючись до необхідності врахування механізму Оже-рекомбінації. Згідно з рівнянням (12), роль прилипання зменшується зі збільшенням концентрації електронів, що може пояснити зміну форми кривих релаксації ФП на рис. 5. При температурі 77 К ефект прилипання може послаблюватись за рахунок легування матеріалу мілкими домішками, якщо при цьому не зростає концентрація акцепторних пасток.

Природа акцепторних пасток у InSb не встановлена. Проте слід зауважити, що розкид значень параметра τ_0 у табл. 2 найбільш вірогідно зумовлений протяжними дефектами (дислокаціями) в області просторового заряду, які виникають внаслідок неоптимальних режимів дифузії акцепторної домішки Cd [39]. Відомо, що дислокації в InSb генерують точкові дефекти акцепторного типу. Внаслідок так званого ефекту далекодії, точкові акцепторні дефекти можуть виникати у об'ємі підкладок під час формування p - n переходу.

ВИСНОВКИ

1. Виконано аналіз описаних в літературі моделей рекомбінації Шоклі-Ріда-Холла в монокристалах n -InSb. В літературі існує значний розкид експериментальних даних щодо параметрів центрів ШРХ рекомбінації, який неможливо пояснити в рамках існуючих моделей. Значна різниця між стаціонарним та нестаціонарним часом життя неосновних носіїв (дірок) вказує на можливу роль центрів прилипання у процесах рекомбінації.
2. Досліджено кінетику фотопровідності в монокристалічному n -InSb до та після формування дифузійних p ⁺- n переходів. Отримано докази наявності ефекту прилипання дірок у зразках з концентрацією електронів $\sim 10^{14}$ см⁻³.

Температурні залежності часу життя нерівноважних електронів та дірок задовільно описуються у рамках моделі рівня рекомбінації донорного типу посередині забороненої зони та рівня прилипання акцепторного типу на відстані ~ 60 меВ від дна зони провідності.

InSb PHOTODIODES (REVIEW. PART V)

The results of research on the recombination of non-equilibrium charge carriers in n-InSb single crystals are analyzed. It is shown that the Shockley-Reed-Hall recombination models described in the literature are unable to explain the experimental results obtained in single crystals of applied quality, which are used to create infrared photodiodes. The proposed model of recombination with the participation of two independent levels, one of which is an acceptor. The model is based on the results of experimental studies of the lifetime in *n*-type InSb obtained from measurements of photoconductivity relaxation under pulsed laser excitation in the temperature range of 77-250 K. For the measurements, *n*-type conductivity single crystals grown by Czochralski method and obtained from several sources were used. The concentration of charge carriers in the samples at a temperature of 77 K varied within 10^{14} - 10^{16} cm⁻³. The kinetics of photoconductivity was studied in n-InSb samples before and after the formation of diffused *p*⁺-*n* junctions. The diffusion temperature of the cadmium acceptor impurity varied between 380 and 420 °C. It is shown that in the samples after the formation of the *p*-*n* junction, the lifetime can be limited by the effect of the trapping of minority carriers to the acceptor level, which is located at a distance of 60 meV from the bottom of the conduction band. The model allows describing the dependence of lifetime on temperature and carrier concentration in the doping range of 10^{14} - 10^{16} cm⁻³. From the comparison of stationary and transient lifetime, conclusions are drawn regarding the existence of the effect of the trapping of minority carriers in the material of *n*-type conductivity, which is responsible for the excess tunnel current in photodiodes, generation-recombination and low-frequency $1/f$ noise. It is assumed that acceptor traps can be caused by the generation of dislocations during the formation of a diffused junction.

Keywords: InSb, Shockley-Reed-Hall recombination, acceptor trap, trapping of minority carriers.

1. Chroneos A., Tahini H.A., Schwingenschlögl U., Grime R.W. Antisites in III-V semiconductors: Density functional theory calculations. *J. Appl. Phys.* 2014. **116**. P. 023505.
2. Tahini H.A., Chroneos A., Murphy S.T., Schwingenschlögl U., and Grimes R.W. Vacancies and defect levels in III-V semiconductors. *J. Appl. Phys.* 2014. **114**. P. 063517.
3. Höglund A., Castleton C.W.M., Göthelid M., Johansson B., Mirbt S. Point defects on the (110) surfaces of InP, InAs, and InSb: A comparison with bulk. *Phys. Rev.* 2006. **B74**. P. 075332.
4. Milnes A.G. Deep Impurities in Semiconductors. Wiley. 1973.
5. Madelung O. (Ed.) *Semiconductors – Basic Data*. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York. 1996.
6. Madelung O., Rössler U., Schulz M. (Eds.) *Landolt-Börnstein – Group III Condensed Matter. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. 41A2b: Impurities and Defects in Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b: Group IV-IV and III-V Compounds*. Springer. 2003.
7. Littler Ch. Characterization of impurities and defects in InSb and HgCdTe using novel magneto-optical techniques. *Proc. SPIE*. 1993. **2021**. P. 184–201.
8. Tetyorkin V.V., Sukach A.V., Tkachuk A.A. Infrared photodiodes on II-VI and III-V narrow gap semiconductors. In: *Photodiodes – from Fundamentals to Applications*. Ed. Prof. Ilgu Yun. Vienna: InTechopen. 2012. P. 403–426].
9. Егембердиева С.Ш., Лучинин С.Д., Сайсенбаев Т. и др. Глубокие уровни в запрещенной зоне антимонида индия. *ФТП*. 1982. **16**, №3. С. 540–542.
10. Сиповская М.А., Сметанникова Ю.С. Зависимость времени жизни носителей тока в *n*-InSb от концентрации электронов. *ФТП*. 1984. **18**, №2. С. 356–358.
11. Шепелина О.С., Новотоцкий-Власов Ю.Ф. Равновесные параметры глубоких объемных уровней в антимониде индия. *ФТП*. 1992. **26**, №6. С. 1015–1023.
12. Трифонов В.И., Яременко Н.Г. Глубокий донорный уровень в *n*-InSb. *ФТП*. 1971. **5**, №5. С. 953–956.
13. Голованов В.В., Одинг В.Г. Влияние компенсации глубокого уровня на электрические свойства *p*-InSb. *ФТП*. 1969. **3**, №2. С. 284–286.
14. Блаут-Блачев А.Н., Ивлева В.С., Селянина В.И. Фтор – быстро диффундирующий акцептор в антимониде индия. *ФТП*. 1979. **13**, №11. С. 2288–2290.
15. Кеворков М.Н., Попков А.Н., Успенский В.С. и др. Термоакцепторы в антимониде индия. *Изв. АН СССР. Неорган. матер.* 1980. **16**, №12. С. 2114–2118.
16. Фомин И.А., Лебедева Л.В., Анненко Н.М. Исследование уровней глубоких дефектов в InSb измерением емкости МДП - структур. *ФТП*. 1984. **18**, №3. С. 734–736.
17. Волков В.В., Падалко А.Г., Белотелов С.В. и др. Глубокие центры в монокристаллах и тонких слоях антимонида индия. *ФТП*. 1989. **23**, №3. Р. 1400–1405.
18. Seiler D.G., Goodwin M.W., and Miller A. Resonant magneto-optical transitions from a mid-gap level in *n*-InSb. *Phys. Rev. Lett.* 1980. **44**, № 12. P. 807–810.

19. Yozu Tokumaru, Hideyo Okushi and Hiroyuki Fujisada. Deep levels in n-type undoped and Te-doped InSb crystals. *Japan J. Appl. Phys.* 1987. **26**, №3. P.499-500.
20. Kunio Tsukioka and Hisao Miyazawa. DLTS Studies on InSb P-N⁺ Diodes. *Jap. J. Appl. Phys.* 1982. **21**, Part 2, №8. P. L526-528.
21. Гусейнов Э.К., Ибрагимов Р.И., Коротин В.Г., Наследов Д.Н., Попов Ю.Г. Процессы рекомбинации в n-InSb в области температур 4.2–77 К. *ФТП*. 1971. **5**, №9. С. 1776–1780.
22. Zitter R.N, Strauss A.J., Attard A.E. Recombination processes in p-type InSb. *Phys. Rev.* 1959. **115**, №2. P. 266-273.
23. Laff R.A., Fan H.Y. Carrier lifetime in Indium Antimonide. *Phys. Rev.* 1961. **121**, №1. P.53-62.
24. Hollis, J.E.L., Choo C., Heasell E.L. Recombination Centers in InSb. *J.Appl. Phys.* 1967. **35**, N4. P. 1626-1636.
25. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках, М.: Мир. 1964. 392 с.; J.S. Blakmore, *Semiconductor Statistics*, Pergamon Press. 1962.
26. Fastov R., Goren D., and Nemirovsky Y. Shockley–Read recombination and trapping in ptype HgCdTe. *J. Appl. Phys.* 1990. **68**, №7. P. 3405-3412.
27. Nemirovsky Y., Fastov R., Adar A. and Unikovsky A. Trapping effects in HgCdTe. *J. Vac. Sci. Technol.* 1991. **B9**, № 4. P. 1829-1839.
28. Shockley W., W. T. Read Jr. W.T. Statistics of the Recombination of Holes and Electrons. *Phys. Rev.* 1952. **87**, №5. P. 835-842.
29. Shockley W. Electrons, Holes and Traps. *Proc. IRE.* 1958. **46**. P.973.
30. Sandifford D.J. Carrier lifetime in semiconductors for transient conditions. *Phys. Rev.* 1957. **105**, №2.P.524.
31. Reichman J. Photoconductivity decay method for determining minority carrier lifetime of p-type HgCdTe. *Proc. SPIE.* 1991. **1484**. P. 31-38.
32. Reichman J. Minority carrier lifetime of HgCdTe from photoconductivity decay method. *Appl. Phys. Lett.* 1991. **59**, №10. P. 1221-1223.
33. Fastow R., Nemirovsky Y. The excess carrier lifetime in ptype HgCdTe measured by photoconductive decay. *J. Appl. Phys.* 1989. **66**, №4. P. 1705-1710.
34. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.:1963. 494 с.
35. Львова Т.В., Дунаевский М.С., Лебедев М.В. и др. Химическая пассивация подложек InSb (100) в водных растворах сульфида натрия. *ФТП*. 2013. **47**, № 5. С. 710 – 716.
36. Павлов Л.П. Методы измерений параметров полупроводниковых материалов. М.: Высш. шк. 1987. 239 с.
37. Сукач А.В., Тетьоркін В.В., Ткачук А.І., Троценко С.П. InSb фотодіоди (Огляд. Частина III). *ОИТ*. 2017. Вип. 52. С. 5-36.
38. Krishnamurthy S., Berding M.A., Yu. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys. *J. Electron. Mat.* 2006. **35**, №6. P. 1369–1378.
39. Sukach A.V., Tetyorkin V.V. and Tkachuk A.I. Electrical properties of InSb p-n junctions prepared by diffusion method. *Semiconductor Physics, Quantum Electron & Optoelectronics*. 2016. **19**, № 3. P. 295–298.
40. Heyke K., G. Lautz G., Schumny H. Current Noise in n-Type InSb. *phys. stat. sol. (a)*. 1970. **1**. P. 459-467.

¹Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
41, проспект Науки,
03680 Київ, Україна

Отримано 16.08.2022.

²Кіровоградський державний педагогічний
університет ім. Володимира Винниченка
1, вул. Шевченка,
25006 Кропивницький, Україна