

## МЕХАНІЗМ СТРУМОПЕРЕНОСЕННЯ В ІЗОТИПНИХ ГЕТЕРОКОНТАКТАХ $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$

Досліджено електричні властивості fotocутливого радіаційно стійкого гетероконтакту  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ , в якому збіднена основними носіями заряду область локалізована в більш низькоомній компоненті – дефектному  $\text{In}_2\text{Se}_3$ . Встановлено, що у прямому напрямку основними механізмами струмоперенесення є тунельна рекомбінація і струми обмежені просторовим зарядом, а в оберненому має місце резонансне тунелювання. Показано, що форма відносної квантової ефективності фотоперетворення досліджених структур залежить від товщини шару  $\text{In}_2\text{Se}_3$  і від геометрії освітлення гетероконтактів.

Electrical properties of a photosensitive radiation-stable  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  heterocontact are investigated. In such a heterocontact the range depleted of the majority carriers is localized in the less resistive component – defective  $\text{In}_2\text{Se}_3$ . It is established that tunnel recombination and space-charge limited currents are the main mechanisms of current transfer in the forward direction whereas resonance tunneling takes place in the opposite direction. It is shown that for the investigated structures the shape of relative quantum efficiency of photoconversion depends on thickness of the  $\text{In}_2\text{Se}_3$  layer and configuration of illumination of the heterocontacts.

### Вступ

Селенід індію  $\text{In}_2\text{Se}_3$  належить до широкого класу шаруватих напівпровідників. Опубліковані в літературі результати дослідження його фізичних властивостей у монокристалічному та плівковому вигляді, наприклад [1-4], мають досить суперечливий характер, що зумовлено як значною дефектністю структури, так і наявністю різних фаз ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $\kappa$  та ін.), які часто містяться в об'ємі одного зразка. Відносно можливості використання  $\text{In}_2\text{Se}_3$  при виготовленні fotocутливих структур у літературі склалася доволі парадоксальна ситуація. Так, згідно з [5], анізотипні гетеропереходи  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ , одержані методом термічного окиснення  $\text{InSe}$ , практично нечутливі до дії світла. Водночас наявність  $\gamma$ -модифікації  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , що є наслідком незавершеного формування шарів  $\text{CuInSe}_2$ , і зафіксованої  $X$ -променевими методами на границі поділу в тонкоплівкових "сендвіч"-структурах  $\text{In}_2\text{O}_3\text{:Sn/In}_2\text{Se}_3\text{/CuInSe}_2\text{/Au}$ ,  $\text{Mo/In}_2\text{Se}_3\text{/CuInSe}_2\text{/Au}$ ,  $\text{ZnO/ZnIn}_x\text{Se}_y\text{/CuInSe}_2$  дає ККД фотоперетворення 2,3÷13% [6, 7]. Дослідження фізичних властивостей подвійних гетероструктур, в яких одним із компонентів є  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , зводяться в основному до дослідження структур, в яких  $\text{In}_2\text{Se}_3$  (монокристал, плівка) відіграє роль низькоомного електрода, а активна область пов-

ністю зміщена в більш високоомні складові (наявність інверсійного шару в рівноважних умовах) [8, 9]. Дана робота є складовою частиною досліджень, що проводяться з метою з'ясування можливості створення на основі монокристалічного дефектного  $\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3$  fotocутливих пристроїв.

### Експериментальні результати та їх обговорення

Нанесення металів ( $\text{In}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sn}$  тощо) на поверхню дефективного  $\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3$  призводить до "забивання" обірваних ліній зв'язку домішками, і дислокації на поверхні стають електрично нейтральними, що значно ускладнює дослідження впливу поверхневих станів на властивості контактів метал-напівпровідник. Більш того, нанесення металів методом вакуумного напилення, яке відбувається при температурах підкладки  $T \geq 150^\circ\text{C}$  (для поліпшення адгезії), не виключає дифузії металу в напівпровідник, що приводить, як правило, до утворення в приконтактній області  $n^+$ -шару [10] та, як наслідок, до омичності такого типа контактів. Тому для встановлення впливу поверхневих станів на властивості структур на основі  $\text{In}_2\text{Se}_3$  використовувався метод посадки на оптичний контакт з іншим представником шаруватих напівпровідників  $n\text{-InSe}$  (кількість "обірваних" зв'язків на поверхні  $\leq 10^{10} \text{ см}^2$ ).

У даній роботі наведені результати дослідження електричних та фотоелектричних властивостей fotocутливих радіаційно стійких ізотипних гетероконтактів (ГК)  $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ , які можуть представляти інтерес для оцінки шляхів оптимізації основних фотоелектричних характеристик у структурах на основі  $\text{In}_2\text{Se}_3$ .

Для виготовлення ГК використовувались  $\text{InSe}$  ( $E_g=1,2\text{eV}$  при  $T=300\text{K}$ ) та  $\text{In}_2\text{Se}_3$   $n$ -типу провідності зі структурою гексагональної  $\alpha$ -фази ( $E_g=1,42\text{eV}$  при  $T=300\text{K}$ ). Концентрації носіїв заряду в обох напівпровідниках визначались із холлівських вимірів і при кімнатній температурі склали  $\sim 10^{15}$  та  $4 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  для  $\text{InSe}$  і  $\text{In}_2\text{Se}_3$  відповідно. З метою зменшення впливу шару атомів кисню, адсорбованих з атмосфери, який відіграє в такого типу структурах роль діелектричного зазору [11], на електричні властивості ГК виготовлялись методом посадки на оптичний контакт під дією тиску ( $P \approx 100 \div 150\text{ кПа}$ ). Омичні контакти створювались за допомогою  $\text{In-Ga}$  амальгами з подальшим вплавленням індію з боку  $\text{In}_2\text{Se}_3$  та чистого  $\text{In}$  з боку  $\text{InSe}$ . Були проведені виміри вольт-амперних характеристик (ВАХ), їх температурної залежності, вольт-фарадних характеристик (ВФХ), а також спектральної залежності відносної квантової ефективності при кімнатній температурі.

У тому випадку, якщо припущення про рівність величин електронної спорідненості для  $\text{InSe}$  і  $\text{In}_2\text{Se}_3$  ( $\chi=3,6\text{ eV}$  [12]) експериментально підтвержене в [8,9] правильне, то при нехтуванні впливом поверхневих станів слід було б очікувати лінійності ВАХ ізотипного ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ . Тим не менше, ВАХ таких контактів у широкому діапазоні температур є типовими діодними характеристиками (рис.1, криві 1,2). Причому пропускний напрямок ВАХ відповідає підведенню мінуса зовнішнього джерела струму до менш високоомної компоненти гетероструктури  $n\text{-In}_2\text{Se}_3$ . Цей факт свідчить про те, що збіднена основними носіями заряду область (ОПЗ) знаходиться в більш низькоомному  $\text{In}_2\text{Se}_3$  і можлива тільки при наявності на поверхні цього напівпровідника акцепторних станів. Отже, діодні властивості гетероструктури  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  значною мірою визначаються властивостями тієї частини ОПЗ, опір якої перевищує опір більш високоомної компоненти контакту –  $\text{InSe}$ . Температурна залежність прямого струму при  $V=0,2\text{ В}$  лінійна в координатах  $\ln I=f(T^{-1/4})$  (рис. 1, крива 4), отже,

виконується закон Мотта [13]

$$I = I_0 \exp\left(- (T_0 / T)^{1/4}\right), \quad (1)$$

$$T_0 = \beta \left( k \cdot g(E_F) \cdot a^3 \right)^{-1}, \quad (2)$$

де  $g(E_F)$  – густина станів на рівні Фермі,  $k$  – стала Больцмана,  $a$  – радіус локалізації електрона,  $\beta$  – постійна, яка розраховується на основі теорії протікання (для тривимірної задачі  $\beta=21$ ). Така залежність струму як функції від температури свідчить про реалізацію стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка по станам, локалізованим поблизу рівня Фермі в ОПЗ, у дефектному  $\text{In}_2\text{Se}_3$ . За нахилом кривої  $\ln I=f(T^{-1/4})$  (рис. 1, крива 4) одержано значення  $T_0=4,57 \cdot 10^8\text{ К}$ , а величина густини станів на рівні Фермі  $g(E_F)=5,18 \cdot 10^{16}\text{ eV}^{-1}\text{ см}^{-3}$ . Згідно з [13], протікання відбувається у вузькому інтервалі енергій поблизу рівня Фермі, який можна оцінити за формулою

$$\Delta = - \frac{d \ln I}{d(\kappa T)^{-1}}. \quad (3)$$

Середня енергія в нашому випадку складає  $\Delta=0,07\text{ eV}$ , що дає концентрацію пасток  $N_T=\Delta \cdot g(E_F)=3,63 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ .

Зазначимо, що високочастотна залежність ємності  $C$  від напруги (виміряна при частоті  $1\text{ МГц}$ ) в діапазоні  $V=[-0,4+0,4\text{ В}]$  добре описується виразом, типовим для поверхнево-бар'єрних структур [14]

$$C = (e / 2\varepsilon / \varepsilon_0 n)^{1/2} (\varphi_0 - V)^{-1/2}, \quad (4)$$

де  $e$  – заряд електрона,  $\varepsilon_1$  і  $\varepsilon_0$  – діелектричні проникності  $\text{In}_2\text{Se}_3$  і вакууму,  $n$  – концентрація основних носіїв заряду в  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , а  $\varphi_0$  – висота бар'єра, що в нашому випадку дорівнює величині

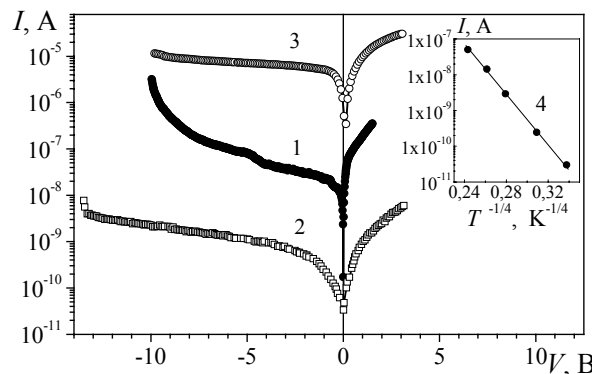


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики ізотипного ГК  $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  при температурах  $T$ : 285 К (1,3), 77 К (2) в темноті (1,2) і при освітленні (3) потужністю  $P \approx 75 \div 80\text{ мВт/см}^2$  з боку  $\text{In}_2\text{Se}_3$  (товщина шару  $\text{In}_2\text{Se}_3$   $d \approx W$ ). Температурна залежність прямого струму при  $V=0,2\text{ В}$  (4). Площа контакту  $S=0,12\text{ см}$

поверхневого потенціалу  $\psi$  дефектного  $\text{In}_2\text{Se}_3$ . Величина  $\phi_0$  оцінювалась шляхом апроксимації залежності  $V=f(1/C^2)$  до осі напруг і складала  $0,64 \pm 0,02$  В, що добре узгоджувалось із величиною напруги відсічки (0,6 В), визначеної з ВАХ структури при кімнатній температурі. Зі збільшенням прямого зміщення ємність ізотипових ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  виходила на насичення і фактично шунтувалась геометричною ємністю  $\text{InSe}$  (рис. 3, криві 1,2,3). Повне число станів на границі поділу оцінювалось за допомогою відомих співвідношень, наведених у [14], і складало  $N_S \approx -Q_S/e = 1,59 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Ця величина є значно меншою порівняно з концентрацією пасток  $N_t$  в ОПЗ. Тому при невеликих прямих зміщеннях внесок рекомбінації на поверхневих станах у загальний струм суттєво менший, ніж від рекомбінації на пастках в ОПЗ. У цьому випадку вираз для швидкості тунельної рекомбінації в напівпровіднику в нехтуванні розподілом локальних станів за енергіями задається виразом [15]

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} \omega N_t^2 (pn - p_l n_l)}{\left[ \sigma_p \sigma_n v_{th} (n + n_l)(p + p_l) + \omega N_t (\sigma_n (n + n_l) + \sigma_p (p + p_l)) \right]}, \quad (5)$$

а вираз для густини струму у передбаченні експоненційності приповерхневого потенціалу в  $\text{In}_2\text{Se}_3$

$$j_{t-r} = \frac{2kTW}{\phi_0 - V} \times \frac{\omega N_t^2 \sigma_p \sigma_n v_{th} n_l^2 [\exp(eV/kT) - 1]}{\left[ \sigma_p \sigma_n v_{th} (n + n_l)(p + p_l) + \omega N_t (\sigma_n (n + n_l) + \sigma_p (p + p_l)) \right]}. \quad (6)$$

У співвідношеннях (5) і (6)  $W$  – товщина ОПЗ,  $\sigma_n$  і  $\sigma_p$  – перетини захвата електрона і дірки,  $v_{th} = (3kT/m^*)^{1/2}$  – теплова швидкість носіїв,  $\omega = \omega_0/N_t$  – ймовірність тунелювання, віднесена до одиничної концентрації станів,  $n_l$  і  $p_l$  – концентрації електронів і дірок, зведені до рівня локального стану,  $m^*$  – ефективна маса. Величина ймовірності тунельного стрибка в одиницю часу  $\omega_0$  визначається інтегралом перекриття і може бути оцінена за співвідношенням

$$\omega_0(r) = v_{ph} \exp(-2r/a), \quad (7)$$

де  $v_{ph}$  – частота характеристичного фонона,  $r$  – довжина стрибка, яка дорівнює середній відстані між домішками ( $\approx N_t^{-1.3}$ ),  $a$  – радіус локалізації електрона.

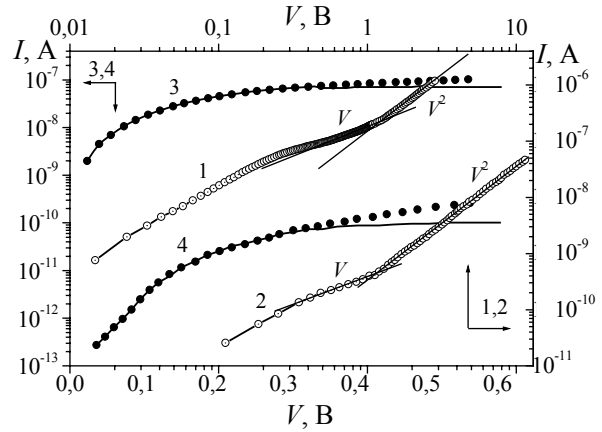


Рис. 2. Прямі гілки (1,2) а також експериментальні (маркери) і теоретичні (суцільні лінії) початкові ділянки прямих гілок ВАХ (3,4) ізотипної гетероструктури  $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  при  $T$ : 285 К (1,3), 77 К (2,4). Площа контакту  $S=0,12$  см. Товщина пластили  $\text{InSe}$   $L=1,2$  мм

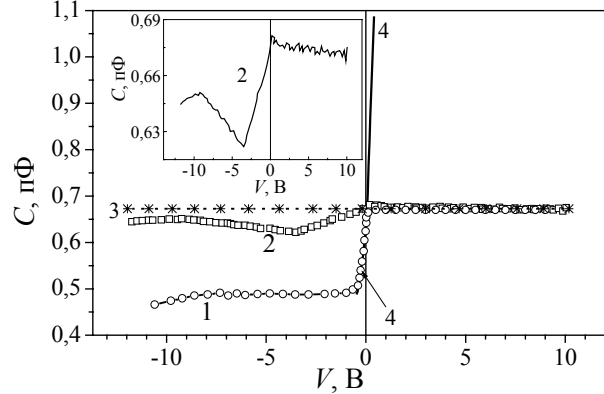


Рис. 3. ВФХ ізотипної гетероструктури  $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  на частоті 1 МГц (1) і 5 кГц (2), а також геометрична ємність пластили  $\text{InSe}$  товщиною 1,2 мм (3) і бар'ерна ємність (4), розрахована за формулою (4). Площа гетероконтакту  $S=0,12$  см при  $T=285$

Як показано в [15], швидкість тунельної рекомбінації  $U$  максимальна при невеликих прямих зміщеннях і при  $V \geq 0,3$  В перестає помітно впливати на процеси струмоперенесення. Результати теоретичного розрахунку початкових ділянок ВАХ за формулою (6) зображені суцільними лініями на рис. 2 (криві 3,4) і добре узгоджуються з експериментальними даними, позначеними точками. При розрахунках як підгоночний параметр використовувалась енергія локалізації глибоких центрів  $E_t = E_v + 0,65 \text{ eV}$ , а замість  $W$  величина  $W-x$  (товщина тієї частини ОПЗ, опір якої перевищував опір  $\text{InSe}$ ).

При збільшенні прямого зміщення товщина ОПЗ зменшується доти, доки її опір не стане співрозмірним з опором більш високоомної компоненти ГК –  $\text{InSe}$ , після чого повне падіння напруги на структурі перерозподіляється між ОПЗ в  $\text{In}_2\text{Se}_3$

та моноселенідом індію. При  $V > [0,3 \div 0,4 \text{ В}]$  ВАХ гетероструктур  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  (рис. 2, криві 1,2) описується виразами, характерними для струмів, обмежених просторовим зарядом [17] у режимі насичення швидкості

$$I = 2\varepsilon_2\varepsilon_0v_sSV / L^2, \quad (8)$$

і в режимі рухливості (безпастковий квадратичний закон)

$$I = 8\varepsilon_2\varepsilon_0\mu_nSV^2 / L^3. \quad (9)$$

У співвідношеннях (8), (9)  $\varepsilon_2$  – діелектрична проникність InSe,  $v_s$  – швидкість насичення,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $S$  – площа ГК,  $L$  – товщина високоомного шару. Виходячи з експериментальних даних, величина  $L$ , розрахована за (8) і (9), задовільно узгоджується з товщиною пластин InSe, використаних для виготовлення структур.

Наявність ділянок різкого зростання струму в обернено зміщених ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ , що спостерігаються при  $|V| \sim 0,6$  і 5 В (рис. 1, крива 1), характерно для резонансного тунелювання через два послідовно розташованих тунельно-прозорих бар'єра з можливою проміжною участю квантової ями [18]. Наявність другого бар'єра на шляху електронів з об'єму InSe в  $\text{In}_2\text{Se}_3$  (перший – ОПЗ в  $\text{In}_2\text{Se}_3$ ) може бути наслідком ефекту "старіння поверхні" моноселеніда індію. Згідно з [19], величина електронного споріднення  $\chi$  цього напівпровідника після відколу на повітрі за перші 4 хвилини зменшується на 0,3 еВ, після чого зміна  $\chi$  не перевищує  $1,5 \div 2,5\%$  протягом подальших 72 годин. Фактично "старіння поверхні" InSe може бути причиною утворення другого запертого шару. Іншими словами, існує імовірність того, що ізотопний ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  являє собою два діоди, з'єднаних назустріч один одному. Однак таке припущення досить дивне, оскільки достатньо велике обернене зміщення  $|V| \sim 5$  В структури (пряме зміщення для бар'єра в InSe) мало б привести до спрямлення зон у моноселеніді індію, тобто до "ліквідації" другого бар'єра. З іншого боку, ділянки різкого зростання струму при обернених зміщеннях є типовими для пристроїв з діелектричним зазором на границі поділу [18,20], роль якого в структурах на основі шаруватих напівпровідників, виготовлених методом посадки на оптичний контакт, відіграє шар атомів кисню, адсорбованих поверхнями із атмосфери [11,21]. Вплив цього шару на електричні властивості досліджуваного контакту тільки підтверджує

висновки, зроблені у [22], про неможливість його повного усунення в такого типу структурах під дією тиску. Останнє припущення тим правильніше, якщо взяти до уваги те, що в структурах із діелектриком енергетичні рівні контактуючих напівпровідників не є фіксованими і можуть зміщуватись один відносно іншого за рахунок падіння частини напруги на ізоляторі [23]. Це дозволяє зоні провідності InSe при різних обернених зміщеннях знаходитись навпроти різних центрів захоплення, розташованих на поверхні  $\text{In}_2\text{Se}_3$  між двома бар'єрами: діелектричним зазором і ОПЗ. Причому роль квантової ями в ГК може відігравати інверсійний шар, який утворюється у приповерхневій області  $\text{In}_2\text{Se}_3$  при обернених зміщеннях. Освітлення структури рівнозначно зменшенню приповерхневого потенціалу. В цьому випадку утворення інверсійного шару вже не реалізується навіть при достатньо великих значеннях оберненої напруги і, як наслідок, ділянки різкого росту струму на обернених гілках ВАХ не спостерігається (рис. 1, крива 3). Вихід ємності, вимірний при 1МГц, на насичення в області обернених зміщень (рис. 3, крива 1) і тенденція до зростання відносно низькочастотної  $C$  (рис. 3, крива 2) свідчить про те, що ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  можна розглядати як структуру з діелектричним зазором, шунтовану більш високоомною компотнентою – пластиною селеніду індію. Мінімальна ємність таких структур повинна спостерігатись при зміщеннях  $V \sim 2\phi_B$ , де  $\phi_B$  – енергетична відстань між рівнем Фермі та рівнем власної провідності в  $\text{In}_2\text{Se}_3$  (у нашому випадку  $\phi_B = 0,58$  еВ при кімнатній температурі, що й спостерігається під час експерименту (рис. 3, крива 1). Зменшення як високочастотної, так і низькочастотної  $C$  при  $|V| \sim 8 \div 9$  В пов'язано з досягненням пробивної напруги [20] та підтверджується вимірами ВАХ (рис. 1, крива 1). "М'яка" обернена гілка ВАХ ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  при  $T = 285$  К у діапазоні  $|V| = 5,5 \div 10$  В характерна як для електричного пробою структур із великою кількістю дефектів, так може бути і наслідком утворення каналів поверхневої електропровідності в дефектному  $\text{In}_2\text{Se}_3$  [24].

Фоточутливість ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  при освітленні з боку більш широкозонного  $\text{In}_2\text{Se}_3$  (вставка до рис. 4) суттєво залежить від товщини цього напівпровідника  $l$  і максимальна при  $l$  співрозмірних з товщиною ОПЗ. Типова спектральна залежність відносної квантової ефективності

фотоперетворення  $\eta(h\nu)$  гетероструктур  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  для цього випадку, одержана як відношення фотоструму до числа падаючих фотонів, зображена на рис. 4 (крива 1). Якщо максимальна fotocутливість обернено зміщених ГК зсунута в більш короткохвильову область (рис. 4, крива 1), що пов'язано з переважною локалізацією активної області фотоперетворення в більш широкозонній компоненті структури, то при прямому зміщенні розподіл  $\eta(h\nu)$  більш "рівномірний" (рис. 4, крива 2). Остання обставина може свідчити про те, що ситуація плоских зон в  $\text{In}_2\text{Se}_3$  при прямих зміщеннях практично не досягається: товщина ОПЗ  $W$  зі збільшенням прямого зміщення зменшується доти, доки її опір не стане співрозмірним із опором більш високоомної компоненти структури – або діелектричного зазору, або пластини  $\text{InSe}$ . Після цього падіння напруги перерозподіляється між ОПЗ в  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , діелектричним прошарком та моноселенідом індію. Зменшення  $W$  при прямих зміщеннях призводить до зменшення струмової чутливості за абсолютним значенням приблизно на 15÷20% порівняно з обернено зміщеними ГК. При збільшенні товщини  $\text{In}_2\text{Se}_3$  fotocутливість різко зменшується до її зникнення при освітленні через шар даного напівпровідника. Спектральний розподіл фотопровідності ГК  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  з товстим шаром  $\text{In}_2\text{Se}_3$  ( $l \gg W$ ) при освітленні структур по всій геометричній площі, як це зображено на вставці б до рис. 4, не залежить від полярності зміщення (рис. 4 крива 3). У цьому випадку максимум залежності  $\eta(h\nu)$  корелюється зі спектром fotocутливості монокристалів  $\text{InSe}$ , а поява чутливості в короткохвильовій частині характерна для fotocутливості структур із непрозорим електродом [25].

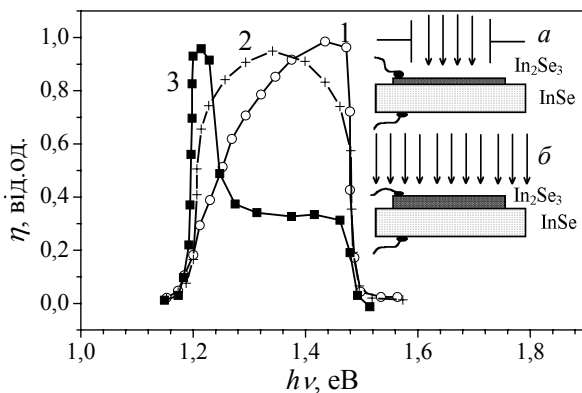


Рис. 4. Спектр відносної квантової ефективності фотоперетворення ізотипної гетероструктури  $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$  при  $T=285$  К. Площа контакту  $S=0,12$  см. Товщина пластини  $\text{InSe}$   $L=1,2$  мм

## Висновки

Досліджені структури, в яких активна область фотоперетворення зміщена в дефектний  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , є перспективними для їх використання як fotocутливих пристроїв. Так, наприклад, при освітленні ГП світлом потужністю  $100$  мВт/см<sup>2</sup> напруга холостого ходу дорівнювала  $\sim 0,35$  В.

На завершення варто зазначити, що одержані дані щодо механізмів струмоперенесення в структурах  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$  слід враховувати при реалізації можливих прикладних застосувань, у тому числі як радіаційно стійких перетворювачів для видимої та ближньої інфрачервоної області спектрального діапазону, а також для оптимізації конструктивних параметрів і основних фотоелектричних характеристик.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Julien C., Eddrief M., Balkanski M., Hatiricraniotis E., Kambas K. Electrical transport properties of  $\text{In}_2\text{Se}_3$  // Phys. Stat. Sol. – 1985. – А 88, No. 2. – P.687-695.
2. De Blasi C., Drigo A.V., Micocci G., Tepore A. Electron diffraction study of  $\text{In}_2\text{Se}_3$  melt grown crystals // J. Cryst. Growth. – 1989. – 94, No. 4. – P.455-458.
3. Se Han Kwon, Byung Tae Ahn Characterization of  $\text{CuInSe}_2$  and  $\text{In}_x\text{Se}_y$  Thin films by coevaporation method // J. of the Korean Physical Society. – 1997. – 31, No. 5. – P.796-801.
4. Chaiken A., Nauka K., Gibson G.A., Heon Lee, Yang C.C., Wu J., Ager J.W., Yu K.M., Walukiewich W. Structural and electronic properties of amorphous and polycrystalline  $\text{In}_2\text{Se}_3$  films. // Cond. Matter. – 2003. – 1, No. 1. – P.1-23.
5. Savchun V.P., Kytsai V.B. Photoelectric properties of heterostructures based on thermo-oxidated  $\text{GaSe}$  and  $\text{InSe}$  crystals // Thin Solid Films. – 2000. – 361–362, No. 1-2. – P.123-125.
6. Ohtake Y., Chaisitsak S., Yamada A., Kanogai M. Characterization of  $\text{ZnIn}_x\text{Se}_y$  thin films as a buffer layer for high efficiency  $\text{Cu(InGa)Se}_3$  thin-film solar cells // Jpn. J. Appl. Phys.– 1998. – 37, Part 1, No. 6A. – P.3220-3225.
7. Kampmann A., Sittinger V.S., Rechied J., Reineke-Koch R. Large area electrodeposition of  $\text{Cu(In,Ga)Se}_2$  // Thin Solid Films. – 2000. – 361–362, No. 1-2. – P.309-313.
8. Драпак С.И., Ковалюк З.Д., Нетяга В.В., Орлецький В.Б. О механізмах токопроходження в гетероструктурі  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-GaSe}$  // Письма в ЖТФ. – 2002. – 28, №17. – С. 1-8.
9. Драпак С.И., Нетяга В.В., Ковалюк З.Д. Электрические и фотоэлектрические свойства гетероструктуры  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-InSe}$  // Письма в ЖТФ. – 2002. – 28, №17. – С. 8-15.

10. Заслонкін А.В., Ковалюк З.Д., Мінтянський І.В., Янчук О.І. Електричні властивості шаруватих кристалів  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , легованих Cd, J та Cu // Вісник національного університету "Львівська політехніка": Електроніка. – 2002, №455. – С.142-147.
11. Драпак С.И., Орлецький В.Б., Ковалюк З.Д. Изменение контактной разности потенциалов фотодиода на основе гетероперехода  $n\text{-InSe-p-GaSe}$  в процессе "старения" // ФТП. – 2004. – **38**, №5. – С. 566-569.
12. Martínez-Pastor J., Segura A., Valdes J.L., Chevy A. Electrical and photovoltaic properties of indium-tin-oxide/p-InSe/Au solar cells // J. Appl. Phys. – 1987. – **21**, No. 2. – P. 1477-1483.
13. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. – М.: Мир, 1982.
14. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. – М.: Мир, 1975.
15. Булярский С.В., Ионычев В.К., Кузьмин В.В. Туннельная рекомбинация в кремниевых лавинных диодах // ФТП. – 2003. – **37**, №1. – С. 117-120.
16. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
17. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. – М.: Мир, 1979.
18. Карева Г.Г., Викслер М.И., Грехов И.В., Шулекин А.Ф. Туннелирование электронов через двойной барьер в структуре металл–окисел–кремний при обратном смещении // ФТП. – 2002. – **36**, № 8. – С.953-958.
19. Бакуменко В.Л., Ковалюк З.Д., Тишин Е.А., Чижко В.Ф. Влияние "старения" поверхности моноселенидов галлия и индия на работу выхода и фотоэлектрические свойства // Физ. электроника. – 1979. – №19. – С. 123-126.
20. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2 т. – М.: Мир, 1984.
21. Драпак С.И., Манассон В.А., Нетьяга В.В., Ковалюк З.Д. Электрические свойства изотипной гетероструктуры  $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-p-GaSe}$  // ФТП. – 2003. – **37**, №2. – С. 180-186.
22. Drapak S.I., Vorobets M.O., Gavrylyuk S.V., Kovalyuk Z.D. Optimization of photoconversion parameters of GaSe–InSe optical contact // Euroconference Photovoltaic Devices. Euroconference Photovoltaic Devices: Manufacturing issues – From laboratory to mass production, October 15-20, 2004. – Kranjska Gora, Slovenia, 2004. – P. 59.
23. Drapak S.I., Katerinchuk V.N., Kovalyuk Z.D., Manasson V.A. The injection peculiarities of minority charge carriers in the anisotype SIS structure // Phys. Stat. Sol. – 1989. – **A115**. – P. K35-K37.
24. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. – М.: Высшая школа, 1987.