

МАТЕРІАЛИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕХНІКИ

УДК 621.315.592.2; 535.343.2

ВПЛИВ НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНОГО ВІДПАЛУ У ВАКУУМІ НА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІЧНОГО $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,28$)

В. Белюх, Б. Павлик

*Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Ген. Тарнавського, 107, 79017 Львів, Україна
belyukh@electronics.lnu.edu.ua*

Досліджено вплив низькотемпературного (373 К) відпалу у вакуумі на електрофізичні характеристики монокристалічного $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,28$). Шляхом вимірювання температурних залежностей сталої Холла R_H , питомої електропровідності σ і холлівської рухливості μ_H доведено, що вже через декілька годин перебування зразків за такої температури у вакуумі відбуваються суттєві зміни електрофізичних параметрів цього матеріалу. Кількісний аналіз змін електрофізичних параметрів виконано на основі моделі для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. З'ясовано, що причиною таких змін є істотне зростання концентрації вакансій ртуті, $[V_{\text{Hg}}]$, яка є дефектом акцепторного типу. Висловлено припущення про можливе існування верхньої межі концентрації вакансій ртуті, якої можна досягнути за такої температури відпалу. Результати моделювання дають всі підстави стверджувати, що це значення не перевищить $[V_{\text{Hg}}] \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Зроблений висновок про те, що для збереження стабільності фізичних параметрів монокристалічного $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,3$), в якому концентрація акцепторів N_A у вихідному стані $< (2\div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, обов'язковою є пасивація поверхні цього матеріалу.

Ключові слова: вузькозонні напівпровідники, ефект Холла, питома електропровідність, низькотемпературний відпал.

Вступ.

У нашій попередній праці [1] було експериментально досліджено і теоретично проаналізовано вплив низькотемпературного (373 К) відпалу у вакуумі на електрофізичні характеристики монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,19$). Зокрема, було з'ясовано, що вже через декілька годин перебування цього матеріалу за такої температури у вакуумі відбувається інверсія типу провідності (n -типу в p -тип). Це, безперечно, дуже істотна зміна властивостей досліджуваної сполуки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, яка однозначно змінює всі технічні характеристики датчиків ІЧ випромінювання, виготовлених з цього матеріалу. Причина таких змін властивостей $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ полягає в тому, що при досить тривалому, навіть і низькотемпературному відпалі у вакуумі різко зростає вихід атомів найбільш леткого компоненту сполуки Hg через непасивовані поверхні зразка назовні. Відповідно, значно зростає концентрація вакансій ртуті V_{Hg} у досліджуваному матеріалі. Оскільки вакансія ртуті є дефектом акцепторного типу, то збільшення концентрації таких дефектів і спричиняє інверсію типу провідності. Таким чином, був зроблений

висновок, що для збереження стабільності фізичних параметрів монокристалічного n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,19$) з високою рухливістю носіїв заряду обов'язковою є пасивація поверхні цього матеріалу. У даній праці ми продовжуємо цикл досліджень з вивчення термодинамічної стабільності $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [1, 2]. Цього разу об'єктом досліджень став p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$). Вважають [3], що проблема термодинамічної стабільності p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,18 \div 0,3$) стоїть не так гостро, як для n -типу. З метою перевірки таких висновків ми вважали за потрібне продовжити дослідження низькотемпературного відпалу у вакуумі на зразках p -типу провідності. Зрозуміло, що для коректності порівняння одержаних результатів необхідно було використовувати такий самий режим низькотемпературного відпалу у вакуумі, як і у праці [1].

Методика приготування зразків і низькотемпературного відпалу у вакуумі.

Для дослідження впливу низькотемпературного відпалу у вакуумі на фізичні властивості $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ми використовували $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$), вирощений методом вертикальної направленої кристалізації з підживленням твердої фази [4]. Кристали $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, вирощені з основних компонентів класу чистоти 6N або 7N, мали p -тип провідності. Для дослідження вибирали достатньо однорідні за складом x нелеговані пластини p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) товщиною $\approx (0,8 \div 1)$ мм з густиною дислокацій $\leq 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Контроль однорідності і компонентного складу відібраних пластин здійснювали за допомогою оптичних вимірювань у ділянці краю фундаментального поглинання. Методика приготування зразків і низькотемпературного відпалу у вакуумі докладно описана у праці [1]. Нагадаємо лише, що вимірювання температурних залежностей холлівської різниці потенціалів U_H і питомої електропровідності σ на одному й тому ж зразку ми виконували, як і у працях [1, 2], у двох конфігураціях (зокрема, позначення “зразок №5–1/2” означає, що зразок №5–1 вимірюваний у другій конфігурації [2]). Це дало змогу додатково контролювати ступінь однорідності досліджуваного матеріалу.

Результати досліджень та їх аналіз.

Результати вимірювань температурних залежностей сталої Холла R_H для p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$, зразок №5–1/2) показані на рис.1. Одразу ж слід зробити таке пояснення. Як ми вже наголошували [1], у матеріалі p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,18 \div 0,3$) стала Холла R_H у міру зростання температури в діапазоні $80 \div 273$ К швидко змінює знак з “+” на “–”. Але у графічному вигляді залежності $R_H(1/T)$ прийнято подавати для модуля сталої Холла, $|R_H|$. Саме це і зроблено як у цій праці, так і у попередніх [1, 2]. Це ж саме стосується залежностей $n_{\text{эф}}(1/T)$ і $\mu_H(1/T)$. На рис.2 наведені температурні залежності питомої електропровідності σ досліджуваного зразка, одержані після різних етапів відпалу. Аналіз одержаних результатів розпочнемо з розгляду параметрів вихідного зразка (рис.1, крива 1). На рис.3 показані експериментальна і теоретична залежності $n_{\text{эф}}(1/T)$ для вихідного зразка (рис.3, криві 1 і 2), а також наведені температурні залежності власної концентрації носіїв заряду n_i , концентрацій електронів n і дірок p (рис.3, криві 3, 4 і 5). Нагадаємо, що терміном “ефективна концентрація носіїв заряду” ми означаємо величину $n_{\text{эф}} = I/(eR_H)$ [1]. Розрахунки виконані в рамках моделі для p -типу CdHgTe [5]. Для зручності сприйняття результатів досліджень ця модель також докладно проаналізована у нашій попередній статті [1]. У рамках цієї моделі параметрами припасування теоретичних температурних залежностей $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальних є компонентний склад x ,

відношення рухливості електронів до рухливості дірок, $b=\mu_e/\mu_h$, різниця концентрацій акцепторів і донорів N_A-N_D , концентрація донорів N_D та енергія іонізації акцепторів ε_A . Попередньо слід зробити такі зауваження. Значення компонентного складу x у процесі припасування ми не брали цілком довільно, а намагались максимально узгоджувати його із значенням x , визначеним з оптичних вимірювань. Компонентний склад досліджуваного зразка, визначений за положенням краю фундаментального поглинання, становив $x\approx 0,28$. Тому, припасовуючи теоретичні криві $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальних, ми не відхилялись від цього значення більше, ніж на декілька тисячних. У процесі аналізу одержаних результатів ми з'ясували також, що значення концентрації донорів N_D дуже мало впливає на якість припасування, якщо змінювати цей параметр у фізично розумних межах. Тому за основу приймали значення N_D , зазначене в технологічному паспорті зразка. Для визначення енергії іонізації акцепторів ε_A у процесі припасування теоретичної кривої $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальної для вихідного зразка ми використали емпіричну формулу, одержану у праці [6]:

$$\varepsilon_A = 91 \cdot x + 2,66 - 1,42 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt[3]{N_A} \quad (\text{меВ}) \quad (1)$$

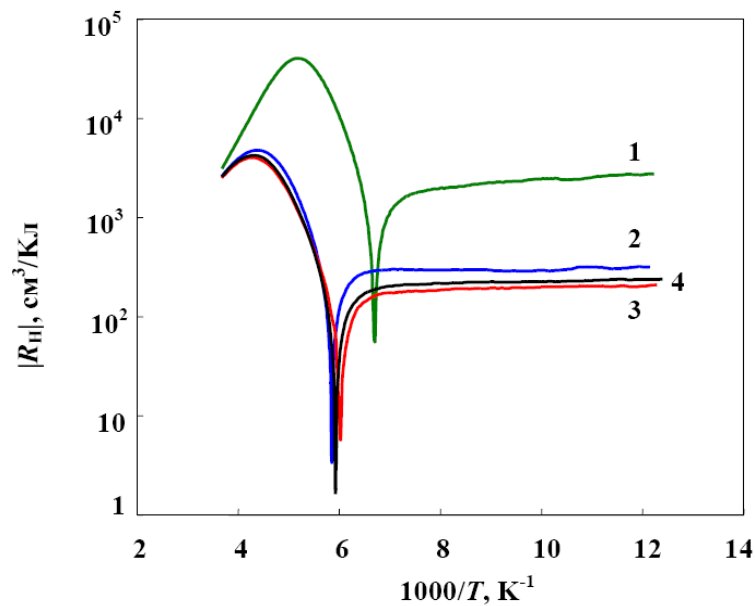


Рис.1. Залежність сталої Холла від оберненої температури, $|R_H|(1/T)$, для монокристалічного p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,28$; зразок 5–1/2): 1 – вимірювання виконані одразу ж після виготовлення зразка; 2 – після першого етапу низькотемпературного відпалу у вакуумі [температура відпалу (373 ± 1) К, час відпалу – 4 год.]; 3 – після другого етапу відпалу, виконаного у такому ж режимі; 4 – через 6 місяців після 2-го етапу відпалу.

Однак, у процесі припасування інших теоретичних кривих $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальних формула (1) не дала нам змоги досягнути високої якості припасування і ми змушені

були відмовитись від її використання. Як бачимо, якість припасування теоретичної кривої $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальної для вихідного зразка є майже ідеальною (рис.3, криві 1 і 2). Цей факт, а також значення параметрів припасування (табл.1) дають змогу зробити висновок про придатність обраної моделі для аналізу результатів вимірювань принаймні вихідного зразка. Зауважимо, що у таблиці 1 значення деяких параметрів припасування представлені у вигляді певного діапазону значень. Це означає, що якість припасування теоретичних залежностей $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальних у цих діапазонах була приблизно однаковою. Отже, досліджуваний зразок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) перед початком низькотемпературного відпалу у вакуумі мав p -тип провідності і концентрацію дірок $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за температури 80 К. Підкреслимо, що мова йде про нелегований p -тип CdHgTe , у якому тип провідності визначають саме вакансії ртуті. Таким чином, якщо вважати, що у точці E (рис.3, крива 1) акцептори є повністю іонізовані [5] і цими акцепторами є вакансії Hg, то різницю $p - n$ можна впевнено ототожнити з концентрацією вакансій Hg (нагадаємо, що ми використовуємо модель, в якій вакансія ртуті є однозарядним акцептором). Відповідно

$$p - n = [V_{\text{Hg}}], \quad (2)$$

де $[V_{\text{Hg}}]$ – концентрація вакансій ртуті. Отже, з огляду на дуже незначну концентрацію електронів n , можна впевнено стверджувати, що вихідний зразок мав $[V_{\text{Hg}}]_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис.3, крива 1, точка E).

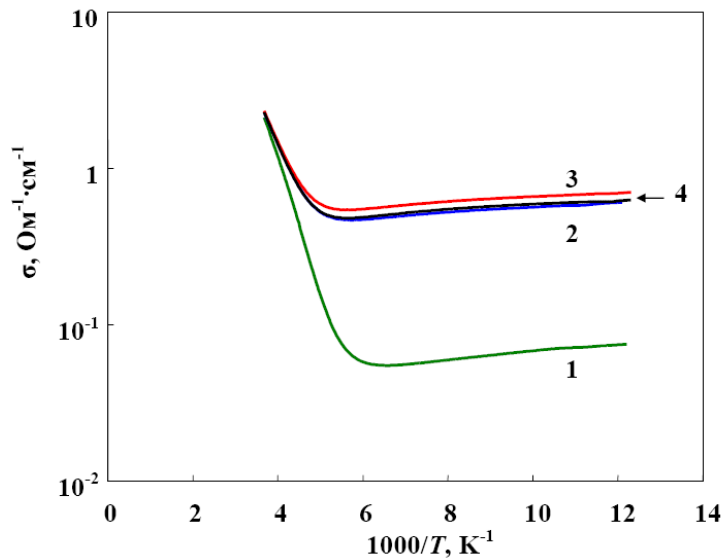


Рис.2. Залежність питомої електропровідності від оберненої температури, $\sigma(1/T)$, для монокристалічного $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,28$; зразок 5–1/2). Цифри 1-4 відповідають позначенням на рис.1.

Таблиця 1.

Результати припасувань теоретичних залежностей $n_{\text{еф}}(1/T)$ до експериментальних даних для зразка № 5-1/2 з використанням моделі для p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Використані залежності $E_g(x, T)$ (4) і $n_i(x, T)$ (5) (див. працю [1]).

Зразок 5-1/2	ε_A , меВ	$N_A - N_D$, см^{-3}	N_{D_2} , см^{-3}	x	b
Вихідний зразок	24,5	$3,1 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	0,278	77÷78
Після 1-го етапу відпалу	8,0÷8,5	$2,4 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$	0,278	182÷186
Після 2-го етапу відпалу	4,5÷5,5	$(3,6 \div 3,8) \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$	0,278	342÷348
Через 6 місяців після 2-го етапу відпалу	6,0÷7,5	$(3,3 \div 3,4) \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$	0,278	279÷281

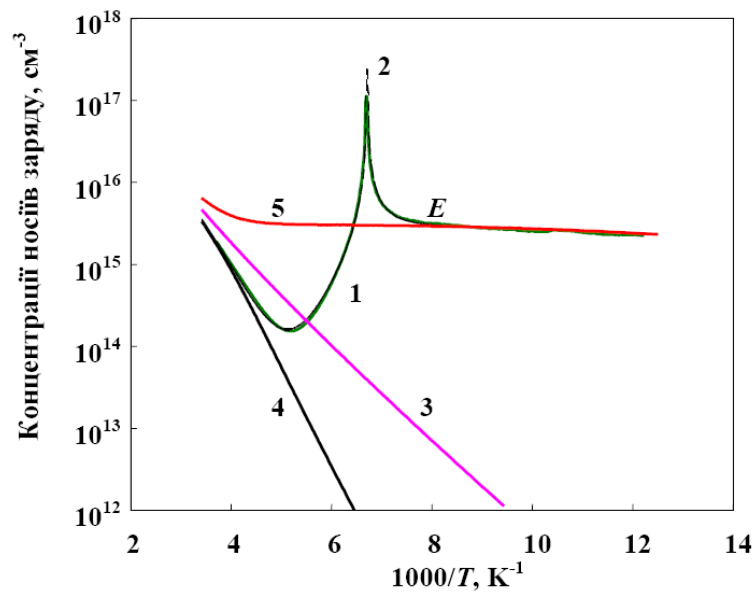


Рис.3. Залежність ефективної концентрації носіїв заряду від оберненої температури, $|n_{\text{еф}}|(1/T)$, для монокристалічного p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,28$; зразок 5-2/1): 1 – експериментально виміряна залежність, вимірювання виконані одразу ж після виготовлення зразка; 2 – теоретична крива, розрахована на основі моделі для p -типу $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (пунктирна лінія). Для порівняння показані теоретичні криві: 3 – власної концентрації n_i , 4 – концентрації електронів n , 5 – концентрації дірок p .

Однак, вже перший етап відпалу у вакуумі (373 К, час відпалу – 4 год.) спричинив значні зміни у залежності $R_H(1/T)$ досліджуваного зразка (рис.1, крива 2). На рис.4 пока-

зані експериментальна і теоретична залежності $n_{\text{ef}}(1/T)$ для цього зразка, одержані після 1-го етапу відпалу (рис.4, криві 1 і 2), а також наведені температурні залежності власної концентрації носіїв заряду, концентрацій електронів і дірок (рис.4, криві 3, 4 і 5).

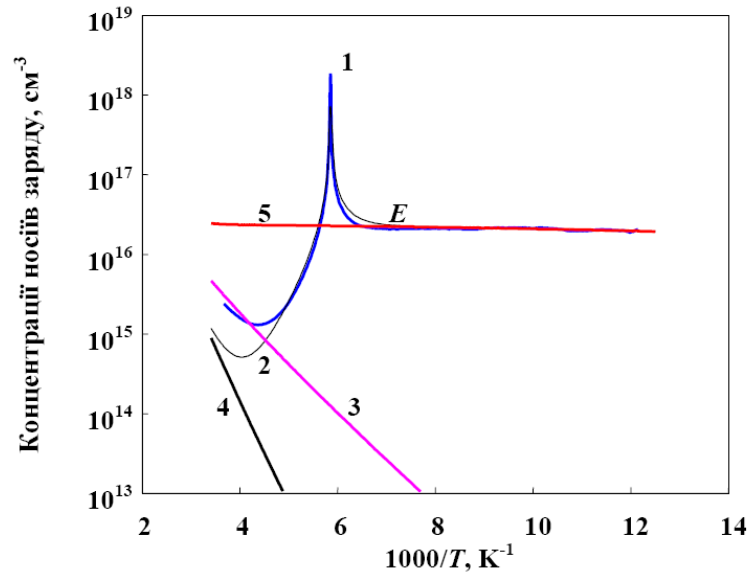


Рис.4. Залежність ефективної концентрації носіїв заряду від оберненої температури, $|n_{\text{ef}}|(1/T)$, для монокристалічного $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,28$; зразок 5–2/1): 1 – після першого етапу низькотемпературного відпалу у вакуумі [температура відпалу (373 ± 1) К, час відпалу – 4 год.]. Цифри 2-5 відповідають позначенням на рис.3.

Як бачимо якість припасування теоретичної кривої $n_{\text{ef}}(1/T)$ до експериментальної у цьому разі є гіршою, ніж для вихідного зразка. Якщо в низькотемпературній області невласної (або домішкової) провідності і в області змішаної провідності теоретична крива $n_{\text{ef}}(1/T)$ майже ідеально збігається з експериментальною, то у високотемпературній області власної провідності є значні відхилення (рис. 4). Кількісні значення параметрів припасування наведені в таблиці 1.

Отже, концентрація вакансій ртуті вже після 1-го етапу відпалу зростає до рівня $[V_{\text{Hg}}] \approx 2,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Це значення концентрації майже на порядок більше, ніж у вихідному зразку. Окрім того, значно зменшилась енергія іонізації акцепторів ϵ_A і різко зросло значення відношення рухливості електронів до рухливості дірок, $b = \mu_e / \mu_h$. При цьому питома електропровідність σ в області невласної провідності також зростає майже на порядок (рис.2, криві 1 і 2). Логічне пояснення такому результату дати в принципі не складно: зростання концентрації акцепторів є цілком достатньою причиною зменшення їх енергії іонізації ϵ_A і зростання питомої електропровідності σ . Аналізуючи формулу для σ у разі біполярної провідності,

$$\sigma = e(\mu_e \cdot n + \mu_h \cdot p), \quad (3)$$

(де e – заряд електрона), легко зауважити, що, оскільки, у нашому випадку в низькотемпературній області невласної провідності $n \ll p$ (наприклад, за температури $T=100$ К після 1-го етапу відпалу $n=1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, а $p=2,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), то формулу (3) одразу ж можна спростити:

$$\sigma \approx e \cdot \mu_h \cdot p. \quad (4)$$

Тепер стає зрозумілим, що у разі мало змінної рухливості дірок μ_h , збільшення концентрації дірок p приблизно на порядок спричиняє таке ж зростання питомої електропровідності σ . Висновок про те, що рухливість дірок μ_h мало змінилась після 1-го етапу відпалу підтверджують результати вимірювань холлівської рухливості μ_H досліджуваного зразка, одержані після різних етапів відпалу (рис. 5, криві 1 і 2).

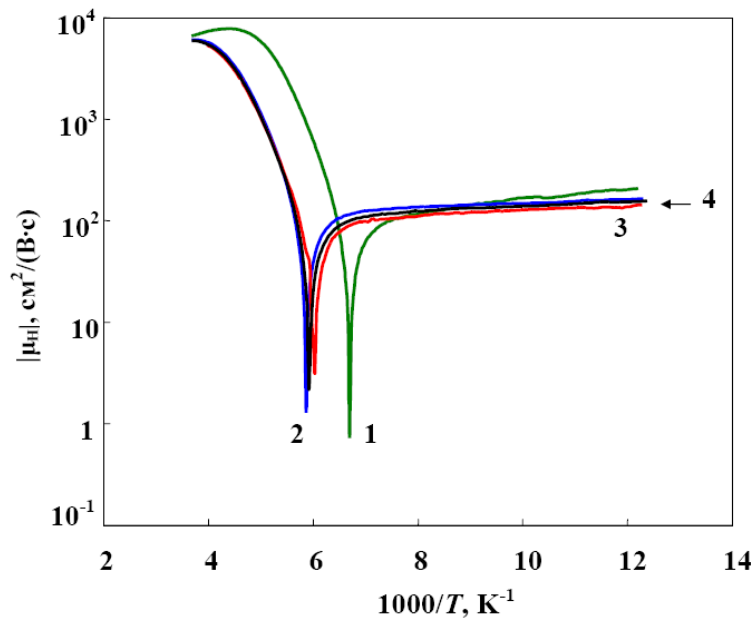


Рис.5. Залежність холлівської рухливості від оберненої температури, $|\mu_H|(1/T)$, для монокристалічного $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,28$; зразок 5–1/2). Цифри 1-4 відповідають позначенням на рис.1.

Холлівська рухливість μ_H складним чином залежить від рухливостей електронів і дірок [7]:

$$\mu_H = \frac{r_{Hh} \cdot \mu_h \cdot \sigma_h - r_{He} \cdot \mu_e \cdot \sigma_e}{\sigma_h + \sigma_e}, \quad (5)$$

де r_{He} і r_{Hh} – холл-фактори для електронів і дірок відповідно; σ_e і σ_h – питомі електропровідності, зумовлені електронами і дірками відповідно. Але в області невласної прові-

дності у нашому випадку $n \ll p$. Очевидно, що у цьому разі $\sigma_e \ll \sigma_h$, і тому формулу (5) можна спростити:

$$\mu_H \approx r_{Hh} \cdot \mu_h. \quad (6)$$

Оскільки значення холл-фактора r_{Hh} дуже близьке до одиниці, то в області невлавної провідності $\mu_H \approx \mu_h$.

Слід зазначити, що різкому зростанню відношення рухливості електронів до рухливості дірок, $b = \mu_e / \mu_h$, після 1-го етапу відпалу також можна дати логічне пояснення. Добре відомо [8, 9], що на заряджених домішках (або дефектах структури) найсильніше розсіюються порівняно повільні електрони. Як було зазначено раніше, концентрація вільних електронів n після 1-го етапу відпалу суттєво зменшилась. Це призвело до зменшення інтенсивності електрон-електронної взаємодії і, відповідно, до зростання швидкості електронів. Як наслідок, значно зменшилось розсіяння електронів на дефектах структури (у нашому випадку, переважно вакансій ртуті) і, відповідно, зростає їх рухливість. Оскільки рухливість дірок при цьому майже не змінилась, то це і зумовило таке зростання b .

Другий етап відпалу у вакуумі (373 К, час відпалу – 4 год.) вніс певні зміни в характер залежності $R_H(1/T)$, однак не настільки суттєві, як можна було би очікувати за результатами 1-го етапу відпалу (рис. 1, крива 3). Після 2-го етапу відпалу концентрація вакансій ртуті зростає приблизно у 1,5 рази (табл.1). Питома електропровідність в області невлавної провідності зростає приблизно у 1,2 рази (рис. 2, крива 3). З (4) випливає, що це можливе тільки за умови зменшення рухливості дірок μ_h . Саме таке зменшення рухливості дірок μ_h у зазначеній області невлавної провідності і зафіксоване за результатами вимірювань температурних залежностей холлівської рухливості μ_H (рис. 5, крива 3). Зростання ж відношення рухливості електронів до рухливості дірок, $b = \mu_e / \mu_h$, після 2-го етапу відпалу зумовлене вже не тільки збільшенням рухливості електронів, але й зменшенням рухливості дірок. За результатами припасування теоретичної залежності $n_{\text{эф}}(1/T)$ до експериментальної знову було зафіксоване зменшення енергії іонізації акцепторів ϵ_A (табл.1). Безперечно, одержана нами динаміка зміни значень ϵ_A у процесі низькотемпературного відпалу потребувала порівняння з раніше одержаними результатами. Зокрема, у вже згадуваній праці [5] одержані значення іонізації акцепторів ϵ_A для різних зразків $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,18 \div 0,22$) знаходились у межах діапазону $0 \div 10$ меВ. При цьому значення $N_A - N_D$, у цих зразках були від $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Підкреслимо, що у [5] для аналізу результатів вимірювань температурних залежностей $n_{\text{эф}}(1/T)$ також використано модель, в якій вакансію ртуті розглядають як однозарядний акцептор. У праці [10] для нелегованих кристалів $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,22 \div 0,31$, концентрація акцепторів $N_A = 5 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), вирощених за методом Бріджмена, значення ϵ_A містились у межах діапазону $11 \div 18$ меВ. Для нелегованих кристалів $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,18 \div 0,22$, концентрація акцепторів $N_A = 6 \cdot 10^{15} \div 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), вирощених за методом твердотільної рекристалізації [11], одержані значення ϵ_A становили $5 \div 13$ меВ. Дуже докладний перелік праць, в яких визначали енергію іонізації акцепторів ϵ_A для різних зразків $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (вирощених різними методами, легуваних і нелегованих, компенсованих і некомпенсованих), наведений у праці [6], і тому немає потреби наводити усі ці результати у нашій

праці. Достатньо лише констатувати, що одержані нами значення ε_A добре узгоджуються з діапазоном значень інших дослідників цього матеріалу.

У дослідженні впливу низькотемпературного відпалу у вакуумі на p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) ми зафіксували той ефект, якого очікували і в дослідженнях n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,19$) [1]. Мова йде про певну релаксацію температурних залежностей R_H , σ і μ_H через деякий час після 2-го етапу відпалу. Зокрема, на рис.1 (крива 4) показана залежність $R_H(1/T)$, виміряна через 6 місяців 2-го етапу відпалу. Результати моделювання, наведені в табл.1, показують зменшення концентрації акцепторів, тобто, вакансій ртуті V_{Hg} , приблизно у 1,12 рази. Цей ефект можна пояснити так, як це, наприклад, зроблено в [2]. Отже, при такому низькотемпературному відпалі поряд із зростанням концентрації вакансій ртуті V_{Hg} , зростає також і концентрація міжвузлових атомів ртуті Hg_i , хоч і в значно меншій мірі, ніж $[V_{\text{Hg}}]$. Іншими словами, атоми Hg не тільки виходять через поверхню в атмосферу, а і входять у міжвузлові області. Добре відомо, що міжвузлова ртуть діє як донор [3]. Тому у процесі низькотемпературного відпалу у вакуумі мала зростати не тільки концентрація акцепторів N_A , а і концентрація донорів N_D . Після закінчення відпалу ситуація ще деякий час залишається термодинамічно нестабільною. При цьому частина атомів Hg залишає міжвузлові позиції і займає свої ж вакансії. Це, зрозуміло, призводить до зменшення як концентрації акцепторів N_A , так і концентрації донорів N_D . Зменшення концентрації акцепторів N_A , як вже зазначено, нами зафіксоване (табл.1). Зафіксувати зменшення N_D у цій моделі практично неможливо через дуже низьку чутливість процедури припасування теоретичних залежностей $n_{\text{eff}}(1/T)$ до експериментальних до зміни цього параметра. Релаксаційні зміни залежностей $\sigma(1/T)$ (рис. 2, крива 4) і $\mu_H(1/T)$ (рис. 5, крива 4) фактично підтверджують запропонований механізм релаксації електрофізичних параметрів. Внаслідок зменшення $[V_{\text{Hg}}]$ і рухливості дірок μ_h (рис. 5, крива 4) питома електропровідність σ в області невласної провідності зменшується майже до рівня, на якому вона була після 1-го етапу відпалу (рис. 2, криві 2 і 4). Це цілком узгоджується з формулою (4).

Однак, існує ще один механізм, за допомогою якого можна пояснити цей ефект релаксації електрофізичних параметрів, хоч тільки в якісному плані. Отже, у процесі відпалу спочатку зростає концентрація вакансій ртуті у приповерхневому шарі зразка. Потім, внаслідок дифузії атомів Hg з об'єму зразка до поверхні концентрація вакансій ртуті в об'ємі всього зразка поступово вирівнюється. Якщо припустити, що такий процес дифузії є досить повільним, то вимірювання, виконані одразу ж після відпалу, фактично характеризують неоднорідну структуру із збідненим ртуттю приповерхневим шаром. Власне цей шар, у якому $[V_{\text{Hg}}]$ є значно вищою, ніж в об'ємі зразка, може суттєво впливати на результати вимірювань, зокрема, питомої електропровідності σ . Поступове ж вирівнювання $[V_{\text{Hg}}]$ в усьому об'ємі зразка внаслідок дифузії атомів Hg і зумовлює таку релаксацію електрофізичних параметрів досліджуваного матеріалу. На нашу думку, найбільш імовірною причиною деякої релаксації електрофізичних параметрів монокристалічного p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) є одночасна дія цих двох механізмів.

Слід наголосити ще на одному дуже важливому, на наш погляд, результаті досліджень впливу низькотемпературного (373 K) відпалу у вакуумі на електрофізичні характеристики монокристалічного CdHgTe . Як ми вже згадували [1], у праці [12] був зроблений висновок, що одного і того ж результату у процесі відпалу можна досягнути як при менших значеннях температури і збільшенні часу відпалу, так і при збільшенні темпера-

тури відпалу і зменшенні часу. Однак результати одержані нами як у попередній праці [1], так і у цьому дослідженні ставлять під сумнів такий висновок. Хоч ми і не досягли верхньої межі концентрації вакансій ртуті, яку можна створити у досліджуваному CdHgTe за такої температури відпалу (373 K), однак тенденції, спостережені нами як в [1], так і у цій праці, спонукають саме до висновку про існування такої межі. На нашу думку, граничне значення $[V_{\text{Hg}}]$, якого можна досягнути за такої температури відпалу, не перевищить 10^{17} см^{-3} навіть за умови значно більшого часу відпалу, ніж це було у наших дослідженнях. Отже, цілком можливо, що монокристалічний $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,3$), в якому концентрація електронів (n -тип) або концентрація дірок (p -тип) у вихідному стані перевищує значення $(1 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, практично не відчує впливу такого низькотемпературного відпалу у вакуумі.

Висновки.

Таким чином, результати дослідження впливу низькотемпературного відпалу у вакуумі на монокристалічний p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$, концентрація вакансій ртуті $[V_{\text{Hg}}]_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) переконливо доводять, що електрофізичні параметри цього матеріалу суттєво змінюються вже через декілька годин перебування зразка за такої температури у вакуумі. Причини таких змін є істотною зростання концентрації вакансій ртуті, $[V_{\text{Hg}}]$, яка є дефектом акцепторного типу. Зокрема, вже після першого етапу відпалу (373 K, час відпалу – 4 год.) $[V_{\text{Hg}}]$ зростає майже на порядок і досягла значення $[V_{\text{Hg}}] \approx 2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Однак, аналіз змін електрофізичних параметрів досліджуваного p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$), спричинених другим етапом відпалу, дав нам змогу висловити припущення про можливе існування верхньої межі концентрації вакансій ртуті, якої можна досягнути за такої температури відпалу. Результати моделювання дають всі підстави зробити висновок, що це значення не перевищить $[V_{\text{Hg}}] \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. З огляду на це, можна впевнено стверджувати, що електрофізичні параметри монокристалічного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,3$), в якому концентрація донорів N_D (n -тип) або концентрація акцепторів N_A (p -тип) у вихідному стані $< (2 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, зазнають суттєвих змін у разі перебування зразка у середовищі з температурою $\approx 353 \div 373 \text{ K}$ упродовж декількох годин. Тому висновок про те, що для збереження стабільності фізичних параметрів монокристалічного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,3$) з високою рухливістю носіїв заряду обов'язковою є пасивація поверхні цього матеріалу, є справедливим не тільки для матеріалу n -типу провідності, але й для матеріалу p -типу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Белюх В.* Вплив низькотемпературного відпалу у вакуумі на фізичні властивості монокристалічного n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,19$) / В. Белюх, Б. Павлик // Електроніка та інформаційні технології. – 2018. – Вип.9. – С. 150–163.
2. *Белюх В.* Вплив низькотемпературного лазерного відпалу на гальваномагнітні властивості монокристалічного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) / В. Белюх, І. Цілінська // Вісник Львів. університету. Сер. фізична. – 2003. – Вип.36. – С. 242–254.
3. *Dornhaus R.* The Properties and Applications of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ Alloy System / R. Dornhaus, G. Nimtz // Narrow-Gap Semiconductors. Springer Tracts in Modern Physics. – 1985. – Vol.98. – P. 119–309.

4. *Fiorito G.* A possible method for the grown of homogeneous mercury cadmium telluride single crystals / G. Fiorito, G. Gasparini, D. Passoni // *J. Electrochem. Soc.* – 1978. – Vol.125, №2. – P. 315–317.
5. *Lacklison D. E.* Hall effect measurements on Bridgman-grown $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ and their analysis / D. E. Lacklison, P. Capper // *Semicond. Sci. and Technol.* – 1987. – Vol.2, №3. – P. 136–144.
6. *Kenworthy I.* Determination of acceptor ionization energies in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / I. Kenworthy, P. Capper, C. L. Jones [et al.] // *Semicond. Sci. and Technol.* – 1990. – Vol.5, №8. – P. 854–860.
7. *Кучис Е.В.* Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М. : Радио и связь, 1990. – 264 с.
8. *Бонч-Бруевич В.Л.* Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М. : Наука, 1990. – 688 с.
9. *Блатт Ф. Дж.* Теория подвижности электронов в твердых телах / Ф. Дж. Блатт. – Л. : Физматгиз, 1963. – 224 с.
10. *Capper P.* Acceptor doping of Bridgman-grown $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / P. Capper, J. J. G. Gosney, C. L. Jones [et al.] // *J. Cryst. Growth* – 1985. – Vol.71, №1. – P. 57–65.
11. *Gold M. C.* Variable magnetic field Hall effect measurements and analyses of high purity, Hg vacancy (p-type) HgCdTe / M. C. Gold, D. A. Nelson // *J. Vac. Sci. Technol. A* – 1986. – Vol.4, №4. – P. 2040–2045.
12. *Nimtz G.* Long-term Hall-type conversion by vacancy diffusion in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ at room temperature / G. Nimtz, B. Schlicht, R. Dornhaus // *Appl. Phys. Lett.* – 1979. – Vol.34, N8. – P. 490–491.

**INFLUENCE OF LOW-TEMPERATURE ANNEALING IN VACUUM
ON PHYSICAL PROPERTIES OF SINGLE CRYSTAL
 $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,28$)**

V. Belyukh, B. Pavlyk

*Ivan Franko National University of Lviv,
107 Tarnavsky St., UA-79017 Lviv, Ukraine
belyukh@electronics.lnu.edu.ua*

This research directed on the subsequent study of thermodynamics stability problem of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,3$) and is continuation of experiments on the low-temperature annealing of this alloy system. The $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ crystals were grown from the basic components of 6N or 7N cleanness classes. With the result p -type conductivity material [$N_A-N_D \approx (2\div 4)\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$] was obtained. The $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ samples used in this investigation had a composition $x\approx 0,28$. Samples were made in classical Hall configuration and annealed in a vacuum (10^{-3} torr) at $T=373$ K. Influence of low temperature annealing in a vacuum on physical properties of $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,28$) was studied on the basis of the Hall coefficient measurements and conductivity measurements versus temperature, have performed on an automated dc system (standard KAMAK) in the temperature range of $80\div 273$ K. Quantitative analysis of changes of electrophysical parameters have

performed on the basis of model for the p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Already after the first stage of annealing, which lasted 4 hours, the electrophysical parameters of the p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) have changed significantly. The reason for such changes is a significant increase in the concentration of mercury vacancies which is a defect of the acceptor type. In particular, after the first stage of annealing, the concentration of mercury vacancies increased by almost an order of magnitude and reached the value of $[V_{\text{Hg}}] \approx 2,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. However, the analysis of changes in the electrophysical parameters of the p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,28$) caused by the second stage of annealing allowed us to make an assumption about the possible existence of an upper limit of the concentration of mercury vacancies that can be achieved at this annealing temperature. The simulation results give all the grounds to conclude that this value will not exceed $[V_{\text{Hg}}] \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. In view of this, we can confidently assert that the electrophysical parameters of single crystal $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,3$) in which the concentration of donors N_D (n -type conductivity) or the concentration of acceptors N_A (p -type conductivity) in the initial state $<(2 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, undergo significant changes in the presence of a sample in an environment with a temperature of $353 \div 373 \text{ K}$ for several hours. Therefore, the conclusion that the passivation of the surface of this material is necessary to maintain the stability of the physical parameters of single crystal $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,3$) with high mobility of charge carriers is valid not only for the material of the n -type conductivity, but also for the material of the p -type.

Key words: narrow gap semiconductors, Hall effect, conductivity, low-temperature annealing.

Стаття: надійшла до редакції 15.10.2018,
доопрацьована 20.10.2018,
прийнята до друку 27.10.2018