

УДК 621.315.592.

ISSN1729-4428

Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза, В.М. Чобанюк, І.М. Ліщинський, О.Л. Соколов  
**Кінетичні коефіцієнти в області міжфазних меж тонких плівок халькогенідів свинцю у двошаровій моделі Петріца**

Фізико-хімічний інститут  
Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника,  
вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76000, Україна, E-mail: [fcss@pu.if.ua](mailto:fcss@pu.if.ua)

Досліджено вплив поверхні на електричні параметри свіжовирощених плівок халькогенідів свинцю n- і p-типу провідності. Результати пояснено у рамках двошарової моделі Петріца.

**Ключові слова:** халькогеніди свинцю, тонкі плівки, епітаксія, неоднорідності, модель Петріца.

Стаття постуила до редакції 07.11.2007; прийнята до друку 15.02.2008.

## Вступ

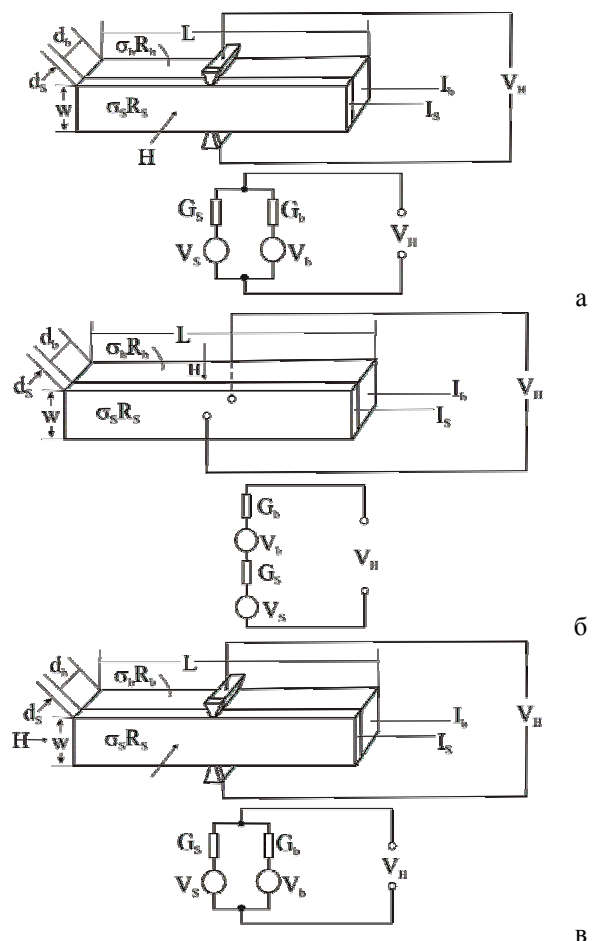
Тонкі плівки халькогенідів свинцю – перспективні матеріали для створення детекторів та джерел випромінювання в інфрачервоному діапазоні оптичного спектру.

Явища переносу у тонких напівпровідникових плівках суттєво відрізняються від монокристалів у зв'язку із впливом поверхневих ефектів: міжфазних меж на межах „плівка-підкладка” чи „плівка-вільна поверхня” та меж між кристалітами або мозаїчними блоками. При цьому, якщо наявність міжзеренних меж еквівалентна у електричних властивостях послідовному з'єднанню, то міжфазні межі аналогічні до паралельного з'єднання приповерхневих областей і об'єму.

У даній роботі у рамках моделі Петріца досліджено внесок поверхні в ефективні значення коефіцієнтів переносу для тонких плівок халькогенідів свинцю різного типу провідності.

## I. Двошарова модель Петріца

Поведінку ефективних значень питомої електропровідності ( $\sigma$ ) і коефіцієнта Холла ( $R_H$ ) у плівках, можна пояснити наявністю поверхневих шарів відмінних від об'єму. У цьому випадку аналіз електричних властивостей плівок доцільно проводити за допомогою двошарової моделі Петріца [1]. Тонку плівку у цій моделі представляють складеною з двох шарів: поверхневого (s) (область поверхневого заряду) завтовшки  $d_s$ , концентрація носіїв струму в якому  $n_s$ , а їх рухливість  $\mu_s$ , і об'ємного (b), що характеризується аналогічними



**Рис. 1.** Можливі електричні схеми для холлівських вимірювань двошарових структур у моделі Петріца: а – струми і холлівські напруги паралельні; б – струми паралельні, холлівські напруги послідовні; в – струми послідовні, холлівські напруги паралельні [1].

величинами  $d_b$ ,  $n_b$ ,  $\mu_b$  які з'єднані паралельно (рис. 1). Товщина плівки  $d = d_s + d_b$ .

Визначимо ефективний коефіцієнт Холла ( $R_H$ ) через питомі провідності і коефіцієнт Холла поверхневого ( $\sigma_s, R_s$ ) і об'ємного шарів ( $\sigma_b, R_b$ ).

Вважаємо, що електричний потенціал змінюється неперервно в напрямі  $z$ , не розглядаючи всі можливі зворотні струми.

**1.1. Схеми холлівських вимірювань.** Розглянемо можливі випадки проведення холлівських вимірювань двошарової структури (рис. 1).

**1.1.а.** Магнітне поле перпендикулярне до площини поверхні зразка, холлівська напруга поверхневої і об'ємної областей паралельні, струми зміщення паралельні. Перша конфігурація і її еквівалентна схема показані на рис. 1.а.

З аналізу електричної схеми (рис. 1,а) слідує, що

$$\begin{aligned} V &= \frac{I}{G}; \\ G &= G_s + G_b; \quad I = I_s + I_b; \\ V_H &= V_s = V_b; \\ I_i &= V_i G_i; \\ V_H &= \frac{R_H I H}{d} = \frac{I}{G} = \frac{V_s G_s + V_b G_b}{G_s + G_b}, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $I$  – повний струм через зразок,  $G$  – повна провідність.

Вирази для напруги Холла, провідності і струму в об'ємі можна представити у вигляді:

$$V_b = \frac{R_b I_b H}{d_b}; \quad G_b = \sigma_b \frac{L d_b}{w}; \quad I_b = \frac{G_b}{I} = \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}. \quad (2)$$

Аналогічно для області поверхневого заряду

$$V_s = \frac{R_s I_s H}{d_s}; \quad G_s = \sigma_s \frac{L d_s}{w}; \quad I_s = \frac{G_s}{I} = \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}. \quad (3)$$

Підставивши (2) і (3) в (1) отримаємо

$$\frac{R_H I H}{d} = \frac{\frac{R_s I_s H}{d_s} \sigma_s \frac{L d_s}{w} + \frac{R_b I_b H}{d_b} \sigma_b \frac{L d_b}{w}}{\sigma_s \frac{L d_s}{w} + \sigma_b \frac{L d_b}{w}} = \frac{R_s I_s \sigma_s + R_b I_b \sigma_b}{(\sigma_s d_s + \sigma_b d_b)} H;$$

$$R_H = \frac{R_s \sigma_s \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b} + R_b \sigma_b \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b} d;$$

$$R_H = \frac{R_s \sigma_s^2 d_s + R_b \sigma_b^2 d_b}{(\sigma_s d_s + \sigma_b d_b)^2} d; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma \frac{L d}{w} &= \sigma_s \frac{L d_s}{w} + \sigma_b \frac{L d_b}{w}; \\ \sigma &= \frac{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}{d}. \end{aligned} \quad (5)$$

Ця конфігурація являється цікавою з експериментальної точки зору за рахунок простоти реалізації, малого впливу контактів, низьких шумів, так як при компенсаційному методі вимірювань ніякий струм не тече через контакти; тому малі зміни в холлівській напрузі можуть бути виявлені [1].

**1.1.б.** Магнітне поле, паралельне до бічної

області зразка, холлівські напруги поверхневої і об'ємної областей послідовні, і струми зміщення паралельні. В цьому випадку для дослідження ефекту Холла, електроди розміщують на передніх і задніх поверхнях, тому холлівські напруги - послідовні (рис. 1,б):

$$V = V_s + V_b = \frac{I H R}{w}; \quad I = I_s + I_b;$$

$$V_b = \frac{I_b R_b H}{w}; \quad V_s = \frac{I_s R_s H}{w};$$

$$I_s = \frac{\sigma_s d_s I}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}; \quad I_b = \frac{\sigma_b d_b I}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b};$$

Розв'язок, знаходимо у вигляді

$$R_H = \frac{R_s \sigma_s d_s + R_b \sigma_b d_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}; \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}{d}. \quad (7)$$

Незручність методу в тому, що це вимагає під'єднання електродів до поверхні. Магнітне поле спричинює виникнення струмів перпендикулярних до поверхні, тому до деякої міри змінюють питому провідність. Така схема практично не використовується.

**1.1.в.** Магнітне поле паралельне поверхні зразка, холлівські напруги поверхневої і об'ємної областей паралельні, струми зміщення - послідовні. В даному випадку маємо (рис. 1,в), що:

$$V_s = \frac{I R_s H}{L}; \quad V_b = \frac{I R_b H}{L};$$

$$G_s = \frac{\sigma_s d_s L}{w}; \quad G_b = \frac{\sigma_b d_b L}{w};$$

$$V = \frac{V_s G_s + V_b G_b}{G_s + G_b} = \frac{I H R}{L}.$$

Із розв'язку цієї системи, знаходимо:

$$R_H = \frac{R_s \sigma_s d_s + R_b \sigma_b d_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}; \quad (8)$$

$$\sigma = \frac{d}{\frac{d_b}{\sigma_b} + \frac{d_s}{\sigma_s}}. \quad (9)$$

Як у випадку 1.1,б магнітне поле спричиняє виникнення струмів перпендикулярних до поверхні.

**1.2. Точність вимірювань.** Точність, яка потрібна для того щоб виявити деякі зміни в коефіцієнті Холла завдяки зміні в поверхневому електричному потенціалі для трьох розглянутих випадків можна визначити наступним чином. Зміна в поверхневому електричному потенціалі викликає зміни в  $\sigma_s$  в той час, як  $R_s$  залишиться незмінним, тому:

$$\Delta R = \frac{\partial R}{\partial \sigma_s} \Delta \sigma_s + \frac{\partial R}{\partial R_s} \Delta R_s. \quad (10)$$

Підставляючи рівняння (4) в рівняння (10) для випадку рис 1.а отримаємо:

$$\Delta R = \frac{d d_s [2 \sigma_b d_b (R_s \sigma_s - R_b \sigma_b) \Delta \sigma_s + (\sigma_b d_b + \sigma_s d_s) \sigma_s^2 \Delta R_s]}{(\sigma_b d_b + \sigma_s d_s)^3}. \quad (11)$$

Подібним чином для випадків рис. 1.б і рис 1.в використовуючи рівняння (6) і (8) знаходимо:

$$\Delta R = \frac{d_s [(R_s \sigma_s - R_b \sigma_b) d_b \Delta \sigma_s + (\sigma_b d_b + \sigma_s d_s) \sigma_s \Delta R_s]}{(\sigma_b d_b + \sigma_s d_s)^2}. \quad (12)$$

Рівняння (11) і (12) можуть використовуватися для того щоб визначити початкові умови точності для довільних поверхневих потенціалів. Точність конфігурації рис 1.а взагалі відрізняється від рис. 1.б і рис. 1.в. Проте, ці вирази значно спрощуються, коли один приймає на себе початкову умову енергетичних зон, які є плоскі, поверхневий потенціал  $\phi_s$  рівний  $\phi_b$  (об'ємному потенціалу):

$$\begin{aligned} \sigma_s (\phi_s = \phi_b) &= \sigma_b \\ R_s (\phi_s = \phi_b) &= R_b. \end{aligned} \quad (13)$$

Підставивши рівняння (13) в рівняння (11) і (12), знаходимо для всіх трьох випадків

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b}. \quad (14)$$

Це показує, що для малих змін у поверхневому потенціалі діапазон енергій є близький, тому всі три конфігурації мають однакові точності. Крім того,  $\Delta R$  пропорційний тільки до зміни в поверхневому холлівському коефіцієнті ( $\Delta R_s$ ); зміна в поверхневій питомої провідності безпосередньо не входить.

Для того, щоб одержати оцінку потрібної точності, ми порівнюємо  $\Delta R$  із зміною питомої провідності. Використовуючи рівняння (6), (8) і (10) знаходимо

$$\begin{aligned} \Delta \sigma &= \frac{d_s}{d} \Delta \sigma_s; \\ \Delta \sigma &= \frac{\sigma_b^2 d d_s \Delta \sigma_s}{(\sigma_s d_b + \sigma_b d_s)^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

При умові, що початкові умови мають близький діапазон, отримуємо для всіх трьох випадків:

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} = \frac{d_s \Delta \sigma_s}{d \sigma_b}. \quad (16)$$

Із рівняння (14) і (16) випливає, що розмірний коефіцієнт  $d_s/d$  виявляється однаковим як для коефіцієнта Холла, так і для питомої провідності.

Зроблений вище аналіз показує, що всі три конфігурації мають однакові точності при малих змінах в поверхневому потенціалі  $\phi_s = \phi_b$ . Перший метод, рис. 1.а, пропонує непогану можливість для виконання експерименту і дає наближено визначити параметри поверхневого шару.

## II. Методика експерименту

Досліджували епітаксійні плівки PbTe, PbSe, PbS n- і р-типу з концентрацією носіїв заряду ( $10^{17}$ - $10^{20}$ )  $\text{см}^{-3}$  які вирощували осадженням парової фази у вакуумі методом гарячої стінки на підкладках із кристалів фтористого барію орієнтації (111) [2]. Вирощування плівок здійснювали при постійних температурі підкладок і швидкості конденсації, а також сталій для кожного технологічного процесу інтенсивності випаровування джерела халькогену. Якість плівок оцінювали методами рентгенівської

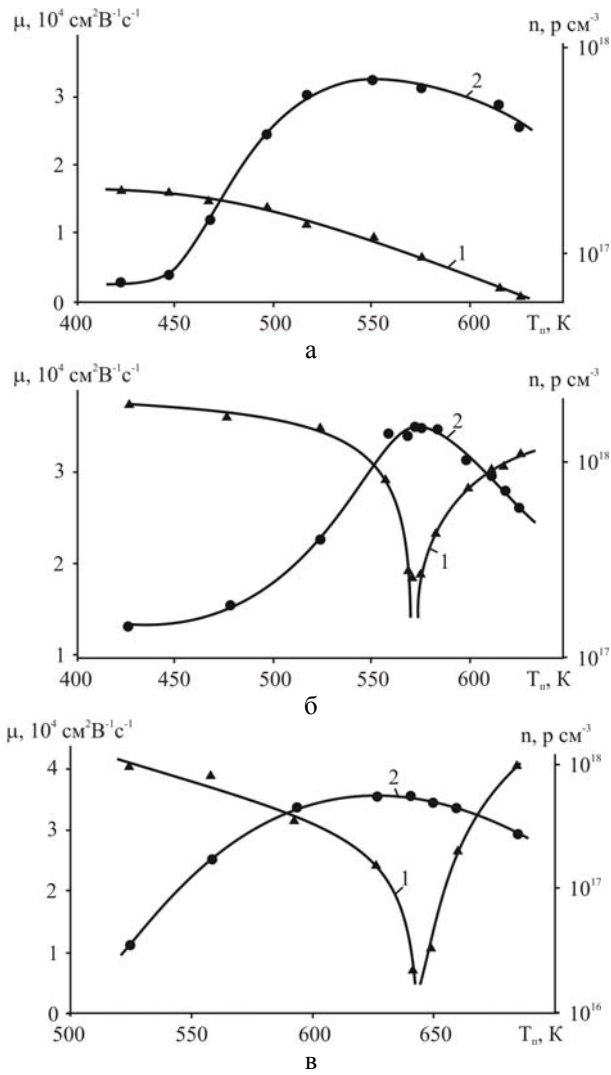
дифрактометрії, топографії та холлівських вимірювань. Товщину плівок задавали часом осадження пари, поширене травлення плівок здійснювали хімічними методами.

Зразки для вимірювання ефекту Холла і електропровідності мали чотири холлівських і два струмових зонди. Виміри проводили на постійному струмі у постійному магнітному полі. Виключення впливу побічних гальвано- і термомагнітних ефектів при цьому забезпечували усередненням результатів вимірів при різних напрямках струму і магнітного поля. Струм, який протікав через зразок складав  $\sim 1$  мА, а магнітне поле 2,0 Тл. Похибка вимірів не перевищувала 5%.

## III. Результати дослідження та їх аналіз

Важливими технологічними факторами, що визначають структурні характеристики плівок та їх електричні параметри є температура осадження ( $T_{\Pi}$ ) та парціальний тиск пари халькогену ( $P_{X_2}$ ) у зоні осадження, як більш леткого компонента. Ці чинники в основному формують відхилення від стехіометричного складу в області існування сполук і, таким чином, рівноважний стан точкових дефектів, які і визначають тип провідності та величину концентрації носіїв струму. Так, зокрема, загальною закономірністю для плівок телуриду свинцю є те, що при  $T_{\Pi} = (370-620)$  К осаджується матеріал тільки з електронною провідністю (рис. 2.а). Характерною особливістю для осаджених плівок є початковий ріст рухливості електронів з підвищенням  $T_{\Pi}$  (рис. 2.а – крива 3). Це зумовлено одночасною дією двох факторів: зменшенням концентрації носіїв заряду і підвищенням структурної досконалості конденсату. В межах  $T_{\Pi} = (520-570)$  К епітаксійні плівки являють собою мозаїчний кристал з величиною монокристалічних фрагментів (0,5-1,0) см і малокутовими межами (0,9-1,5)°. При цих технологічних умовах конденсат має високі значення електричних параметрів (концентрація  $n = 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ , рухливість  $\mu = 3,4$   $\text{м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  при  $T = 77$  К). Зменшення структурної досконалості плівок телуриду свинцю при  $T_{\Pi} > 570$  К призводить до характерного зменшення значень рухливості (рис. 2.а – крива 2).

При температурах підкладок  $T_{\Pi} = (420-560)$  К для плівок PbSe (рис. 2.б) і  $T_{\Pi} = (420-560)$  К для PbS (рис. 2.в), незалежно від складу вихідної шихти, конденсується матеріал тільки n-типу провідності. Підвищення температури вирощування у вказаному інтервалі веде до зменшення концентрації електронів і збільшення їх рухливості (рис. 2.б, в – крива 2). В області  $T_{\Pi} = (560-570)$  К для плівок PbSe і  $T_{\Pi} = (640-650)$  К для PbS спостерігається конверсія типу провідності з електронної на діркову. Подальше підвищення температури осадження (рис. 2, б, в – крива 1) призводить до росту концентрації дірок. При цьому максимальними значеннями рухливості носіїв характеризуються

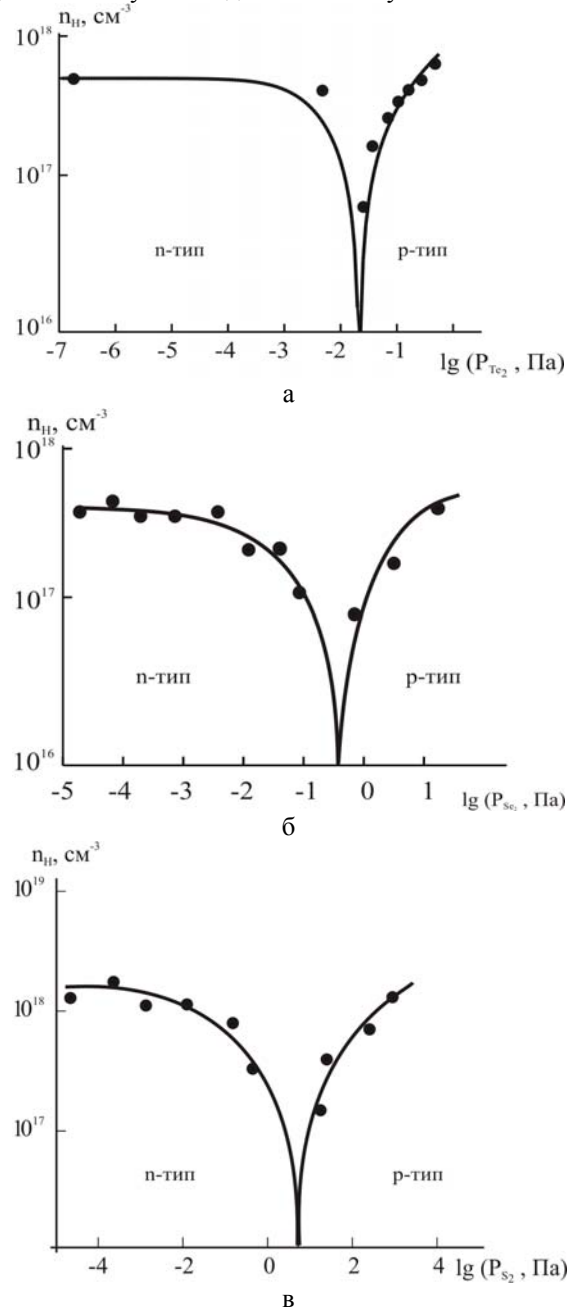


**Рис. 2.** Залежність ефективних концентрацій носіїв струму (1 – ▲) та рухливості (2 – ●) танких плівок PbTe (а), PbSe (б), PbS (в) від температури осадження.

плівки, осаджені в області конверсії типу провідності (рис. 2.б,в – криві 2). Такі зразки володіють не тільки мінімальними значеннями концентрації носіїв заряду, але і досить високою структурною досконалістю. Аналіз дифракційних відбивань від цих плівок показує, що рівень густини дислокацій, розміщених у стінках субгранниць, складає  $(10^5-10^6) \text{ см}^{-2}$ .

Більш ефективно ніж температура осадження  $T_p$  на процес дефектоутворення в плівках халькогенідів свинцю впливає тиск пари складових компонентів – халькогену  $P_{X_2}$ . Так, плівки телуриду свинцю n-типу конденсуються при низьких тисках телуру  $P_{Te_2} = (10^{-6}-10^{-2}) \text{ Па}$  (ліві вітки кривих), а р-типу – при вищих тисках  $P_{Te_2} > 10^{-1} \text{ Па}$  (праві вітки кривих) (рис. 3.а). Тиск, при якому реалізується конверсія типу провідності, залежить від температури  $T_p$  і роду підкладок. При досить високих тисках  $P_{Te_2}$  концентрація носіїв заряду збільшується відповідно до співвідношення  $p \sim P_{Te_2}^{1/4}$ . Однак зміна типу

провідності з n на p проходить при тисках  $P_{Te_2}$ , вище розрахованих. Це автори [3] пояснюють тим, що із зростанням температури, відповідно до P-T-x-діаграми [4], зменшується розчинність свинцю в основній матриці конденсату. Після досягнення рівноваги джерело має склад біля Pb- насиченої межі однофазної області PbTe. Оскільки температура джерела завжди вища від температури підкладок, буде надлишок вільного свинцю. Тому концентрація електронів у плівках буде залишатись постійною до тих пір, поки тиск  $P_{Te_2}$  не стане настільки високим, щоб компенсувати надлишок металу.



**Рис. 3.** Залежність концентрації носіїв струму ( $n_H$ ) у плівках PbTe (а), PbSe (б), PbS (в) від парціального тиску пари халькогену.

Кінетичні коефіцієнти міжфазних меж тонких плівок халькогенідів свинцю...

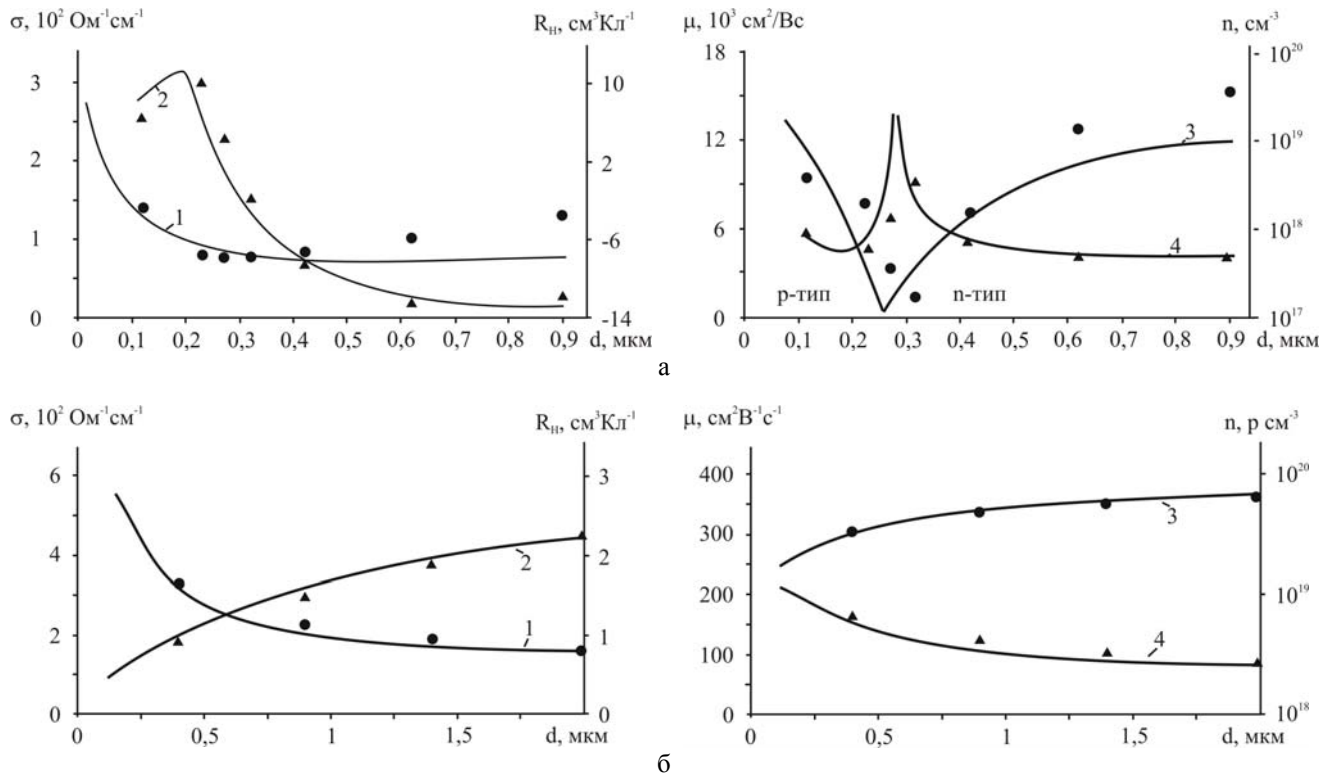


Рис. 3. Залежність питомої електропровідності ( $\sigma$  – 1), сталої Холла ( $R_H$  – 2), рухливості ( $\mu$  – 3) та концентрації ( $n$  – 4) від товщини ( $d$ ) для плівок n – PbTe (а) і p – PbTe (б):  
 ●,▲ – експеримент; суцільні лінії – розрахунок за моделлю Петріца.

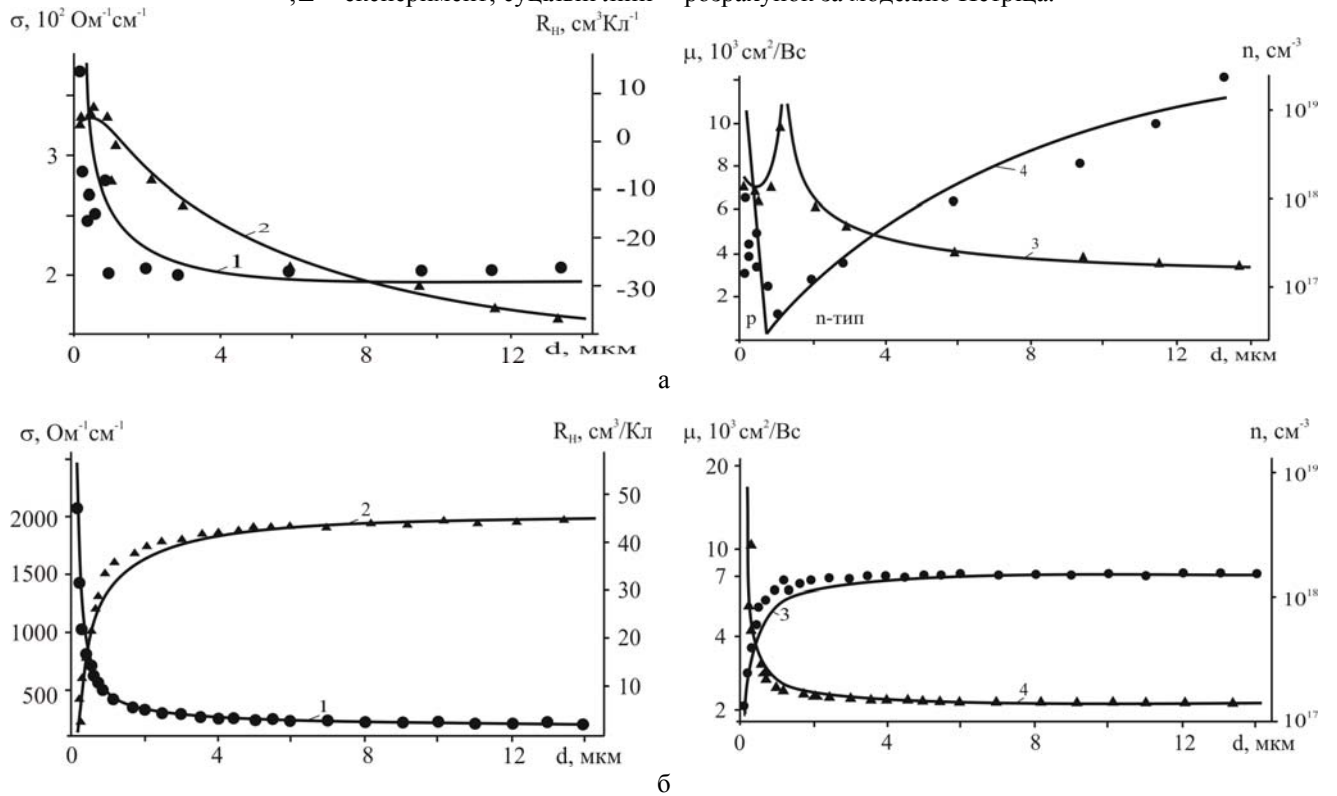
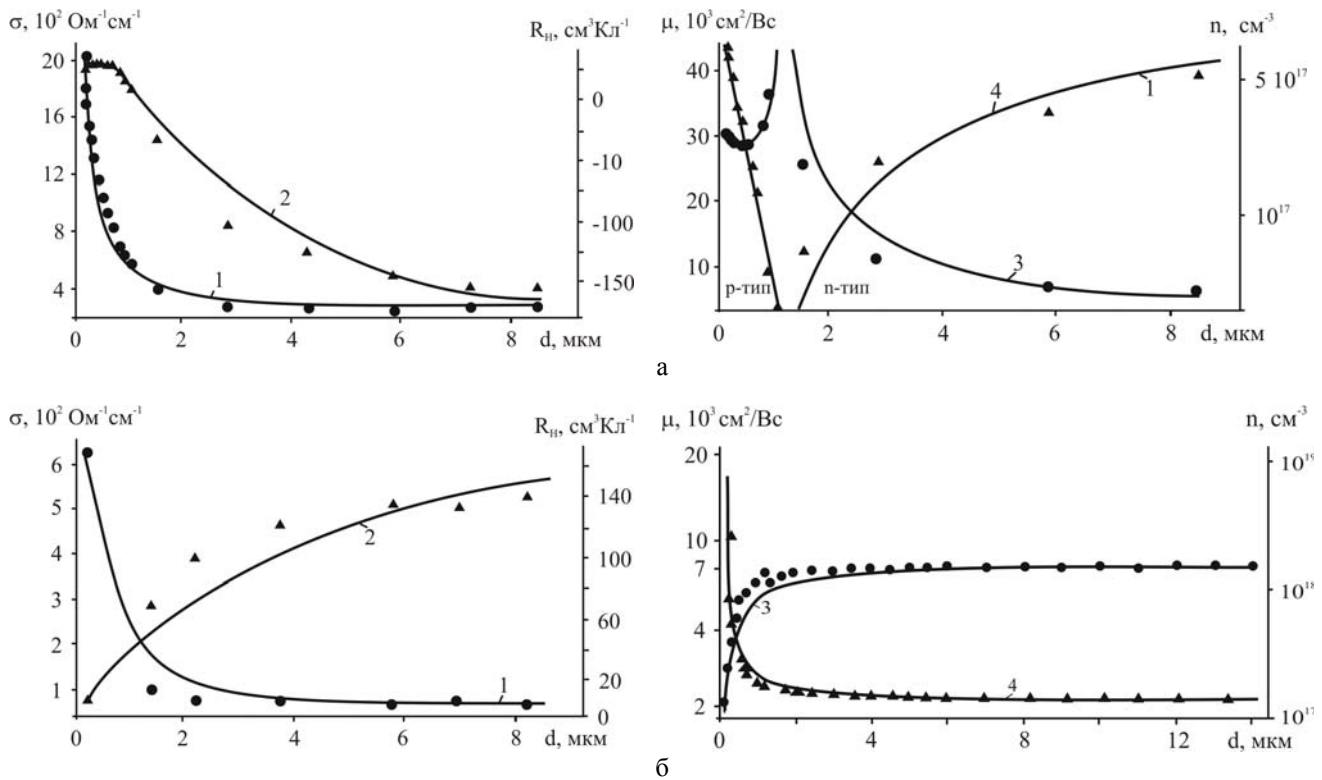


Рис. 4. Залежність питомої електропровідності ( $\sigma$  – 1), сталої Холла ( $R_H$  – 2), рухливості ( $\mu$  – 3) та концентрації ( $n$  – 4) від товщини ( $d$ ) для плівок n – PbSe (а) і p – PbSe (б):  
 ●,▲ – експеримент; суцільні лінії – розрахунок за моделлю Петріца.



**Рис. 3.** Залежність питомої електропровідності ( $\sigma$  – 1), сталой Холла ( $R_H$  – 2), рухливості ( $\mu$  – 3) та концентрації ( $n$  – 4) від товщини ( $d$ ) для плівок n – PbS (а) і р – PbS (б):  
 ●, ▲ – експеримент; суцільні лінії – розрахунок за моделлю Петріца.

**Таблиця**

Значення кінетичних параметрів приповерхневого шару (s) і об'єму (b) для плівок PbTe, PbSe і PbS n- і р-типу провідності згідно двошарової моделі Петріца

Параметри	PbTe-n	PbTe-p	PbSe-n	PbSe-p	PbS-n	PbS-p
$\sigma_s, \text{Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$	120	800	2500	280	1250	430
$R_{s_s}, \text{cm}^3\text{Kl}^{-1}$	8	0,3	1,5	3,6	26	10
$n_s, \text{cm}^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{17}$ (p)	$2,1 \cdot 10^{19}$	$4,2 \cdot 10^{18}$ (p)	$1,7 \cdot 10^{18}$	$2,4 \cdot 10^{17}$ (p)	$6,2 \cdot 10^{17}$
$\mu_s, \text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	960	240	3750	1008	32500	4300
$d_s, \text{мкм}$	0,1	0,08	0,18	0,2	0,3	0,4
$\sigma_b, \text{Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$	70	140	250	160	200	40
$R_{b_s}, \text{cm}^3\text{Kl}^{-1}$	-20	2,8	-60	46	-300	300
$n_b, \text{cm}^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{17}$ (n)	$2,2 \cdot 10^{18}$	$1,0 \cdot 10^{17}$ (n)	$1,4 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{16}$ (n)	$2,1 \cdot 10^{16}$
$\mu_b, \text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	1400	392	15000	7360	60000	12000

Для плівок селеніду свинцю при  $T_{\text{П}} = (420-560) \text{ K}$ , а також сульфїду свинцю при  $T_{\text{П}} = (500-640) \text{ K}$ , що відповідає умові кристалізації електронного матеріалу (рис. 2, б, в – криві 1), низькі значення  $R_{x_2}$  практично не впливають на зміну концентрації електронів. З підвищенням  $R_{x_2}$ , при постійній температурі осадження  $T_{\text{П}}$ , спостерігається зменшення концентрації електронів, конверсія типу провідності з n- на р-тип і подальший ріст концентрації дірок (рис. 3.б,в). Тип провідності змінюється при високих тисках пари халькогену,

достатніх для компенсації надлишку вільного свинцю, який завжди є у плівках за заданих умов вирощування. Характерним є те, що чим вища температура підкладки  $T_{\text{П}}$ , в інтервалі отримання плівок n-типу, тим менший тиск пари халькогену потрібний для компенсації надлишку металу і конверсії типу провідності. Внаслідок великих тисків пари компенсуючого джерела халькогену відбуваються морфологічні зміни, погіршується структурна досконалість плівок, що зменшує значення рухливості носіїв заряду.

Досліджено також залежності питомої

електропровідності  $\sigma$ , сталої Холла  $R_H$ , концентрації  $n_H$  і рухливості носіїв  $\mu$  від товщини осаджених плівок. Результати проведених експериментальних досліджень наведено на рис. 4,5,6 відповідно для плівок PbTe, PbSe, PbS. Видно, що у плівках має місце розмірний ефект для досліджуваних електричних параметрів. Так, зокрема, із зменшенням товщини  $d$  плівок питома електропровідність зростає, особливо для області  $d < 1,0$  мкм (рис. 4,5,6 – криві 1). При цьому плівки  $n$ -типу при товщинах менших за  $d \sim 1$  мкм мають область із дірковою провідністю (рис. 4,5,6, а – крива 4). Характерною ознакою для всіх плівок є зростання за абсолютною величиною постійної Холла  $R$  із збільшенням їх товщини  $d$  (рис. 4,5,6 – криві 2). Останнє вказує на зменшення концентрації основних носіїв із ростом товщини плівок, що і визначає зростання рухливості носіїв  $\mu$  (рис. 4,5,6 – криві 3). Зауважимо, що спостережуване зростання рухливості носіїв  $\mu$  для плівок із ефективним  $n$ -типом провідності в області малих товщин ( $d < 1$  мкм) (рис. 4,5,6, а – криві 3), обумовлене дзеркальним відбиванням на міжфазних межах завдяки їх монокристалічній структурі.

Результати розрахунків кінетичних параметрів плівок у рамках двошарової моделі Петріца наведено у таблиці. Видно, що характерною особливістю для свіжо вирощених плівок із ефективною електронною провідністю є наявність шарів  $p$ -типу із значною концентрацією дірок ( $2,4 \cdot 10^{17}$  –  $4,2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) (табл.). При цьому для плівок із ефективною дірковою провідністю приповерхневі шари плівок характеризуються підвищеною концентрацією основних носіїв, які переважають об'ємну більш ніж на порядок величини і складають  $2,1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $1,7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $6,2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> відповідно для PbTe, PbSe і PbS. (табл.).

Відзначені ефекти пов'язані із інтенсивним збагаченням пари на халькогени, як більш легкі компоненти у сполуках на початкових етапах випаровування наважки. Це і обумовлює формування конденсату в області гомогенності на межі збагаченій на халькоген. Що стосується товщини при поверхневого шару  $d_s$ , то слід відзначити, що для плівок із ефективною електронною провідністю вона зростає при переході від PbTe до PbSe і PbS і складає відповідно 0,10 мкм, 0,13 мкм, 0,30 мкм. Цей факт також пов'язаний із особливостями випаровування халькогену із наважки: легкість зростає від Te до Se і S. Тому пара при випаровуванні PbS буде більш насиченою на сірку, ніж на телур для PbTe [5].

Поверхнева рухливість носіїв, визначена у рамках двошарової моделі Петріца, є меншою у декілька разів за об'ємну як для плівок  $n$ -, так і  $p$ -типу провідності (табл.). Останнє обумовлено внеском додаткового розсіювання на міжфазних межах – поверхнях плівок. Крім того рухливість електронів у плівках  $n$ -типу також більша за рухливість дірок у плівках  $p$ -типу за рахунок різниці їх ефективних мас [4].

## Висновки

1. Виконано аналіз електричних схем для холлівських вимірювань двошарових структур у моделі Петріца. Показано, що практичну цінність представляє схема із паралельними струмами і холлівською напруною.
2. Визначено технологічні фактори у методі гарячої стінки, що забезпечують формування конденсату із заданими ефективними  $n$ - або  $p$ -типом провідності.
3. Досліджено профілі електричних параметрів плівок PbTe, PbSe та PbS із різним ефективним типом провідності.
4. У рамках двошарової моделі Петріца визначено значення електричних параметрів поверхневих шарів на між фазних межах і об'ємі плівок.
5. Встановлено, що міжфазні межі плівок біля підкладок завжди збагачені на халькоген, що обумовлює їх  $p$ -тип для електронного матеріалу і збагаченого на дірки для  $p$ -типу.

Робота частково фінансується МОН України (державний реєстраційний номер 0106U00220) та ДФФД МОН України (державний реєстраційний номер 0107U006769)

**Фреїк Д.М.** – заслужений діяч науки і техніки України, академік Академії наук вищої школи України, доктор хімічних наук, професор, директор Фізико-хімічного інституту, завідувач кафедри фізики і хімії твердого тіла;

**Дзундза Б.С.** – науковий співробітник;

**Чобанюк В.М.** – кандидат фіз.-мат. наук, проректор з навчальної роботи;

**Ліщинський І.М.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент;

**Соколов О.Л.** – вчений секретар.

- [1] R.L. Petritz. Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface // *Phys. Rev.* 110(6), P. 1254-1262 (1958).
- [2] Д.М. Фреїк, М.А. Галушак, Л.Й. Межиловская. *Фізика и технология тонких пленок*. Вища школа, Львов. 182с., (1988).
- [3] Миколайчук А.Г., Фреїк Д.М., Шперун В.М. *Фізико-технологические основы синтеза полупроводниковых пленок: Учебное пособие для физических специальностей*. Вища школа, Львов. 111 с., (1978).

- [4] Равич Ю.Н., Ефимова Б.А., Смирнова Н.А. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS*. Наука, Москва. 384 с., (1968).
- [5] Абрикосов Н.Х., Шелимова Л.Е. *Полупроводниковые материалы на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$* . Наука, Москва. 194 с., (1975).

D.M. Freik, B.S. Dzundza, V.M. Chobanyuk, I.M. Lischynskij, O.L. Sokolov

## **Kinetic Coefficients in the Area of Lead Chalkogenide Thin Films Inter-Phases Boundaries in the Two-Layer Petrits Model**

*Physical-Chemical Institute at the Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University,  
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine, E-mail: [freik@pu.if.ua](mailto:freik@pu.if.ua)*

There are explored the surface influence on the electric parameters of the n- and p-type of conductivity fresh-growing lead chalkogenides films. Results are explained within the framework of two-layer Petrits model.