

**ПРИПОВЕРХНЕВІ ШАРИ І ТОВЩИННІ ЗАЛЕЖНОСТІ
ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПАРОФАЗНИХ КОНДЕНСАТІВ
LAST НА СИТАЛІ**

Д. М. Фреїк, Б. С. Дзундза, О. Б. Костюк, Л. Й. Межиловська, Ю. Т. Тринога

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,

Україна

Надійшла до редакції 23.01.2015

Досліджено вплив товщини тонких плівок на основі сполук $Pb_{18}Ag_{2-x}Sb_xTe_{20}$ ($x = 0,5; 1,5$), осаджених на ситалових підкладках на їх термоелектричні властивості. У рамках двошарової моделі Петрица визначено електричні параметри приповерхневих шарів. Отримані результати інтерпретуються процесами адсорбції кисню на поверхні та його дифузії в глиб конденсату. Встановлено, що домінуючу роль відіграє розсіювання носіїв струму на поверхні, а не на міжзеренних межах нанокристалітів, розміри яких збільшуються із товщиною парофазних структур.

Ключові слова: тонкі плівки, телурид свинцю, питомий опір, механізми розсіювання, рухливість, поверхня.

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ СЛОИ И ТОЛЩИННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПАРОФАЗНЫХ КОНДЕНСАТОВ
LAST НА СИТАЛЕ**

Д. М. Фреїк, Б. С. Дзундза, О. Б. Костюк, Л. И. Межиловская, Ю. Т. Тренога

Исследовано влияние толщины тонких пленок на основе соединений $Pb_{18}Ag_{2-x}Sb_xTe_{20}$ ($x = 0,5; 1,5$), осажденных на ситаловых подложках на их термоэлектрические свойства. В рамках двухслойной модели Петрица определено электрические параметры поверхностных слоев. Полученные результаты интерпретируются процессами адсорбции кислорода на поверхности и его диффузии вглубь конденсата. Установлено, что доминирующую роль играет рассеяние носителей тока на поверхности, а не на межзеренных границах нанокристаллитов, размеры которых увеличиваются с толщиной парофазных структур.

Ключевые слова: тонкие пленки, телерид свинца, удельное сопротивление, механизмы рассеяния, подвижность, поверхность.

**SURFACE LAYERS AND THE THICKNESS DEPENDENCE OF
THERMOELECTRIC PROPERTIES OF VAPOR-PHASE CONDENSATES
LAST AT SITAL**

D. M. Freik, B. S. Dzundza, O. B. Kostyuk, L. Y. Mezhylovska, Y. T. Trynoga

The influence of the thickness of thin films based compounds $Pb_{18}Ag_{2-x}Sb_xTe_{20}$ ($x = 0,5; 1,5$), deposited on sital substrate for their thermoelectric properties. Electrical parameters of surface layers are defined by Petrits two-layer model. The results are interpreted as adsorption of oxygen on the surface and its diffusion into the interior of condensate. It is established that the dominant role playing scattering of carrier on the surface but not on the intergrain boundaries of nanocrystals whose size increases with the thickness of the vapor-phase structures.

Keywords: thin films, tin telluride, resistivity, scattering mechanisms, mobility, surface.

ВСТУП

Плюмбум телурид — ефективний термоелектричний матеріал для середньотемпературної області (500–750) К та джерел і сенсорів інфрачервоного випромінювання оптичного спектру. Значний інтерес до його дослідження, який не зменшується впродовж

багатьох років, зумовлений як унікальністю фізико-хімічних властивостей, так і відносно нескладною технологією отримання якісних кристалів і тонкопліткових структур [1–3].

Сполуки LAST на основі $PbTe$ $Pb_mAg_{2-x}Sb_xTe_{m+2}$ в останній час також привертають

увагу, завдяки значній чутливості їх властивостей до хімічного складу і можливості отримувати провідності як *n*- так і *p*-типу [4]. Тонкоплівковий матеріал через вплив структури, поверхні, товщини на явища переносу у значній мірі розширює можливості використання сполук LAST.

У даній роботі досліджено закономірності зміни термоелектричних параметрів та особливості механізмів розсіювання носіїв струму у парофазних структурах на ситалі $Pb_{18}Ag_{2-x}Sb_xTe_{20}$ від їх товщини.

I. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Плівки для дослідження отримували осадженням пари із наперед синтезованих сполук $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ і $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ у вакуумі на ситалові підкладки. Температура випарника складала $T_b = 870$ К, а температура підкладок $T_n = 470$ К. Товщину плівок задавали часом осадження $\tau \approx (15-410)$ с в межах $d = (1,8 \cdot 10^2 - 6,7 \cdot 10^3)$ нм.

Синтез сполук для наважок складів $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$, $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ проводили із чистих елементів у вакуумованих до залишкового тиску 10^{-4} Па кварцових ампулах при температурі 1240 К на протязі 48 год.

Фазовий склад і структуру досліджуваних конденсатів визначали на автоматичному дифрактометрі STOE STADI P (виробник фірма «STOE & Cie GmbH», Німеччина) з лінійним позиційно-прецизійним детектором PSD за схемою модифікованої геометрії Гіньє. Первинну обробку експериментальних дифракційних масивів, розрахунок теоретичних дифрактограм відомих сполук з метою ідентифікації фаз, уточнення параметрів елементарних комірок проводили за допомогою пакету програм STOE WinXPOW (версія 3.03) та PowderCell (версія 2.4).

Морфологію поверхонь отриманих конденсатів досліджували методами атомно-силової мікроскопії (АСМ) Nanoscope 3a Dimension 3000 (Digital Instruments USA) у режимі періодичного контакту. Вимірювання проведені в центральній частині зразків з використанням серійних кремнієвих зондів NSG-11 із номінальним радіусом закруглення вістря до 10 нм (NT0MDT, Росія). За результатами АСМ-досліджень

у програмі WSxM 4.0 Develop 10.4 визначені розміри окремих нанокристалів.

Вимірювання термоелектричних параметрів конденсату проводили при кімнатних температурах у постійних магнітних і електричних полях на розробленій автоматизованій установці, яка забезпечує як процеси вимірювання електричних параметрів, так і реєстрацію і первинну обробку даних. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омичних контактів використовувалися плівки срібла. Струм через зразки складав ≈ 1 мА. Магнітне поле було напрямлене перпендикулярно до поверхні плівок при індукції 1,5 Тл.

II. ФАЗОВИЙ СКЛАД І СТРУКТУРА

Приймаючи до уваги можливості *X*-дифракційного фазового та структурного аналізів можна стверджувати, що досліджений конденсат виявився практично однофазним лише у випадку зразків чистого PbTe № 17-0 (табл. 1. рис. 1).

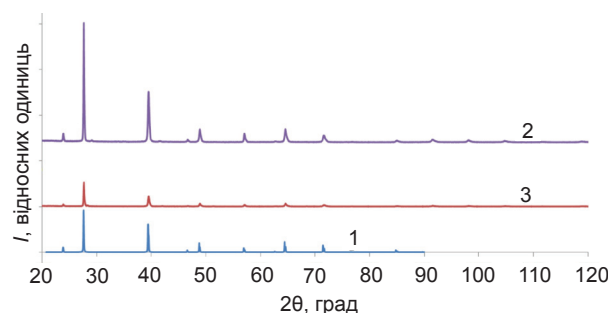


Рис. 1. *X*-дифрактограми синтезованих LASTів складу: чистий PbTe (1) та $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ (2), $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ (3)

Основною фазою в усіх зразках є PbTe структурного типу NaCl (просторова група Fm-3m). Додаткові фази у переважно слідових кількостях — Sb, Sb_2Te_3 , Sb_8Te_3 виявились у сполук LAST всіх досліджуваних складів (табл. 1) Найкращої чистоти щодо фазового складу виявилася сполука LAST $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ (табл. 1, рис. 1. — дифрактограма 3).

На рис. 2 наведено АСМ-зображення поверхні наноструктур хімічних складів $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ та $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$. Видно, що парофазний конденсат сформований із нанорозмірних кристалітів пірамідальної форми. Встановлено, що середні розміри

Результати X-дифракційного аналізу LASTів

№ зр.	Опис зразка	Основна фаза	Вміст (mass %)	Параметр елементарної комірки a , Å	Додаткова фаза, вміст (mass %)
17-0	PbTe	PbTe	100	6,4591(3)	—
17-1	Pb ₁₈ Ag _{0,5} Sb _{1,5} Te ₂₀	СТ NaCl	96,81 ± 1,15	6,4498(8)	Sb ₈ Te ₃ *3,2(1)
17-3	Pb ₁₈ Ag _{1,5} Sb _{0,5} Te ₂₀	ПГ $Fm-3m$ $Z = 4$	~100 ²	6,4511(5)	Sb ₂ Te ₃ (СТ Bi ₂ Te ₃) ПГ $R-3m1,28(9)$

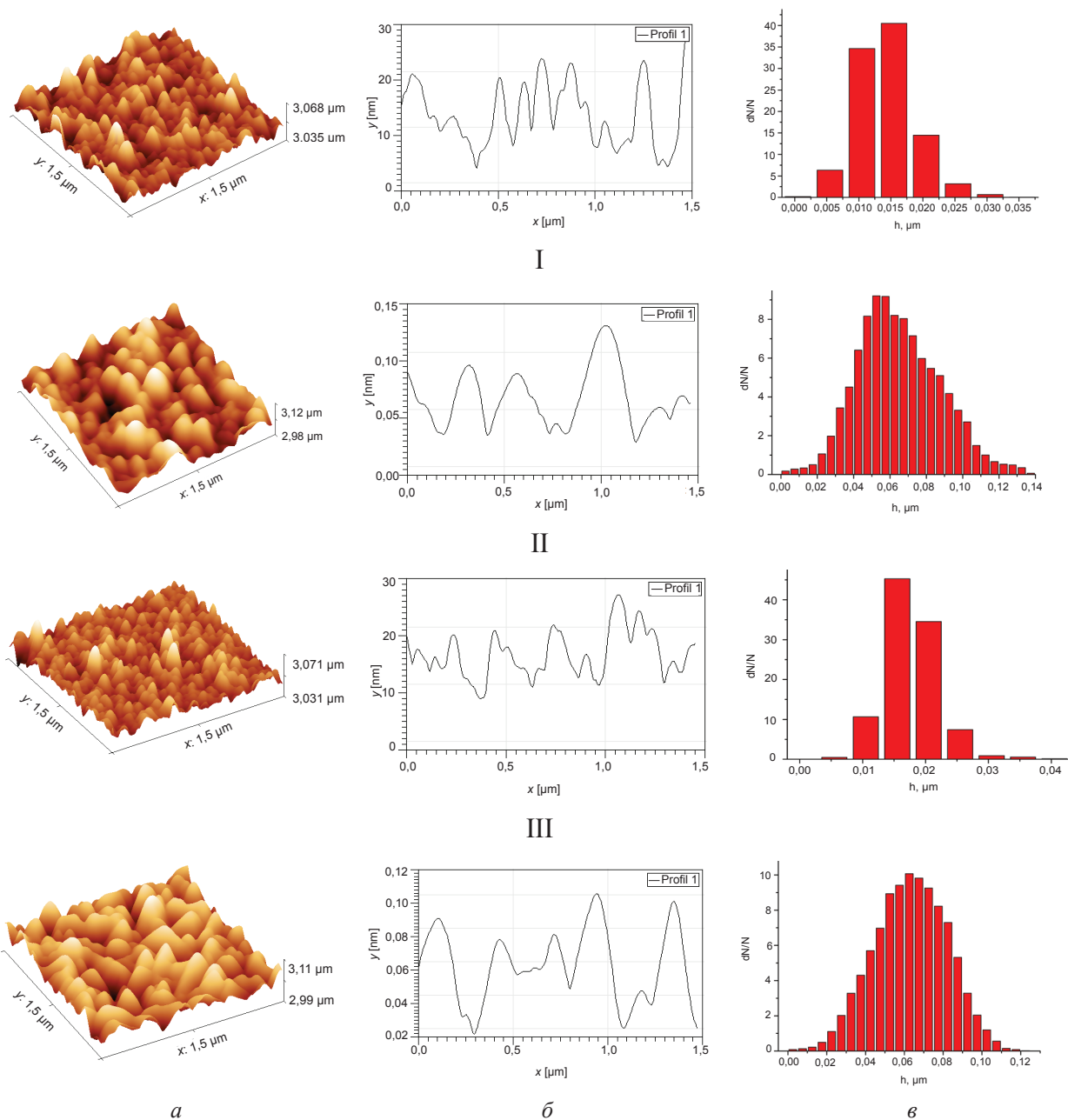


Рис. 2. 3D АСМ зображення (а), профілограми (б), та гістограми розподілу висот (в) нанокристалітів на поверхні плівок: Pb₁₈Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te₂₀ — I, II; Pb₁₈Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te₂₀ — III, IV; товщиною d , нм: 540 (I), 1620 (II), 270 (III), 3240 (IV) на підкладках із ситалу

нанокристалітів із товщиною конденсату збільшуються (рис. 2; 5). Зміна хімічного складу не значно впливає на форму та розміри нанокристалітів, але для структур на основі сполук $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ їх розміри з товщиною зростають значно швидше ніж для $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ (рис. 5).

III. ВПЛИВ ТОВЩИНИ НА ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ПАРАМЕТРИ

Із рис. 3,а видно, що провідність σ зі збільшенням товщини d плівок залежить від їх складу: для $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ — суттєво зростає з виходом на насичення при $d \approx 1$ мкм (рис. 3,а — крива 3); для $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ — навпаки зменшується (рис. 3,а — крива 2). При цьому суттєвий вплив мають поверхневі ефекти для тонких плівок ($d > 2$ мкм), які зі зростанням товщини стають незначними.

Щодо холлівської концентрації n носіїв струму (рис. 3,б), то для плівок складу $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ в області малих товщин спостерігається її зменшення (рис. 3,б — крива 1). Така поведінка зумовлена акцепторною дією кисню, який зв'язує частину електронів та завдяки процесам адсорбції проникає вглиб плівки і збагачує конденсат носіями p -типу провідності. Об'ємна концентрація носіїв струму для структур складу $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ більш ніж на порядок менша ніж для плівок складу $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$. Достатньо низькі значення питомої електропровідності (σ) та холлівської концентрації носіїв n -типу ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$), а також зростання концентрації електронів в області малих товщин зумовлені фазовою неоднорідністю конденсатів: присутні крім $PbTe$ ще і Sb_8Te_3 та Sb (табл. 1)

Коефіцієнт Зеебека S для товстих плівок практично не залежить від товщини та складу плівок і знаходиться в межах $(-200) - (-350)$ мкВ/К. В області малих товщин спостерігається значне зростання коефіцієнта Зеебека аж до значень ~ 500 мкВ/К (рис. 3,в).

Термоелектрична потужність $S^2\sigma$ для плівок $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$ практично не змінюється з товщиною (рис. 3,г — крива 1). Для складу $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$ в області малих товщин $S^2\sigma$ різко зростає, а для товстих плівок є на порядок меншою (рис. 3,г крива 2).

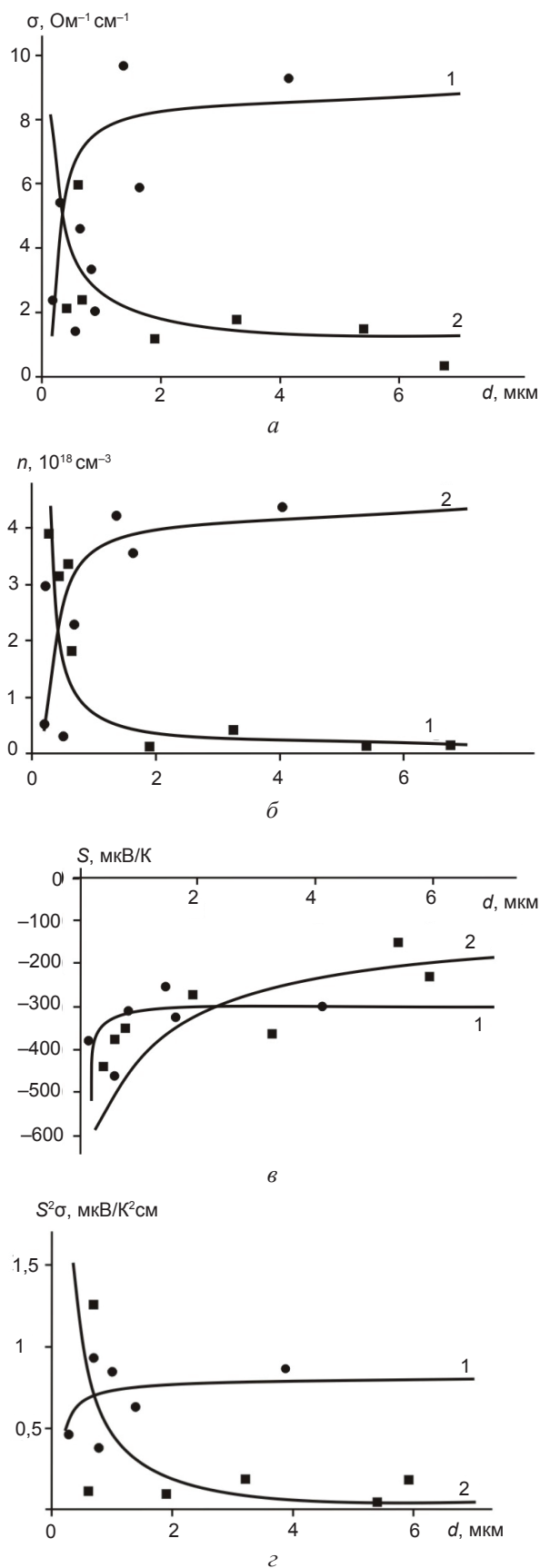


Рис. 3. Залежності питомої провідності $\sigma(a)$, холлівської концентрації n (б), коефіцієнта Зеебека S (в) та питомої термоелектричної потужності $S^2\sigma(z)$ від товщини d плівок: ●, 1 — $Pb_{18}Ag_{0,5}Sb_{1,5}Te_{20}$; ■, 2 — $Pb_{18}Ag_{1,5}Sb_{0,5}Te_{20}$. Точки — експеримент, суцільні лінії — розрахунок згідно моделі Петріца

Отримані експериментальні результати (рис. 1) пояснено у рамках двошарової моделі Петріца [5]. Тонку плівку у цій моделі представляють складеною з двох шарів: приповерхневого (I) (область поверхневого заряду) завтовшки d_s , концентрація носіїв струму в якому n_s , а їх рухливість μ_s , і об'ємного (II), що характеризується аналогічними величинами: d_b , n_b , μ_b які з'єднані паралельно. Товщина плівки $d = d_s + d_b$.

У цьому випадку згідно [5]:

$$\sigma = \frac{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}{d}; \quad (1)$$

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

$$S = \frac{\sigma_s d_s S_s + \sigma_b d_b S_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}. \quad (3)$$

За умови відомих експериментальних значень σ , R , μ та об'ємних σ_b , R_b , μ_b і d , із даних співвідношень можна наближено визначити параметри приповерхневих шарів σ_s , R_s , μ_s відповідно, значення яких наведені в таблиці. Видно (рис. 3 — суцільні лінії), що розраховані криві задовільно описують експериментально отримані результати за визначених значень при поверхневих електричних параметрів d_s , σ_s , R_s , n_s , μ_s (табл. 2).

Звертають на себе увагу значні величини при поверхневих значень коефіцієнтів Зеєбека ($S_s \approx -600$ мкВ/К (табл. 2)), що зумовлено процесами дроселювання носіїв заряду на між фазних межах.

IV. МЕХАНІЗМИ РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ СТРУМУ

Експериментально отримані товщинні d -залежності рухливості (μ) (рис. 4) можна пояснити механізмами розсіювання носіїв струму на міжзеренних межах (μ_3) та поверхні (μ_n) конденсатів [6]. Так, зокрема, рухливість (μ) носіїв заряду у плівках якщо їх концентрація і ефективна маса є сталими визначається правилом Маттісена [6]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_3}. \quad (4)$$

Час між двома актами розсіювання на межах нанокристалітів τ_3 визначається як

$$\tau_3 = D\nu^{-1}, \quad (5)$$

де ν — теплова швидкість носіїв. При цьому згідно [7]:

$$\mu_3 = \frac{2q}{h} D \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{-1/3}, \quad (6)$$

де D — середній розмір зерна, q — заряд носіїв, n — концентрація носіїв, h — стала Планка.

Рухливість носіїв у випадку дифузного розсіювання на поверхні визначається як [8]:

$$\mu_n = \mu_v (1 + \lambda/d)^{-1}. \quad (7)$$

Тут λ — середня довжина вільного пробігу носіїв, μ_v — рухливість об'ємного матеріалу.

Згідно моделі Тейлера [9] розсіювання носіїв заряду на межах зерен описується часом релаксації τ_0 таким чином, що $\lambda = \tau_0 \nu$,

Таблиця 2

Значення параметрів приповерхневого шару (s) і об'єму (b) плівок LAST на ситалі, розраховані згідно двошарової моделі Петріца

Параметри	$\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{20}$	$\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{1,5}\text{Sb}_{0,5}\text{Te}_{20}$
d_s , мкм	0,18	0,26
σ_s , Ом ⁻¹ см ⁻¹	1,4	6
σ_b , Ом ⁻¹ см ⁻¹	9	1,1
R_s , см ³ Кл ⁻¹	-22	-1,01
R_b , см ³ Кл ⁻¹	-1,4	-50
n_s , см ⁻³	$2,84 \cdot 10^{17}$	$6,19 \cdot 10^{18}$
n_b , см ⁻³	$4,46 \cdot 10^{18}$	$1,25 \cdot 10^{17}$
μ_s , см ² В ⁻¹ с ⁻¹	30,8	6,06
μ_b , см ² В ⁻¹ с ⁻¹	12,6	55
S_s , мкВ/К	-600	-590
S_b , мкВ/К	-300	-100

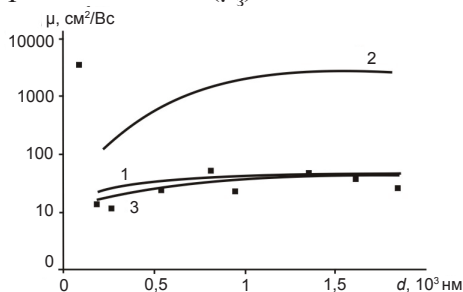
де λ — ефективний середній вільний пробіг носіїв заряду у нескінченно товстій плівці. Тоді

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{3}{8} \lambda \frac{(1-P)}{d} \right]. \quad (8)$$

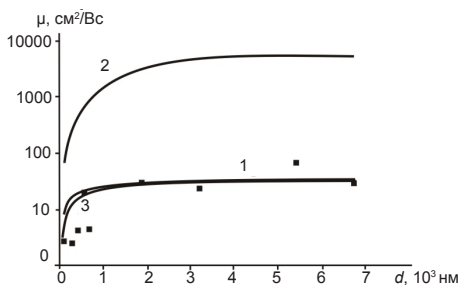
Тут σ_0 — питома електропровідність у нескінченно товстій плівці. Рівняння (8) виражає пряму лінію $y = A \pm Bx$ у координатах

$$\sigma \sim d^{-1}, \text{ де } A = \sigma_0; B = -\frac{3}{8} \sigma_0 \lambda (1-P).$$

Із рівняння (8) випливає, що пряма лінія пересікає вісь ординат при $d^{-1} \rightarrow 0$ у точці, що визначає σ_0 . Тангенс кута нахилу прямої визначає величину в яку входить λ . Якщо розглядати дифузне розсіювання (тобто $P = 0$), то можна визначити λ і σ_0 . Знаючи довжину вільного пробігу (λ), та використавши формулу (7) маємо залежність поверхневої рухливості μ_n від товщини. Аналогічно за середніми розмірами кристалітів (D) та експериментального значення концентрації (n) із виразу (6) отримаємо величину рухливості яка враховує вплив розсіювання носіїв на міжзеренних межах (μ_3).



а



б

Рис. 4. Залежність сумарної рухливості носіїв струму (μ) — 3 та рухливості носіїв струму при врахуванні розсіювання на поверхні (μ_n) — 1 і розсіювання на межах зерен (μ_3) — 2 від товщини (d) для свіжовирощених плівок ($\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{20}$ (а); $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{20}$ (б)). Суцільні лінії — розрахунок згідно (4), (6), (7); точки — експеримент

Рухливість носіїв струму (μ) конденсатів адекватно змінюється із товщиною (d) (рис. 4): дещо зростає із збільшенням d . Останнє добре корелює також із характером зміни розмірів нанокристалітів: — характерна насиченість їх значень для конденсатів при $d > (10^3 - 3 \cdot 10^3)$ нм.

Для кімнатних температур згідно експериментальних залежностей питомої електропровідності (σ) від оберненої товщини ($1/d$) конденсатів (рис. 6) середня довжина вільного пробігу λ носіїв струму розрахована згідно моделі Тейлора, для тонких плівок на основі $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{20}$ складає ~ 24 нм, а для $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{20} \sim 31$ нм, що пов'язано з різною структурною досконалістю конденсатів (рис. 5).

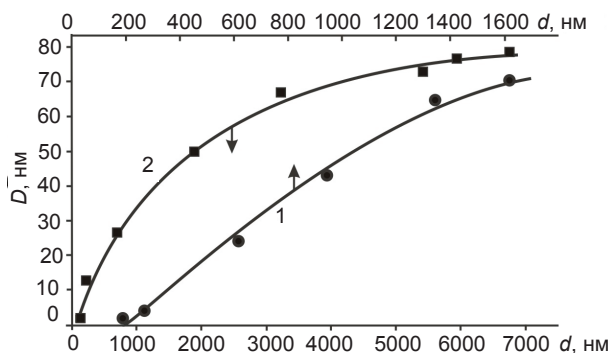


Рис. 5. Залежність середніх розмірів нанокристалітів (D) від товщини (d) плівок: 1, ● — $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{20}$; 2, ■ — $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{20}$

Як видно з аналізу результатів проведених розрахунків (рис. 4), що основний внесок у рухливість носіїв заряду дає їх дифузне розсіювання на поверхні (μ_n) (рис. 4, в — криві 1). Вплив міжзеренних меж (μ_3) значно менший на процеси розсіювання завдяки зростанню розмірів зерен (рис. 5).

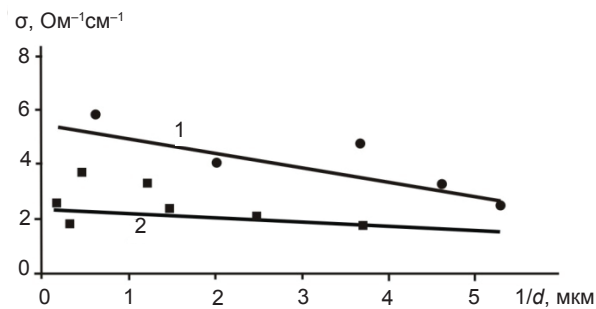


Рис. 6. Залежність питомої провідності (σ) від оберненої товщини ($1/d$) для плівок: 1, ● — $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{20}$; 2, ■ — $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{20}$

ВИСНОВКИ

1. Досліджено товщинні залежності електричних властивостей тонких плівок сполук $Pb_{18}Ag_{2-x}Sb_xTe_{20}$ ($x = 0,5; 1,5$), осаджених на ситалових підкладках
2. З використанням моделі Петріца визначено термоелектричні параметри приповерхневого шару і встановлено значні величини їх коефіцієнтів Зеєбека ($S_s \approx -600$ мкВ/К).
3. Показано, що основний вплив на електричні властивості тонких плівок вносить дифузне розсіювання носіїв струму на поверхні.

Робота виконана згідно наукового проєкту відділу публічної дипломатії НАТО програми «Наука заради миру» (NUKR, SEPP 984536).

ЛІТЕРАТУРА

1. Шперун В. М., Фреїк Д. М., Запухляк Р. І. Термоелектрика телуриду свинцю та його аналогів. — Івано-Франківськ: Плай, 2000. — 250 с.
2. Dresselhaus M. S., Chen G., Tang M. I., Yang R., Lee H., Wang D., Ren Z., Fleurial J-P., Gagna P. New Directions tar Low-Dimensional Thermoelectric Materials // *Adv. Mater.* 19, 1043 (2007).
3. Ковалев А. Н., Остробородова В. В., Парамонов В. И., Фоломин П. И. Проявление неоднородностей в нелегированных халькогенидах свинца по гальваномангнитным свойствам // *Физика и техника полупроводников.* 11, 2039, (1989).
4. Wang H. et al. High-performance $Ag_{0,8}Pb_{18+x}SbTe_{20}$ thermoelectric bulk materials fabricated by mechanical alloying and spark plasma sintering // *Appl. Phys. Lett.* 88, 092104 (2006).
5. Petritz R. L. Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface // *Phis. Rev.* (110), P. 1254 (1958).
6. Vaya P. R., Majht J., Gopalam B. S. V., Dattatrepan C. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films // *Phys. Stat. Sol. (a).* — 1985. — Vol. 87, No. 341. — P. 341–350.
7. Поверхностные свойства твердых тел / Под ред. М. Грина. — М.: Мир, 1972. — 432 с.
8. Фреїк Д. М., Чав'як І. І., Дзундза Б. С., Костюк О. Б. Розсіювання носіїв струму у плівках телуриду олова на поліаміді //

Фізика і хімія твердого тіла. — 2012. — Т. 13, № 1. — С. 73–76.

9. Tellier C. R., Tosser A. J., Boutrit C. // *Thin Solid Films.* — 1977. — Vol. 44. — 201 p.
10. Фреїк Д. М., Дзундза Б. С., Мудрий С. І., Костюк О. Б., Маковишин В. І., Яворський Р. С., Криськов У. А., Семко Т. О. // *Фізика і хімія твердого тіла* — 2014. — Т. 15, № 4. — С. 752–757.

LITERATURA

1. Shperun V. M., Freik D. M., Zapuhlyak R. I. Thermoelektrika teluridu svincyu ta jogo analogiv. — Ivano-Frankivs'k: Plaj, 2000. — 250 p.
2. Dresselhaus M. S., Chen G., Tang M. I., Yang R., Lee H., Wang D., Ren Z., Fleurial J-P., Gagna P. New Directions tar Low-Dimensional Thermoelectric Materials // *Adv. Mater.* 19, 1043 (2007).
3. Kovalev A. N., Ostroborodova V. V., Paramonov V. I., Folomin P. I. Proyavlenie neodnorodnostej v nelegirovannyh hal'kogenidah svinca po gal'vanomagnitnym svojstvam // *Fizika i tehnika poluprovodnikov.* 11, 2039, (1989).
4. Wang H. et al. High-performance $Ag_{0,8}Pb_{18+x}SbTe_{20}$ thermoelectric bulk materials fabricated by mechanical alloying and spark plasma sintering // *Appl. Phys. Lett.* 88, 092104 (2006).
5. Petritz R. L. Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface // *Phis. Rev.* (110), P. 1254 (1958).
6. Vaya P. R., Majht J., Gopalam B. S. V., Dattatrepan C. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films // *Phys. Stat. Sol. (a).* — 1985. — Vol. 87, No. 341. — P. 341–350.
7. Poverhnostnye svojstva tverdyh tel / Pod. red. M. Grina. — M.: Mir, 1972. — 432 p.
8. Freik D. M., Chavyak I.I., Dzungza B. S., Kostyuk O. B. Rozsiyuvannya nosiiv strumu u plivkah teluridu olova na poliamidi // *Fizika i himiya tverdogo tila.* — 2012. — Vol. 13, No 1. — P. 73–76.
9. Tellier C. R., Tosser A. J., Boutrit C. // *Thin Solid Films.* — 1977. — Vol. 44. — 201 p.
10. Freik D. M., Dzungza B.S., Mudrij S. I., Kostyuk O. B., Makovishin V. I., Yavors'kij R. S., Kris'kov U. A., Semko T. O. // *Fizika i himiya tverdogo tila* — 2014. — Vol. 15, No. 4. — P. 752–757.