

Я.П. Салій, О.М. Матківський, І.В. Горічок

Механізми розсіювання носіїв у пресованому PbTe

ДВНЗ «Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника», Івано-Франківськ, Україна,
e-mail: o.matkivsky@opora.org.ua

Представлено результати досліджень структурних та термоелектричних властивостей зразків PbTe, отриманих методом пресування порошку. Для інтерпретації отриманих результатів проведено теоретичний розрахунок питомої електропровідності та коефіцієнта термо-ЕРС на основі моделі, що враховує два типи вільних носіїв заряду. Зроблено висновки про механізми розсіювання носіїв.

Ключові слова: плумбум телурид, термоелектричні властивості, механізми розсіювання.

Стаття постуила до редакції 03.03.2020; прийнята до друку 15.03.2020.

Вступ

Для створення термоелектричних модулів, що працюють в діапазоні температур 200 - 500 °С використовується напівпровідниковий матеріал групи A^4B^6 телурид свинцю [1-4]. Аналіз літературних даних свідчить про те, що альтернативні матеріали є менш ефективними або значно дорожчими. Тому модифікація властивостей PbTe з метою покращення його термоелектричних параметрів залишається актуальною задачею.

Переважно, для створення термоелементів використовують PbTe отриманий пресуванням порошку. За умов коректного вибору технологічних параметрів отримання такий матеріал володіє рядом переваг, порівняно з монокристалічним, зокрема покращеними механічними властивостями. Проте, сам процес пресування, вплив окремих його етапів на властивості матеріалу є маловивченими. Така інформація може бути використана для оптимізації технологічних факторів отримання матеріалу та підвищення його термоелектричної добротності.

У статтях [6-7], було досліджено зразки PbTe отримані методом холодного пресування при тиску 2 ГПа. Показано, що отримані зразки при кімнатних температурах характеризуються р-типом провідності, який при підвищенні температури змінюється на n-тип, внаслідок прояву власної провідності з переважанням електронної складової. р-тип

провідності матеріалу при низьких температурах пояснено взаємодією матеріалу з киснем, оскільки деякі технологічні операції відбувалися на повітрі [7]. Встановлено, що відпал зразків при 500 °С призводить до рекристалізації зразків, що зумовлює, зокрема, підвищення їх питомої електропровідності. Слід зазначити, що параметр елементарної комірки матеріалу змінюється при проведених операціях в межах похибки, як і холлівська концентрація носіїв [6]. Таким чином, можна припустити, що дефектна підсистема зразків, при технологічних операціях не змінюється, а модифікація термоелектричних параметрів зумовлена лише рекристалізацією зерен.

Частково аналіз отриманих експериментальних залежностей [6] здійснено у [7]. Зокрема показано, що у формуванні кінетичних властивостей носіїв струму (важких дірок) у досліджуваних зразках при температурах до 200 °С визначальними є розсіювання на акустичних фонах. За певних технологічних умов приготування зразків можливим є також вплив термоелектронної емісії носіїв між зернами на їх кінетичні властивості. Зроблений у [7] висновок частково узгоджується з літературними даними. Так, у [8] встановлено, що легкі дірки розсіюються на акустичних та полярних оптичних фонах, в той час як важкі дірки – тільки на акустичних фонах. Електрони, згідно [8], зокрема, в температурному діапазоні 77 - 300 К, переважно, розсіюються на акустичних коливаннях решітки [9]. Додаткового аналізу при цьому потребує вплив термоелектронної

емісія носіїв між зернами, оскільки область досліджуваних температур є відносно високою, як для прояву цього механізму.

Мета даної роботи полягає у послідовному теоретичному аналізі температурних залежностей питомої електропровідності та коефіцієнта термо-ЕРС як для зразків описаних у [6, 7], так і нових, отриманих за інших технологічних умов.

I. Методика експериментальних досліджень

Комплекс досліджень проводили для зразків отриманих методом холодного пресування на повітрі при тиску (1,5 ГПа і 2.0 ГПа та гарячого ($T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$) в аргоні при тиску 0,5 ГПа з наступними відпалами пресованих зразків при $T = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Синтез PbTe проводили за такою схемою: нагрів шихти до $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 0,5 год (витримка 1 год.), нагрів до $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 0,5 год (витримка 3 год), нагрів до $1020\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 0,5 год (витримка 1 год), охолодження до $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 0,5 год, остигання за межами печі. Для синтезу використано телур та свинець AlfaAesar (виробництво Німеччина). Вміст основної речовини у Te 99,999 мас. %, а Pb – 99,99 мас. %.

Отримані зливки подрібнювали у автоматичному млині Pulverisette 6 і для виготовлення зразків на машині для просіювання AS200 відбирали фракції (0,05-0,5) мм.

Методики дослідження структурних та термоелектричних властивостей детально описані у роботі [6].

II. Результати дослідження та їх аналіз

Синтезовані злитки характеризувалися яскравим металічним блиском, без видимих макродефектів (рис. 1а, 1б). Зразки для вимірювань електрофізичних параметрів пресувались з фракцій (0,05 - 0,5) мм. З аналізу мікрофотографій поверхні злитків, можна стверджувати, що зерна такого розміру найімовірніше є моноблочними з малою кількістю кристалітів.

На основі СЕМ досліджень підтверджено ефект рекристалізації пресованого зразка при відпалі за $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ (рис.1 в, 1 г). Густина пресованих під тиском 1,5 ГПа зразків дещо менша, ніж у випадку зразків пресованих при тиску 2 ГПа [7], яка, в залежності від інших технологічних факторів, становить $\rho_A = (8,05-8,15)\text{ г/см}^3$ і складає $\approx 97\%$ рентгенівської густини.

Згідно з результатами рентгенографічних досліджень, за вибраних режимів синтезу отримані злитки були однофазними, параметр елементарної комірки $a = 6.4591(2)\text{ \AA}$. Зміна даної величини при пресуванні порошку та відпалі отриманих зразків при температурах $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ знаходиться в межах похибки експерименту ($a_{\text{прес+відпал}} = 6.4589(2)\text{ \AA}$), що може свідчити про стабільність дефектної підсистеми за

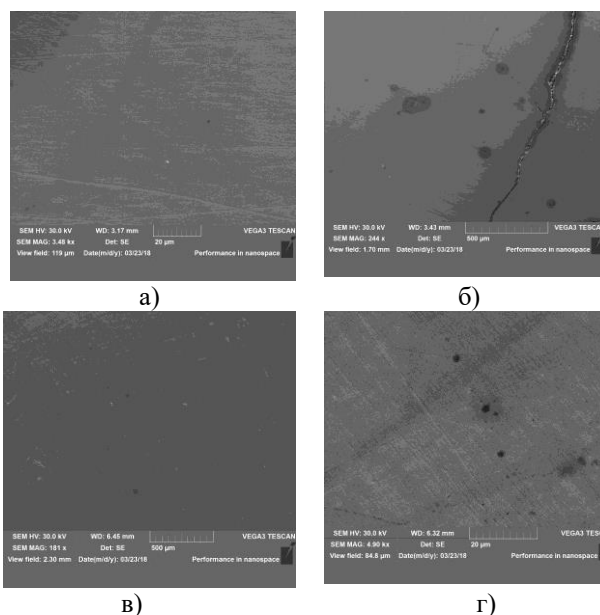


Рис. 1. СЕМ зображення шліфованої та травленої поверхні злитка PbTe (а, б) та пресованих під тиском 1.5 ГПа і відпалених при $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ зразків PbTe (в, г).

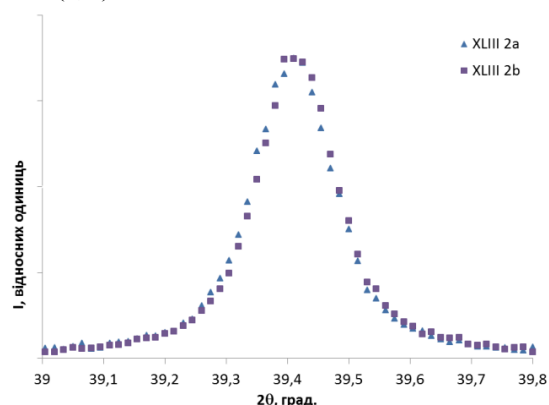


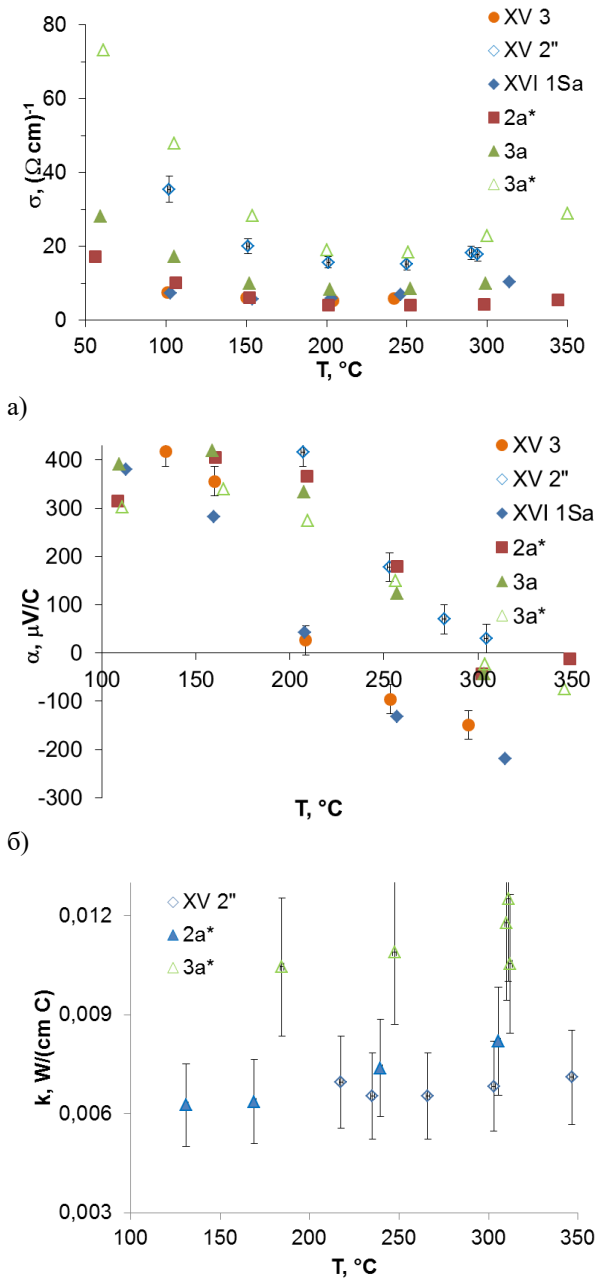
Рис. 2. Співставлення рентгено-дифракційних рефлексів (220) двох зразків отриманих методами: холодного пресування в аргоні і не відпаленого (2а) та гарячого пресування в аргоні при $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ і відпаленого при $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ (2б).

таких умов. Крім того, порівняльний аналіз структури рефлексу (220) злитку та пресованого зразка PbTe (рис. 2) дозволяє зробити висновок про відсутність відмінностей, які могли б бути зумовлені наведеними при розмелюванні, пресуванні чи відпалі напругами.

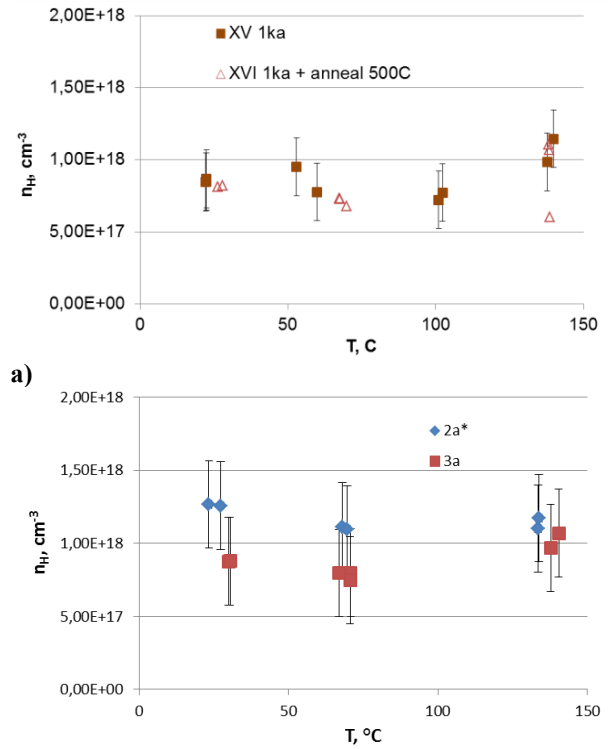
Варто зауважити, що зважаючи на полікристалічність досліджуваних зразків аналіз змін параметра елементарної комірки на рівні 0.010 \AA ускладнюється рядом неконтрольованих факторів. Проте, з іншого боку, отримання серій зразків, як у даній роботі, так і попередніх [6], з однаковими в межах похибок параметрами елементарної комірки може свідчити про те, що більшість цих факторів ми все ж контролюємо.

Результати вимірювання термоелектричних параметрів представлено на рис.3. Видно, що якісних відмінностей у залежностях $\alpha(T)$, $\sigma(T)$ для зразків

отриманих методом холодного пресування на повітрі та гарячого пресування в аргоні не спостерігається (рис. 3). На основі таких результатів можна зробити висновок, що р-тип провідності зразків до температури вимірювання 250 °С зумовлений, найімовірніше, точковими дефектами кристалічної ґратки, а не домішкою кисню, яка могла потрапити у зразок на окремих етапах його приготування, як це припускалось у [7].



в)
Рис. 3. Температурні залежності питомої електропровідності σ (а), коефіцієнта термо-ЕРС α (б) та коефіцієнта теплопровідності k (в) зразків PbTe отриманих за різних технологічних умов: XV 3, XVI 1Sa – холод. прес. на повітрі (2,0 ГПа), невідпалені; XV 2* – холод. прес. на повітрі (2,0 ГПа), відпалений при 500 °С; 2a* – холод. прес. в аргоні (1,5 ГПа), відпалений при 500 °С, 3a – гаряче прес. в аргоні при 250 °С (0,5 ГПа), 3a* – гаряче прес. в аргоні при 250 °С (0,5 ГПа), відпалений за 500 °С.



б)
Рис. 4. а) – температурні залежності холлівської концентрації носіїв у типових зразках пресованих при тиску 2 ГПа (1ka – невідпалений зразок, 1ka+anneal 500 °С – відпалений при 500 °С зразок); б) – залежність холлівської концентрації носіїв від температури холодно пресованих та гарячепресованих зразків PbTe (2a* – холод. прес. на повітрі+відпал 500 °С, 3a – гаряче прес. в аргоні при 250 °С).

Зменшення тиску пресування від 2,0 ГПа до 1,5 ГПа призводить до зменшення питомої електропровідності у всьому досліджуваному інтервалі температур без якісної зміни залежності $\sigma(T)$. Як видно з рис. 3, відпалений зразок, що був спресований при тиску 1,5 ГПа (2a*) володіє такою ж питомою електропровідністю, як і зразок отриманий при тиску 2 ГПа і не відпалювався (XV 3, XVI 1Sa).

Коефіцієнт термо-ЕРС відпалених зразків слабо залежить від попередніх умов їх отримання. Для невідпалених зразків $\alpha(T)$ змінює знак при нижчій температурі. При цьому, якісних змін у даній залежності не спостерігається. Коефіцієнт теплопровідності холодно пресованих зразків є відносно низьким. А при використанні методу гарячого пресування підвищується вдвоє.

Що стосується концентрації носіїв, то є певні відмінності у властивостях зразків отриманих при тисках пресування 1,5 і 2,0 ГПа. Так для зразків пресованих при вищому тиску холлівська концентрація носіїв становить $\approx 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ незалежно від того відпалювався чи не відпалювався зразок (рис. 4,а). У випадку ж зразків отриманих при тиску 1,5 ГПа відпалені зразки завжди характеризувалися концентрацією $\approx 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 4,б), тоді яку невідпалених зразках концентрація носіїв могла варіюватись в межах $(0,3 - 1,0) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, хоча

завичай вона була в околі значень характерних для відпаленого зразка.

Таким чином, незалежно від технологічних умов отримання зразка (в межах досліджуваних варіацій) концентрація носіїв залишається сталою в межах похибки величиною $\approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Разом з незмінністю параметра елементарної комірки при цих же варіаціях технологічних факторів отримання зразка можна зробити висновок, що дефектна підсистема, зокрема концентрація домінуючих точкових дефектів, які і визначають числове значення n_n , не змінюється. Такий висновок вимагає додаткових експериментальних підтверджень. Але його важливість полягає в тому, що вибрані технологічні параметри дозволяють отримувати механічно стабільні зразки не руйнуючи дефектної підсистеми сформованої за вищих температур при кристалізації злитку.

Незмінність концентрації носіїв дає можливість якісно пояснити температурну залежність, а саме зростання, коефіцієнта термо-ЕРС у діапазоні температур до 150°C . Так у випадку невідродженості дірок до 150°C , коефіцієнт термо-ЕРС визначатиметься згідно формули Писаренко [10] ($\alpha = k/e[\gamma + 2 + \ln(N_v/p)]$). Зважаючи на сталість величини p , а також на те, що $N_v \sim T^{3/2}$, отримаємо $\alpha \sim a + b \cdot \ln(T)$. У випадку виродженості, згідно [11], $\alpha = 8\pi^2 k^2 / (3eh^2 m) \cdot T(\pi/3p)^{2/3}$. Тобто, у першому випадку отримаємо збільшення α з температурою за логарифмічним законом, у другому – за лінійним. Ідентифікувати чітко який з варіантів спостерігається в дійсності складно, оскільки напівпровідник у даному випадку, насправді, є слабо виродженим. Так, використовуючи залежність:

$$p = N_v \exp\left(-(\mu + E_g)/kT\right), \quad \text{отримаємо}$$

$$-(\mu + E_g)/kT = \ln(p/N_v). \quad \text{Тут}$$

$N_v = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}$. При 150°C ефективна маса легких дірок становить $\approx 0.15 m_0$ [12]. За концентрації $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ енергія Фермі, відрахована від стелі валентної зони дорівнює $\approx -0.02 \text{ eV}$, а її безрозмірне значення становить ≈ -2 . Тобто дірки є слабо виродженими. У випадку врахування важких дірок з ефективною масою $\approx 1,1 m_0$ [13], дане значення збільшиться приблизно втричі, що, якісно, картини не змінить.

Але найбільша складність аналізу температурних залежностей $\alpha(T)$ та $\sigma(T)$ полягає у необхідності врахування при температурах вище $150 - 200^\circ \text{C}$ концентрації як дірок так і електронів. У цьому випадку спостережувані температурні залежності питомої електропровідності та коефіцієнта термо-ЕРС якісно та кількісно правильно можуть бути пояснені на основі моделі, що враховує два типи носіїв (електронів та дірок). З системи двох рівнянь:

$$n + N_a^- = p; \quad (1)$$

$$np = n_i^2, \quad (2)$$

знаходимо окремо концентрації електронів і дірок (n

і p), варіюючи тільки концентрацію іонізованих акцепторів N_a^- . Власну концентрацію n_i^2 розраховуємо, задаючи ширину забороненої зони згідно трьох моделей:

- 1) $E_g = 0.38 \text{ eV}$ [14],
- 2) $E_g = 0.18 + 0,0004 T$ [12], eV,
- 3) зшивка залежностей першої і другої моделі відповідно до температурного діапазону.

$$4) \quad n_i^2 = N_v N_c \exp(-E_g/kT), \quad (3)$$

$$N_c = 2(2\pi m_c^* kT/h^2)^{3/2},$$

$$N_v = 2(2\pi m_v^* kT/h^2)^{3/2},$$

$$m_c^* = 0,142 \cdot m_e \cdot (T/120)^{0.4} [12],$$

$$m_{v,l}^* = 0,142 \cdot m_e \cdot (T/120)^{0.4} [12],$$

$$m_{v,h}^* = 1,1 m_e [13].$$

Рухливості електронів і дірок знаходимо за виразами:

$$\mu_e = \mu_{e300} (T/300)^{r_e}, \quad (4)$$

$$\mu_h = \mu_{h300} (T/300)^{r_h}, \quad (5)$$

варіюючи μ_{e300} і μ_{h300} та r_e і r_h . Таким чином апроксимаційна залежність електропровідності:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h, \quad (6)$$

$$\sigma_e = e n \mu_e, \quad (7)$$

$$\sigma_h = e r \mu_h \quad (8)$$

має чотири варіативні параметри, представлені в табл. 1. Концентрація акцепторів варіювалась в межах похибки визначених холлівських концентрацій дірок (рис. 4). Апроксимацію проводили у два етапи. На першому з них усі п'ять параметрів варіювались у довільних межах для отримання як найкращої кореляції з експериментальними даними $\sigma(T)$. Для зразків 3а та 3а* ці результати наведено у табл. 1 (параметри у дужках). Варто зазначити, що найбільш задовільна кореляція розрахункових кривих $\sigma(T)$ з експериментальними досягалась у випадку прийняття для досліджуваного температурного діапазону $E_g = \text{const} = 0.38 \text{ eV}$.

Параметри μ_{e300} і μ_{h300} можуть варіюватись довільно, тоді як r_e і r_h визначаються механізмом розсіювання. Так, температурна залежність провідності визначатиметься температурною залежністю рухливості, яку можна представити у вигляді [10]:

$$\mu \sim m^*(T)^{r-3/2-1} T^{-r-t}. \quad (9)$$

Тут m^* – ефективна маса, r – параметр розсіювання носіїв (r – параметр, що залежить від механізму розсіювання: $r = 0$ при розсіюванні на акустичних фонах, деформаційному потенціалі оптичних фононів, та короткодіючому потенціалі точкових дефектів; $r = 1$ при розсіюванні на полярних оптичних фонах; $r = 2$ при розсіюванні на іонізованих домішках (кулонівському потенціалі)), $t = 1/2$ для короткодіючого потенціалу та іонізованих домішок, $t = 3/2$ для акустичних фононів, полярних та деформаційних оптичних фононів. Зважаючи на те, що ефективна маса легких дірок, як і електронів теж є функцією температури ($m \sim T^{0.4}$ [12]), то залежність (9) можна представити як

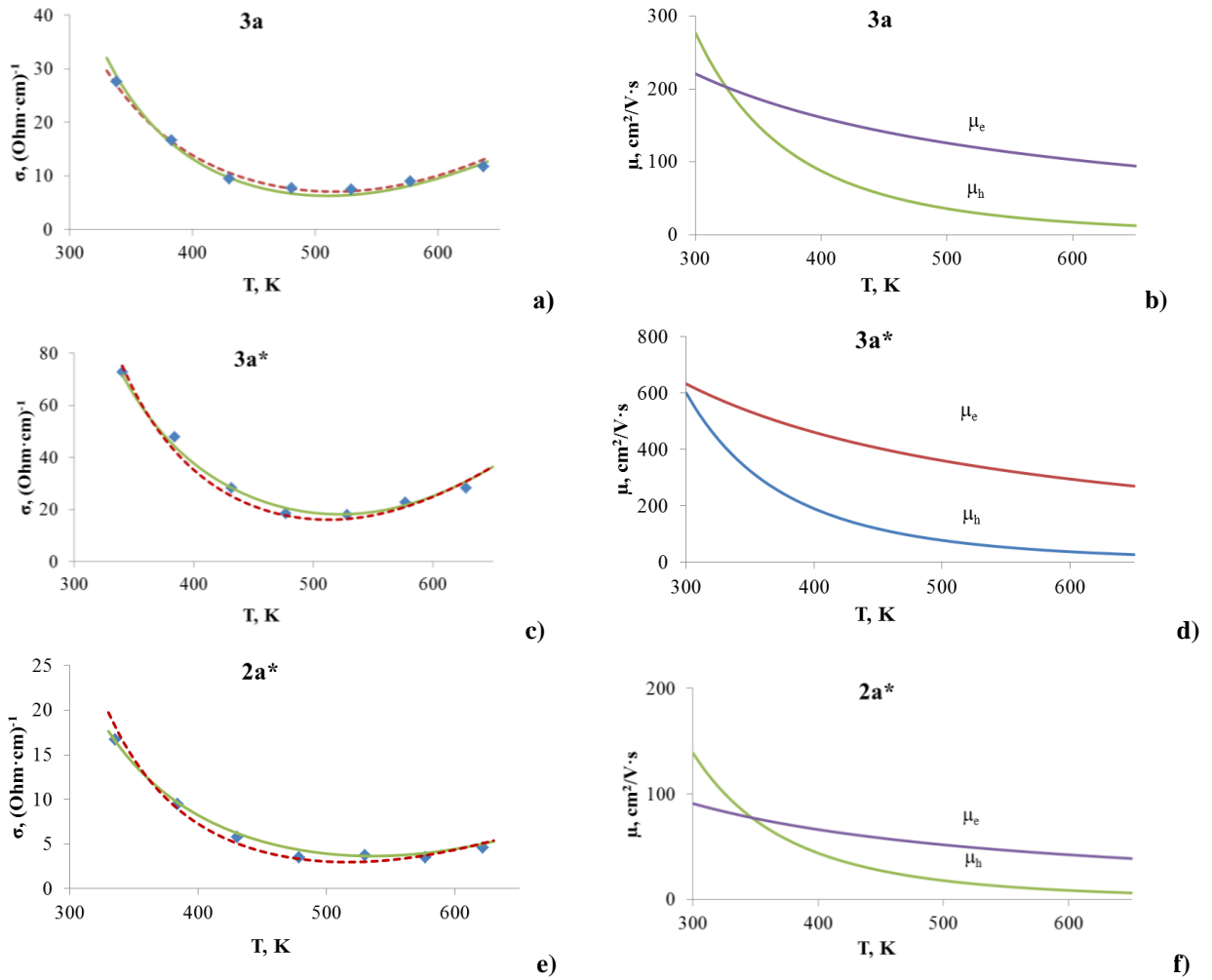


Рис. 5. а, с, е – експериментальні (точки) і розраховані температурні залежності питомої електропровідності для зразків PbTe 3а, 3а*, 2а*: суцільна крива (—) – розрахунок з використанням оптимальних (апроксимаційних) параметрів; штрихована крива (- -) – розрахунок для випадку моделі $r_e = -1.1, r_h = -4.0$. б, д, f – розраховані для випадку моделі $r_e = -1.1, r_h = -4.0$ рухливості електронів і дірок для зразків PbTe 3а, 3а*, 2а*.

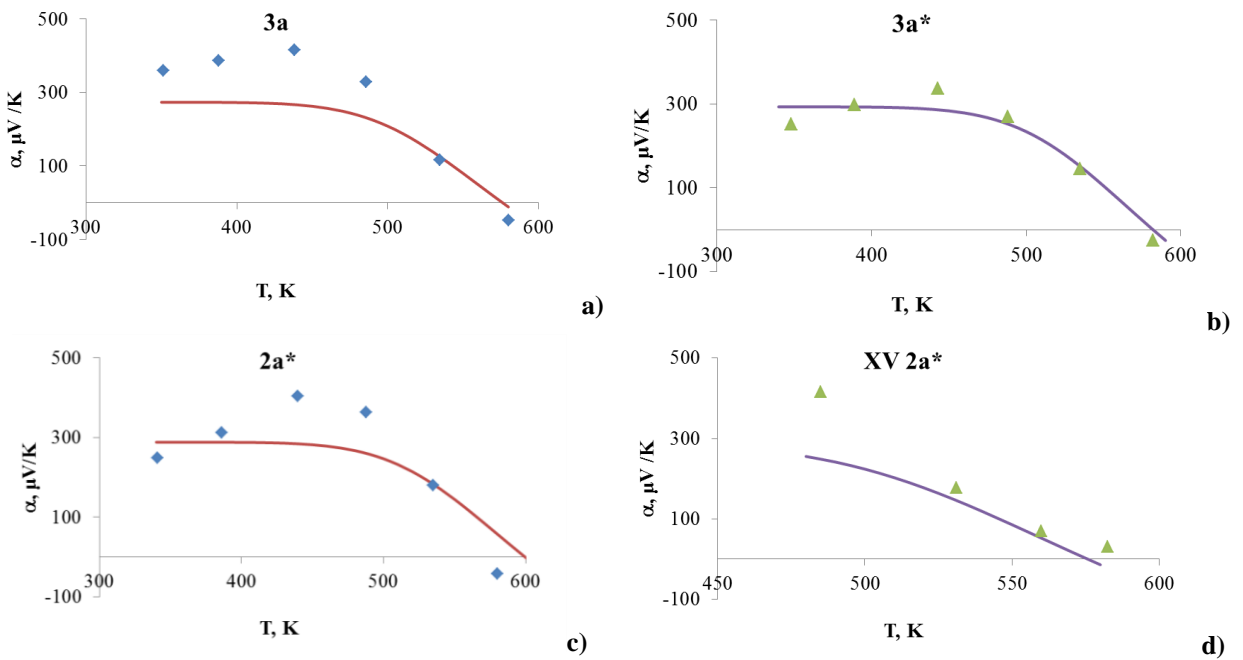


Рис. 6. Експериментальні температурні залежності коефіцієнта термо-ЕРС і розраховані згідно формули (12) для випадку моделі $r_e = -1.1, r_h = -4.0$ для зразків PbTe 3а, 3а*, 2а*, XV 2а*.

Таблиця 1

Найбільш оптимальні (в дужках) 5 параметрів апроксимації експериментальної залежності $\sigma(T)$ і оптимальні 3 параметри при фіксованих 2, що характеризують розсіювання електронів на полярних оптичних фононах, а важких дірок на акустичних

Зразок	$N_a, \text{см}^{-3}$	$\mu_{h300} \text{см}^2/\text{В с}$	$\mu_{e300} \text{см}^2/\text{В с}$	r_h	r_e
3a*	1,23 (1,05)	601 (811)	633 (797)	-4(-4,74)	-1,1(-1,38)
3a	0,98 (0,67)	277 (467)	221 (129)	-4 (-4,7)	-1,1(-0,58)
XV3+XVI	1,21	88	547	-4	-1,1
XV 2*	1,2	471	548	-4	-1,1
2a*	1,16(1,11)	139(183)	91(235)	-4 (-5,3)	-1,1(-2,06)

Таблиця 2

Параметри температурної залежності рухливості та коефіцієнт термо-ЕРС для різних механізмів розсіювання [10]

Розсіювання на	r	t	r_h	r_e	$A=2+r$
оптичних фононах (полярне розсіювання)	1	3/2	-2	-1,1	3
оптичних фононах (деформаційний потенціал)	0	3/2	-4	-2,5	2
акустичних фононах	0	3/2	-4	-2,5	2
короткодійному потенціалі	0	1/2	-3	-1,5	2
кулонівському потенціалі	2	1/2	+1	1,3	4

$$\mu_e \sim T^{(r-3/2-1)0,4+r-t} = T_{re} \quad (10)$$

У випадку важких дірок ефективна маса від температури не залежить. Тоді

$$\mu_h \sim T^{(r-3/2-1)+r-t} = T_{rh} \quad (11)$$

Розраховані значення показника степеня для різних механізмів представлено у табл. 2.

Співставляючи дані табл. 1 для зразків 3a та 3a* з даними табл. 2, можна зробити висновок, що найбільш імовірними механізмами розсіювання електронів є розсіювання на полярних оптичних фононах (r_e (аргох) $\approx -0,58$ (-1,38), r_e (theor) = -1,1). У випадку дірок показник степеня близько визначеного з апроксимації значення $\approx -4,7$ може бути отриманий лише за умови, що визначальним у формуванні рухливості є вплив важких дірок. У цьому випадку r_h (theor) = -4.0. і розсіювання здійснюється на акустичних фононах чи деформаційному потенціалі оптичних фононів. Такий висновок повністю узгоджується з висновком зробленим у попередній роботі [7] та [8]. Додатковим аргументом, який підтверджує визначальну роль важких дірок є те, що найкращі кореляції розрахункових даних з експериментом отримано за умови, що ширина забороненої зони становить 0,38 eV і з температурою не змінюється.

З аналізу числових значень μ_{e300} і μ_{h300} можна зробити висновок, що рухливості у зразках отриманих холодним пресуванням при тиску 2 ГПа та гарячим пресуванням при $T = 250$ °C є практично однакові. Зважаючи на значно нижчі значення коефіцієнта теплопровідності холодно пресованих зразків можна вважати, що метод холодного пресування під високим тиском є перспективним з точки зору покращення термоелектричної добротності матеріалів на основі PbTe.

При визначенні механізмів розсіювання носіїв, можна провести розрахунок температурної залежності коефіцієнта термо-ЕРС:

$$\alpha = -k/e[A_e\sigma_e - A_h\sigma_h + \sigma_e \ln(N_e/n) - \sigma_h \ln(N_v/p)]/\sigma, \quad (12)$$

де константи A_e (A_h) залежать від механізму розсіювання носіїв заряду ($A = r + 2$, табл. 2). Результати розрахунку $\alpha(T)$ представлено на рис. 6. В області температур до 450 К спостерігається певна відмінність між розрахованою кривою $\alpha(T)$ та експериментальними даними. В той же час, для більш високих температур кореляція з експериментом є задовільною. Вочевидь, запропонована модель адекватно характеризує електронну підсистему (механізм розсіювання, температурна залежність ефективної маси), а для дірок можливим є вплив додаткових факторів. Їх прояв може бути зумовлений складною структурою валентної зони в області температур ≈ 450 К та, ймовірно, додатковими механізмами розсіювання, зокрема, як зазначалось у [7], розсіюванням на границях зерен. Також варто мати на увазі, що формула використана для коефіцієнта термо-ЕРС справедлива для не виродженого випадку, тоді як досліджувані зразки за вказаних температур є слабо виродженими.

Висновки

1. Питома електропровідність та коефіцієнт термо-ЕРС, у зразках отриманих гарячим пресуванням при тиску 0,5 ГПа і $T = 250$ °C та холодним пресуванням при тиску 2ГПа є практично однаковими, що при меншому коефіцієнті теплопровідності холодно пресованих зразків визначає перспективність даного методу для отримання термоелектричних матеріалів з високою добротністю.

2. Встановлено, що домінуючим механізмом розсіювання електронів у отриманих методом

пресування порошку зразках PbTe є розсіювання на полярних оптичних фононах, а дірок – на акустичних фононах. Причому, така закономірність зберігається для усіх досліджуваних зразків отриманих за різних технологічних факторів.

3. Дослідження параметра елементарної комірки, вимірювання холлівської концентрації носіїв та моделювання електрофізичних властивостей зразків отриманих за різних технологічних умов вказують на незначні зміни дефектної підсистеми (концентрації домінуючих точкових дефектів) при досліджуваних температурах пресування та відпалу зразків, що є важливим фактором, з точки зору формування наперед заданих властивостей термоелектричних

матеріалів. Тобто дефектна підсистема матеріалу, а отже і концентрація вільних носіїв заряду у ньому, можуть бути сформовані на окремому етапі створення термоелемента, ще до проведення технологічних операцій брикетування.

Салій Я.П. – професор, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики і хімії твердого тіла;
Матківський О.М. – к. ф.-м. н., старший науковий співробітник кафедри фізики та хімії твердого тіла;
Горічок І.В. – д.ф.-м.н., професор кафедри фізики і хімії твердого тіла;

- [1] L.-D. Zhao, V. P. Dravid, M. G. Kanatzidis, The panoramic approach to high performance thermoelectrics, *Energy Environ. Sci.* 7, 251–268 (2014) (<https://doi.org/10.1039/C3EE43099E>).
- [2] J.R. Sootsman, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, New and Old Concepts in Thermoelectric Materials, *Angew. Chem. Int. Ed.* 48, 8616–8639 (2009) (<https://doi.org/10.1002/anie.200900598>).
- [3] A.V. Dmitriev, I.P. Zvyagin, Sovremennyye tendentsii razvitiya fiziki termoelektricheskikh materialov, *UFN*, 180(8), 821–838 (2010).
- [4] H. Wang, J.-H. Bahk, Ch. Kang, J. Hwang, K. Kim, J. Kim, P. Burke, J. E. Bowers, A. C. Gossard, A. Shakouri, W. Kim, Right sizes of nano- and microstructures for high-performance and rigid bulk thermoelectrics, *PNAS* 111(30), 10949–10954 (2014) (<https://doi.org/10.1073/pnas.1403601111>).
- [5] E. P. Sabo, Tehnologiya halkogenidnykh termoelementov. Fizicheskie osnovy. *Journal of Thermoelectricity* 3, 30–46 (2000).
- [6] I.V. Horichok, I.M. Lishchynskiy, S.I. Mudryi, O.S. Oberemok, T.O. Semko, I.M. Khatsevych, O.M. Matkivskiy, H.D. Mateik, R.O. Dzumedzei, Tekhnolohichni aspekty otrymannia termoelektrychnoho PbTe, *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii* 14(3), 53–64 (2017).
- [7] I.V. Horichok, V.V. Prokopiv, R.I. Zapukhlyak, O.M. Matkivskiy, T.O. Semko, I.O. Savelikhina, T.O. Parashchuk, Effects of Oxygen Interaction with PbTe Surface and Their Influence on Thermoelectric Material Properties, *Journal of Nano- and Electronic Physics* 10(5), 05006(5pp) (2018) ([https://doi.org/10.21272/jnep.10\(5\).05006](https://doi.org/10.21272/jnep.10(5).05006)).
- [8] M.Y. Vynogradova, V.Y. Tamarchenko, L.V. Prokofeva, Parametryi slozhnoi valentnoi zonyi y osobennosti provodymosti v r-PbTe, *FTP*, 9(3) (1975).
- [9] D.M. Zayachuk, The dominant mechanisms of charge-carrier scattering in lead telluride, *FTP* 31(2), 217–221 (1997) (<https://doi.org/10.1134/1.1187322>).
- [10] B.M. Askerov, Elektronnyie yavleniya perenosa v poluprovodnikah, *Nauka*, 320 p. (1985).
- [11] G. J. Snyder and E. S. Toberer, Complex thermoelectric materials, *Nature materials* 7, 105–114 (2008) (https://doi.org/10.1142/9789814317665_0016).
- [12] B.M. Askerov, Elektronnyie yavleniya perenosa v poluprovodnikah, *Nauka*, 320 p. (1985).
- [13] B.F. Gruzinov, I.A. Drabkin, G.F. Zaharyugina et al. Polozhenie urovnya Fermi v splavah PbTe, legirovannykh primesyuu In, v oblasti vyisokikh temperature, *FTP*, 13(2), 330–334 (1979).

Ya.P. Saliy, O.M. Matkivskiy, I.V. Horichok

Scattering Mechanisms in pressed PbTe

Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine, e-mail: o.matkivsky@opora.org.ua

The results of studies of structural and thermoelectric properties obtained by the powder pressing method of PbTe samples are presented. In order to interpret the obtained results, a theoretical calculation of the specific conductivity and the Seebeck coefficient was performed on the basis of a model that takes into account two types of free charge carriers. Conclusions have been made about the mechanisms of carrier scattering.

Keywords: plumbum telluride, thermoelectric properties, scattering mechanisms.