

Д.М. Фреїк<sup>1</sup>, І.К. Юрчишин<sup>1</sup>, Ю.В. Лисюк<sup>1</sup>, Г.Д. Матеїк<sup>2</sup>, О.Р. Надрага<sup>1</sup>

## Квантові розмірні ефекти у наноструктурах на основі PbTe і Bi

<sup>1</sup>Фізико-хімічний інститут Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника,  
вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76018, Україна, E-mail: [freik@pu.if.ua](mailto:freik@pu.if.ua)

<sup>2</sup>Кафедра фізики і новітніх технологій Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу  
вул. Карпатська 15, Івано-Франківськ, 76000, Україна

Наведено аналіз розмірних ефектів термоелектричних властивостей наноструктур поліамід/p-PbTe, KCl/n-PbTe/EuS, слюда/n-Bi/EuS, слюда/PbTe/Bi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Досліджено залежності від товщини термоелектричних параметрів (провідності  $\sigma$ , рухливості  $\mu$ , коефіцієнтів Зеєбека  $S$  і термоелектричної потужності  $S^2\sigma$ ) наноструктур n-PbTe легованих вісмутом із вмістом Bi 1 ат. %, вирощених з парової фази на сколах (0001) слюди-мусковіт. При товщині наноструктури n-PbTe:Bi  $d \sim 320$  нм зафіксовано пік всіх досліджуваних параметрів. Зроблено спробу пояснити виявлений ефект квантуванням енергетичного спектру електронного газу у квантових ямах структури (0001) слюда/n-PbTe:Bi.

**Ключові слова:** телурид свинцю, вісмут, наноструктури, квантово-розмірні ефекти.

Стаття постуила до редакції 12.03.2011; прийнята до друку 15.06.2011.

### Вступ

Телурид свинцю використовується в якості матеріалу для оптоелектроніки та термоелектрики [1]. Легування PbTe вісмутом забезпечує оптимальне значення концентрації носіїв, що в поєднанні з можливістю незалежної варіації значення коефіцієнта Зеєбека ( $S$ ), електро- ( $\sigma$ ) і теплопровідності ( $\chi$ ) у низькорозмірних системах створює умови для істотного росту термоелектричної добротності  $Z=S^2\sigma/\chi$  на відміну від 3-мірних кристалічних твердих тіл, у яких варіація цих величин обмежується законом Відемана-Франца [2].

Сьогодні відомо про амфотерну дію Bi в PbTe [3] і за невеликого вмісту Bi кристали володіють р-типом провідності, що пов'язано з акцепторною природою йону  $Bi_{Te}^{+}$  в підгратці телуру [4]. Разом з тим при введенні менше 0,1 ат. % Bi у нестехіометричному p-PbTe має місце конверсія знаку провідності [5-8]. Що стосується плівок n-PbTe:Bi, то у них дефіцит атомів Te, ймовірно, компенсується частковим розміщенням атомів Bi в підгратці Te, поряд з локалізацією Bi в підгратці Pb ( $Bi_{Pb}^{+}$ ). Однаковий по абсолютній величині зарядовий стан Bi у цих підгратках  $Bi^{3+}$  ( $Bi_{Pb}^{+}$ ,  $Bi_{Te}^{+}$ ) викликає самокомпенсацію його легуючої дії [9].

На даний час досить добре досліджено властивості тонких плівок PbTe, Bi та надграток PbTe/Bi [10-16], що дозволяє на основі порівняння з результатами цих робіт оцінити вплив легування Bi

на властивості наноструктур PbTe. Зазначимо, що деякі дані по впливу концентрації Bi на властивості тонких плівок PbTe приведено у роботі [9], однак у ній нічого не сказано про товщину досліджуваних плівок, що є дуже важливою характеристикою для такого об'єкту. Автори зазначеної роботи також спостерігали зниження теплопровідності плівок PbTe при легуванні вісмутом; це може бути пояснено флуктуаціями маси, які виникають в гратці PbTe при сильному легуванні, що вносить помітний вклад в розсіювання фононів. Ріст концентрації домішки Bi в плівках PbTe також призводить до росту провідності (за рахунок збільшення електронної концентрації носіїв) і невеликого зниження коефіцієнта Зеєбека. Такі дані пояснюють доцільність використання Bi в якості легуючої домішки для плівок PbTe.

Метою даної роботи є дослідження особливостей поведінки ряду термоелектричних (ТЕ) параметрів від товщини легованих вісмутом наноструктур телуриду свинцю n-типу, осаджених на підкладки зі слюди.

### I. Методика експерименту

Зразки для дослідження вирощували з парової фази методом відкритого випаровування у вакуумі на свіжі сколи (0001) слюди-мусковіт марки СТА. Температура випарника під час осадження складала  $T_v = 700$  °C, а температура підкладок змінювалася в межах  $T_{\pi} = (150-200)$  °C.

Матеріал для вирощування синтезували шляхом

сплавлення високочистих Pb, Bi і Te (99,99 % основного компонента) у вакуумованих до  $\sim 10^{-1}$  Па кварцових ампулах і охолодження в режимі виключеної пічки. Відсоткове співвідношення компонентів підбиралося з розрахунком, що Bi заміщує атоми свинцю у зв'язку з його донорною дією в підгратці Pb: 50% – Te, 49% – Pb, Bi – 1% .

Вимірювання електричних параметрів проводилося на повітрі при кімнатній температурі протягом  $\sim 10$  хв після вирощування. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омичних контактів використовувалися плівки срібла. Струм через зразки складав  $\sim 3$  мА.

Холлівська рухливість обраховувалася як  $\mu = R_H \cdot \sigma$ . Сталу Холла  $R_H$  визначали шляхом вимірювання поперечної різниці потенціалів у перпендикулярно направленому до поверхні плівок магнітному полі з індукцією 2 Тл. Всі зразки мали провідність n-типу.

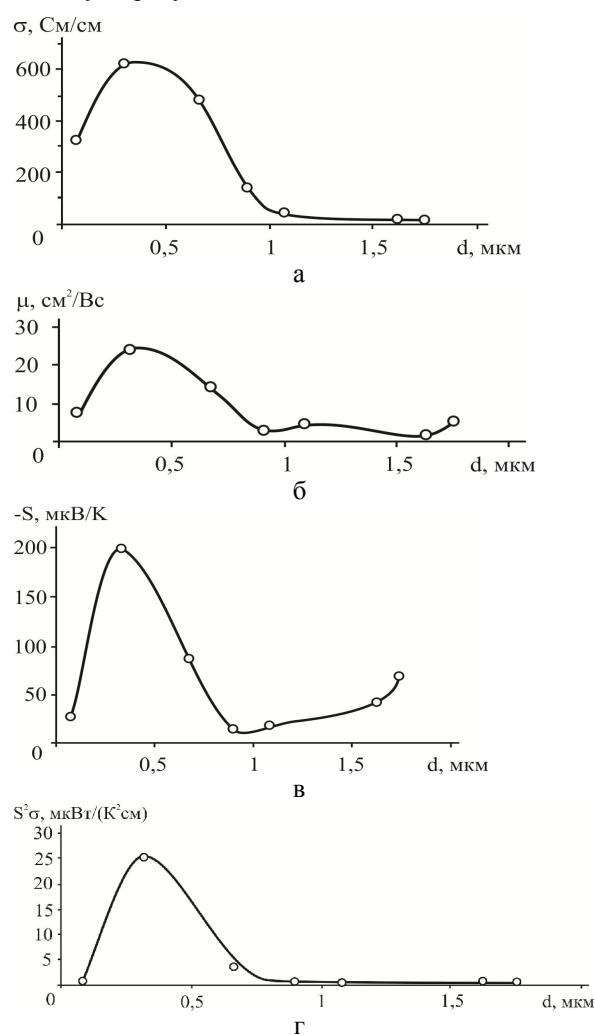
## II. Результати та обговорення

На рис. 1 зображено експериментальні залежності термоелектричних коефіцієнтів від товщини наноструктур (0001) СТА/PbTe:Bi при кімнатній температурі. Як видно всі чотири коефіцієнти демонструють максимум у точці, що відповідає товщині  $\sim 320$  нм. При цій товщині питома електропровідність  $\sigma$  досягає значення 627 См/см (рис. 1,а), рухливість носіїв  $\mu$  рівна 24,2 см<sup>2</sup>/В с (рис. 1,б), а коефіцієнт Зеебека  $|S| = 200,3$  мкВ/К (рис. 1,в). Порахований на основі отриманих значень  $\sigma(d)$  та  $S(d)$  (рис. 1,а; 1,б) коефіцієнт потужності  $P = S^2\sigma$  при цій товщині складає 25,2 мкВт/К<sup>2</sup>см (рис. 1,г).

Порівнюючи максимальні значення ТЕ параметрів свіжовирощених наноструктур p-PbTe на поліаміді [12] із аналогічними параметрами даної роботи можна сказати, що легування Bi призводить до росту електропровідності приблизно в 330 раз, до спаду коефіцієнта Зеебека у 2,6 рази та до росту коефіцієнта термопотужності у 29,6 раз. При цьому слід зауважити, що якщо у чистих плівках PbTe концентрація електронів лежить у межах  $(10^{17}-10^{18})$  см<sup>-3</sup> [10,11], а у захищених від дії кисню плівках PbTe p-типу  $p = 2,3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [12], то у нашому випадку вона є значною  $n = 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

Наноплівки стехіометричного PbTe, захищені від дифузії кисню шаром EuS, характеризуються такими оптимальними параметрами:  $\sigma_{\max PbTe} \approx 700$  См/см;  $|S|_{\max PbTe} \approx 400$  мкВ/К для надтонкої плівки чистого PbTe товщиною  $d = 23$  нм і  $|S|_{\max PbTe} \approx 200$  мкВ/К в діапазоні товщин  $d = (25-200)$  нм;  $S^2\sigma_{\max PbTe} \approx 29$  мкВт/К<sup>2</sup>см (рис. 2, крива 1) [10]. Співставлення цих даних з описаними вище параметрами для структур n-PbTe:Bi дозволяє стверджувати, що легування вісмутом може бути альтернативою нанесенню шару EuS, який захищає конденсат від дифузії кисню. Разом з тим, дещо вище значення термопотужності захищених плівок PbTe [10] у порівнянні з легуваними Bi може

пояснюватися змінами в електричних параметрах конденсату за рахунок дії кисню [17,18].

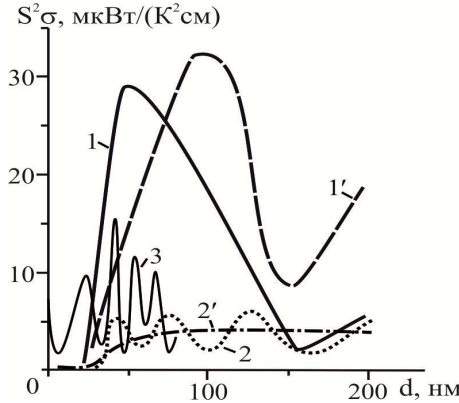


**Рис. 1.** Залежність питомої провідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б), коефіцієнтів Зеебека  $S$  (в) та термоелектричної потужності  $S^2\sigma$  (г) від товщини плівок PbTe:Bi на сколах (0001) слюди-мусковіт при  $T=300$  К.

Інтерес до плівок чистого Bi пов'язаний з теоретичним передбаченням переходу напівметал-напівпровідник при зменшенні товщини, внаслідок якого прогнозується підвищення термоелектричної ефективності. Однак на сьогодні немає переконливих експериментальних доказів існування такого переходу. Максимальні значення ТЕ параметрів у тонких плівках Bi, отримані в роботі [13], рівні:  $\sigma_{\max Bi} \approx 3000$  См/см;  $\mu_{\max Bi} = 500$  см<sup>2</sup>/В с,  $|S|_{\max Bi} \approx 48$  мкВ/К;  $S^2\sigma_{\max PbTe} \approx 6$  мкВт/К<sup>2</sup>см. Як видно, невелике значення коефіцієнта Зеебека призводить до малої величини коефіцієнта термопотужності (рис. 2, криві 2, 2').

Що стосується гетероструктур слюда/PbTe/Bi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, то незважаючи на те, що максимальні значення провідності і коефіцієнта Зеебека ( $\sigma_{\max PbTe/Bi} \approx 2000$  См/см,  $|S|_{\max PbTe/Bi} \approx 280$  мкВ/К) [15,16] у них є вищими за відповідні аналоги досліджуваної структури, за рахунок того, що такі значення ТЕ параметрів мають

місце при різних товщинах шару Ві ( $d_{\text{Ві}}$ ), максимальне значення коефіцієнта термопотужності ( $S^2\sigma_{\text{maxPbTe/Bi}} \approx 15 \text{ мкВт/К}^2\text{см}$ ) виявляється меншим на  $\Delta S^2\sigma = 10,2 \text{ мкВт/К}^2\text{см}$  (рис. 2, крива 3).



**Рис. 2.** Залежності коефіцієнта термоелектричної потужності  $S^2\sigma$  від товщини шару: стехіометричного (крива 1) і з 2 ат. % додаткового свинцю (крива 1') PbTe у наноструктурі KCl/n-PbTe/EuS [10]; Ві, вирощеного при  $T_{\text{п1}} = 380 \text{ К}$  (крива 2) і  $T_{\text{п2}} = 300 \text{ К}$  (крива 2') у структурі слюда/n-Vi/EuS [13]; і Ві у гетероструктурі слюда/PbTe/Bi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $d_{\text{PbTe}} = 50 \text{ нм}$ ) (крива 3) [15] при  $T = 300 \text{ К}$ .

Одним з можливих пояснень виявленого розмірного ефекту може бути його квантова природа, пов'язана з обмеженням руху носіїв у потенціальній ямі, утвореній непроникними бар'єрами: слюдяною підкладкою та окисним шаром на поверхні конденсату. Для квантової ями (КЯ) з високими стінками термоелектричні транспортні коефіцієнти можна отримати з рівнянь Больцмана, які записуються в припущенні, що електронна функція розподілу в стаціонарному стані залишається сталою і може змінюватися лише за рахунок зовнішніх сил і полів. Тоді система електронів повертається до рівноважного стану через релаксаційні процеси з характеристичними часами релаксації. За цієї умови для коефіцієнта Зеебека  $S$  можна отримати [19]:

$$S = \frac{k_B}{e} \left[ \frac{E_F}{k_B T} - \frac{A_1 + A_2}{A_3} \right], \quad (1)$$

де:

$$A_1 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} \int_0^\infty x^2 \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right), \quad (2)$$

$$A_2 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} E'_n \int_0^\infty x \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right), \quad (3)$$

$$A_3 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} \int_0^\infty x \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right). \quad (4)$$

Тут  $k_B$  – стала Больцмана,  $E_F$  – енергія Фермі,  $e$  – заряд електрона,  $T$  – температура. Функція розподілу Фермі має відомий вигляд:

$$f_n = \frac{1}{e^{x-h_n} + 1}, \quad (5)$$

де  $x = \frac{e}{k_B T}$  – понижена енергія носія,  $h_n = x - E'_n$ ,

$$x = \frac{E_F}{k_B T} \text{ і } E'_n = \frac{E_n}{k_B T}.$$

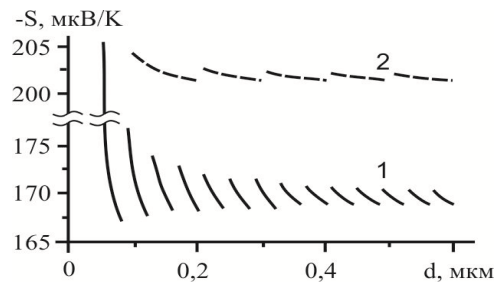
Кількість квантованих рівнів, що лежать нище заданої енергії, визначається:

$$E_n = \frac{p^2 \hbar^2}{2m_c^* d^2} n^2. \quad (6)$$

Підставляючи у (6) значення енергії Фермі, можна знайти ширину  $d$ , при якій нижче рівня Фермі лежить задана кількість рівнів  $n$ . Різниця між значеннями цієї ширини для двох найближчих рівнів визначатиме період осциляцій  $\Delta d$ , який буде рівний ширині  $d_{\text{мін}}$ , при якій дно найнищої підзони співпадає з енергією  $E_F$ . Таким чином з (6) випливає:

$$\Delta d = d_{\text{мін}} = \frac{l_F}{2} = \frac{\hbar}{\sqrt{8m_c^* E_F}} \quad (7)$$

Побудова товщинної залежності коефіцієнта Зеебека за формулою (1) для КЯ PbTe добре узгоджується з експериментом [10] по відношенню до середнього значення величини  $S$  на всьому проміжку досліджуваних товщин. Разом з тим, експериментальний і теоретичний період осциляцій сильно відрізняються. Що стосується КЯ Ві, то в порівнянні з експериментом [13] теоретична модель дає дещо вищі значення  $S$  (рис. 3). Це може пояснюватися невірною оцінкою ефективної маси ( $m_{\text{Ві}} = 0.01m_e$  [20]), а також значною концентрацією дірок, що зменшує величину  $S$ . Як видно з рис. 2 значення коефіцієнта Зеебека для КЯ Ві є нижчими за відповідні величини КЯ PbTe, що підтверджується експериментом [10,13].



**Рис. 3.** Залежності коефіцієнта Зеебека від ширини квантової ями з непроникними стінками для Ві (1) і PbTe (2) при  $T = 300 \text{ К}$ .

У роботі [13] досліджували дві серії зразків тонких плівок Ві, отриманих тепловим випаровуванням у вакуумі з температурами підкладки  $T_{\text{п1}} = 380 \text{ К}$  і  $T_{\text{п2}} = 300 \text{ К}$ . Для зразків з нижчою температурою підкладки  $T_{\text{с2}}$  у товщинній залежності  $S$  практично не виявлено осциляцій, а крива  $S_2(d)$  проходить трохи нижче максимумів осциляційної залежності  $S_1(d)$  для серії зразків з  $T_{\text{п1}} = 380 \text{ К}$ . Це саме стосується коефіцієнта  $S^2\sigma$  (рис. 2, криві 2, 2'). Така поведінка товщинних залежностей коефіцієнта Зеебека для різної температури підкладки авторами [13] пояснюється тим, що плівки вирощені при  $T_{\text{п1}}$  мають вищий ступінь структурної досконалості і це сприяє

спостереженню квантово-розмірного ефекту. Разом з тим незначна амплітуда осциляцій в теоретичній моделі для заданого експериментом діапазону товщин може свідчити про наявність інших факторів, які спричиняють ріст осциляційної амплітуди d-залежностей ТЕ параметрів. Так як теорія квантово-розмірного ефекту дає вірні значення середньої величини  $S$  на всьому проміжку досліджуваних товщин, можна сказати, що основним чинником росту амплітуди коливань d-залежностей ТЕ параметрів для наноструктур є процеси самовпорядкування, які в першу чергу пов'язані з типом підкладки і з видом конденсованої сполуки.

У роботах [10,11] осциляційні залежності ТЕ параметрів від товщини плівок PbTe пояснюються їх квантовою природою. При цьому експериментально отриманий період осциляцій  $\Delta d_{\text{PbTe}} = 100$  нм, на основі якого розрахунок енергії Фермі за формулою (7) дає її значення  $\epsilon_{\text{F PbTe}} = 1,55 \cdot 10^{-3}$  еВ. Для порівняння, експериментально отриманий період коливань у тонких плівках чистого Ві [13] становить  $\Delta d_{\text{Bi}} \approx 40$  нм і відповідна енергія Фермі  $\epsilon_{\text{F Bi}} = 23 \cdot 10^{-3}$  еВ. Припускаючи, що вісмут локалізується в певних областях PbTe, на основі відношення між роботами виходу PbTe і Ві ( $W_{\text{Bi}} < W_{\text{PbTe}}$ ), можна зробити висновок, що для дірок домішки Ві виступатимуть в ролі потенціальних ям, тоді як для електронів – у ролі потенціальних бар'єрів, що може призводити до зниження теплопровідності плівок PbTe при легуванні вісмутом. Оцінка енергій Фермі за формулою (7) показує що  $\epsilon_{\text{F PbTe}} < \epsilon_{\text{F Bi}}$ , а це означає, що у наноструктурі PbTe із включеннями Ві електрони провідності перетікають з напівметалу вісмуту до напівпровідника PbTe. Це супроводжується ростом енергії Фермі у PbTe і її спадом у Ві, а також формуванням просторового заряду на межах включень Ві. Отже, енергія Фермі на межах напівпровідника і напівметалу є сталою і знаходиться посередині між  $\epsilon_{\text{F PbTe}}$  та  $\epsilon_{\text{F Bi}}$ . Також, звідси можна сказати, що збільшення концентрації атомів Ві призводитиме до росту загальної енергії Фермі наноструктури PbTe:Vi. У зв'язку з тим, що в отриманих товщинних залежностях ТЕ параметрів (рис. 1) зафіксовано лише один пік, оцінити значення енергії Фермі на основі періоду осциляцій даних коефіцієнтів у такій структурі виявляється неможливим.

Автори [10] досліджували дві серії наноструктур PbTe товщиною  $d = (2-220)$  нм, вирощених тепловим випаровуванням у вакуумі на сколах (001) KCl з використанням наважок різного складу: стехіометричного і з 2 ат. % додаткового свинцю. Концентрація носіїв заряду у товстих ( $d > 200$  нм) плівках з першої і другої серії складала  $n = (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  і  $(3.8 \pm 0.2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , відповідно. Це означає, що ріст відсоткового вмісту свинцю призводить до росту концентрації носіїв n-типу у даній структурі. Виявлено, що при збільшенні концентрації носіїв n-типу спостерігається зміщення максимумів залежностей  $\sigma(d)$  та  $S^2\sigma(d)$  в сторону більшої товщини конденсату PbTe, а для  $S(d)$  – вліво.

При чому, результатом росту концентрації носіїв n-типу в наноструктурах чистого PbTe є збільшення параметрів  $\sigma$ ,  $S$ ,  $S^2\sigma$  по абсолютній величині (рис. 3, криві 1 і 1'). Зважаючи на те, що легування вісмутом також призводить до росту концентрації носіїв n-типу, подібно до роботи [10], можна припустити, що результатом цього має бути зміщення максимумів d-залежностей ТЕ параметрів в порівнянні з плівками чистого PbTe. Тоді виявлений пік при  $d \sim 320$  нм (рис. 1) є одним із піків залежностей  $\sigma(d)$  та  $S^2\sigma(d)$  плівок чистого PbTe, зміщений вправо в результаті легування. Однак, у цьому випадку залишається незрозумілим положення піку в залежності  $S(d)$ , який на відміну від двох вищезазначених параметрів повинен бути зміщений вліво (рис. 1,г).

Зазначимо, що більш коректним з точки зору узгодженості з експериментом повинен бути розрахунок d-залежностей ТЕ параметрів на основі моделі послідовних бар'єрів обмеженої висоти з ефективною масою Ві у PbTe. Такий розрахунок буде проведено у наших наступних роботах.

## Висновки

1. Встановлено, що при товщинах  $d \sim 320$  нм у наноструктурах (0001)слюда/n-PbTe:Vi із вмістом Ві 1 ат.% виявлено пік у величинах провідності  $\sigma$ , рухливості  $\mu$ , коефіцієнтів Зеєбека  $S$  і термоелектричної потужності  $S^2\sigma$ .
2. Показано, що максимальне значення коефіцієнта термоелектричної потужності наноструктур (0001)слюда/n-PbTe:Vi перевищує його значення у структурах поліамід/p-PbTe, слюда/n-Bi/EuS, слюда/PbTe/Bi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та співмірне із значенням  $S^2\sigma$  у структурі KCl/n-PbTe/EuS. Це дозволяє стверджувати, що легування вісмутом може бути альтернативою нанесенню шару EuS, який захищає конденсат від дифузії кисню.
3. На основі співставлення з експериментом залежностей коефіцієнта Зеєбека від ширини ями для структур PbTe та Ві, побудованих в моделі квантової ями з непроникними стінками, припущено, що процеси самовпорядкування є основним чинником росту амплітуди коливань d-залежностей ТЕ параметрів наноструктур.
4. Виходячи з відмінності між роботами виходу PbTe та Ві, пояснено зниження теплопровідності плівок PbTe при легуванні вісмутом.
5. Із співвідношення між енергіями Фермі у плівках PbTe та Ві показано, що збільшення концентрації атомів Ві призводить до росту енергії Фермі наноструктури PbTe:Vi.
6. Виходячи із зміщення товщинних залежностей ТЕ параметрів плівок PbTe з надлишком свинцю відносно залежностей цих же параметрів плівок стехіометричного PbTe, а також з факту росту концентрації носіїв n-типу в PbTe в результаті легування вісмутом, природу виявленого піку при  $d = 320$  нм пояснено зсувом вправо одного з максимумів d-залежностей  $\sigma$  та  $S^2\sigma$  плівок чистого PbTe за рахунок легування.

Робота виконана згідно наукових проектів НАН України (Державний реєстраційний номер 0110U006281) та ДФФД Державного агентства з питань науки, інновації та інформації України (Державні реєстраційні номери 0110U007674, 0010U007676, 0111U004951) та МОН України (Державний реєстраційний номер 0111U001766).

**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;  
**Юрчишин І.К.** – аспірант кафедри фізики і хімії твердого тіла.  
**Лисюк Ю.В.** – аспірант;  
**Матеїк Г.Д.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент;  
**Надрага О.Р.** – студент.

- [1] В.М. Шперун, Д.М. Фреїк, Р.І. Запужляк. *Термоелектрика телуриду свинцю та його аналогів*. Плай, Івано-Франківськ, 250 с. (2000).
- [2] M.S. Dresselhaus, G. Chen, M.I. Tang, R. Yang, H. Lee, D. Wang, Z. Ren, J-P. Fleurial, P. Gagna. New Directions for Low-Dimensional Thermoelectric Materials // *Adv. Mater.*, **19**, pp. 1043-1053 (2007).
- [3] Н.С. Голованова, В.П. Зломанов, О.Н. Тананаева, Л.Д. Личева. Легирование кристаллов теллурида свинца висмутом в процессе выращивания // *Изв. АН СССР. Неорг. материалы*, **20**(4), сс. 574-577 (1984).
- [4] Л.И. Бытенский, В.И. Кайданов, В.П. Машенко, Р.В. Мельник, С.А. Немов. Самокомпенсация донорного действия висмута в теллуриде свинца // *ФТП*, **18**(3), сс. 489-492 (1984).
- [5] Т.Л. Ковальчик, Ю.П. Маслаковец. Влияние примесей на электрические свойства теллуристого свинца // *ЖТФ*, **26**(11), сс. 2417-2431 (1956).
- [6] П.М. Старик. Электричні властивості PbTe з домішками вісмуту // *УФЖ*, **11**(3), сс. 265-269 (1966).
- [7] L.D. Borisova. Thermoelectric properties of impurity doped PbTe // *Phys. Stat. Sol.*, **53**(A), pp. K19-K22 (1979).
- [8] О.І. Рогачова, С.Г. Любченко. Термоелектричні та механічні властивості телуриду свинцю, легованого вісмутом // *Термоелектрика*, **3**, сс. 23-30, (2005).
- [9] Ш.Б. Атакулов, С.М. Отажонов, Р.Т. Расулов, Н. Розиюхунова, Х. Илхомхужаева. Термоэлектрическая эффективность пленок теллурида свинца при легировании элементами V группы // *ФИП*, **7**(12), сс. 120-122 (2009).
- [10] E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, M.A. Us, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin. Oscillatory behaviour of the transport properties in PbTe quantum wells // *Nanotechnology* **14**, pp. 53-59 (2003).
- [11] E.I. Rogacheva, I.M. Krivulkin, O.N. Nashchekina, A.Yu. Sipatov, V.A. Volobuev, M.S. Dresselhaus Percolation transition of thermoelectric properties in PbTe thin films // *Appl. Phys. Lett.*, **78**(21), pp. 3238-3240 (2001).
- [12] Д.М. Фреїк, І.К. Юрчишин, В.М. Чобанюк, Р.І. Никируй, Ю.В. Лисюк. Наноструктури на основі сполук IV-VI для термоелектричних перетворювачів енергії (огляд) // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, **2**(1), сс. 41-54 (2011).
- [13] E.I. Rogacheva, S.N. Grigorov, O.N. Nashchekina, S. Lyubchenko, M.S. Dresselhaus. Quantum-size effects in n-type bismuth thin films // *Appl. Phys. Lett.* **82**(16), pp. 2628-2630.
- [14] M.S. Dresselhaus, Y.-M. Lin, T. Koga, S.B. Cronin, O. Rabin, M.R. Black, G. Dresselhaus. *Recent Trends in Thermoelectric Materials Research III (ed. T.M. Tritt) in Semiconductors and Semimetals*. pp. 1-121, San Diego, CA: Academic Press (2001).
- [15] E.I. Rogacheva, S.G. Lyubchenko, A.V. Meriuts, P.A. Yanenko, Yu.V. Men'shov, M.S. Dresselhaus. Thermoelectric Properties of PbTe/Bi Heterostructures // *Proceedings of the 5th European Conference on Thermoelectrics*, ECT2007 (Odessa, Ukraine, 10-12.09.2007) p. 44.
- [16] С. Г. Любченко. Явища переносу і квантові розмірні ефекти в тонких плівках телуриду свинцю та вісмуту та структурах на їх основі : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.10 "Фізика напівпровідників та діелектриків" / Г.С.Любченко. – Харків, 2007. – 20 с.
- [17] Д.М. Фреїк, І.К. Юрчишин, В.В. Бачук, Л.Т. Харун, Ю.В. Лисюк. Термоелектричні властивості тонких плівок PbTe при витримці на повітрі // *Фізика і хімія твердого тіла*, **11**(3), (2010).
- [18] E.I. Rogacheva, S.G. Lyubchenko, M.S. Dresselhaus Effect of oxidation on thickness dependencies of thermoelectric properties in PbTe/mica thin films // *Thin Solid Films*, **476**, pp. 391-395 (2005).
- [19] M.P. Singh, C.M. Bhandari. Non-monotonic thermoelectric behavior of lead telluride in quantum-well-like structures // *Solid State Communication*, **133**, pp. 29-34 (2005).
- [20] Л.А. Фальковский. Физические свойства висмута // *УФН*, **94**(1), с. 1 (1968).

D.M. Freik, I.K. Yurchyshyn, Yu.V. Lysyuk, G.D. Mateik, O.R. Nadraga  
**Quantum Size Effects in Nanostructures Based on PbTe and Bi**

<sup>1</sup>*Physical-chemical institute at the Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University  
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76018, Ukraine, E-mail: [freik@pu.if.ua](mailto:freik@pu.if.ua)*

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,  
15, Karpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76019, Ukraine*

The analysis of size effects of thermoelectric properties in nanostructures polyamide/p-PbTe, KCl/n-PbTe/EuS, mica/n-Bi/EuS, mica/PbTe/Bi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> was made. The dependencies on thickness of thermoelectric parameters (conductivity  $\sigma$ , mobility  $\mu$ , Seebeck coefficient  $S$  and thermoelectric power  $S^2\sigma$ ) of nanostructures n-PbTe doped by bismuth with Bi containing 1 at. %, grown from the vapor phase on chips (0001) mica- muscovite, were investigated. At the thickness of nanostructures n-PbTe:Bi  $d = 320$  nm it was fixed the peak in all investigated parameters. An attempt to explain the detected effect by the quantization of energy spectrum of electron gas in quantum wells structures (0001) mica/n-PbTe:Bi was done.