

## Осциляції термоелектричних параметрів наноструктур PbTe:Bi на ситалі

Д.М. Фреїк<sup>1</sup>, І.К. Юрчишин<sup>1</sup>, М.О. Галушак<sup>2</sup>, Я.С. Яворський<sup>1</sup>, Ю.В. Лисюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Фізико-хімічний інститут, кафедра фізики і хімії твердого тіла  
Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника,  
вул. Шевченка, 57, 76018, Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup> Івано-Франківський національний університет нафти і газу,  
вул. Карпатська, 15, 76018, Івано-Франківськ, Україна

(Одержано 23.02.2012, у відредагованій формі – 25.04.2012, опубліковано online 08.05.2012)

Досліджено товщинні ( $d$ ) залежності термоелектричних (ТЕ) параметрів (концентрації  $n$ , рухливості  $\mu$ , провідності  $\sigma$ , коефіцієнтів Зеебека  $S$  і термоелектричної потужності  $S^2\sigma$ ) наноструктур  $n$ -PbTe легованих вісмутом із вмістом Bi 2 ат. %, вирошених з парової фази на ситалі. Немонотонний хід  $d$ -залежностей досліджуваних параметрів пояснено квантуванням енергетичного спектру електронного газу у квантовій ямі структури ситал/ $n$ -PbTe:Bi. На базі цього припущення для зазначеної структури побудовано та співставлено з експериментальними теоретичні  $d$ -залежності відповідних ТЕ параметрів.

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

PACS numbers: 75.50.Lw, 73.63.Hs, 73.61.Ey

### 1. ВСТУП

Телурид свинцю – загальновідомий термоелектричний матеріал у середній області температур [1]. Як показали попередні дослідження [2, 3], легований вісмутом PbTe володіє високим і стабільним значенням концентрації носіїв. Це дозволяє отримати сталі в часі величини коефіцієнта Зеебека ( $S$ ), електро - ( $\sigma$ ) і теплопровідності ( $\chi$ ) та термоелектричної добротності  $Z = S^2\sigma/\chi$ . Ріст концентрації домішки Bi у PbTe призводить до зниження його теплопровідності та до росту електропровідності (за рахунок збільшення електронної концентрації носіїв) [2-5].

Здатність наноструктурованих матеріалів підвищувати термоелектричну (ТЕ) добротність привертає все більшу увагу [6, 7]. Зниження розмірності матеріалу створює умови для квантово-розмірного ефекту, який приводить до збільшення густини станів поблизу енергії Фермі. Це дозволяє зберегти досить високу електропровідність  $\sigma$  за порівняно низької енергії Фермі  $E_F$ , при якій мають місце високі значення коефіцієнта Зеебека  $S$ . Відчутний вплив квантових ефектів на термоелектричні характеристики можливий лише за умови, що розмір структури в напрямку обмеження зіставний з довжиною хвилі де Бройля носіїв. Дана умова, зокрема, виконується для структур у формі квантових ям [8-12].

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

### 2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Зразки для дослідження вирощували з парової фази методом відкритого випаровування у вакуумі на ситалові підкладки. Температура випарника під час осадження складала  $T_s = 700$  °C, а температура підкладок –  $T_n = 200$  °C.

Матеріал для вирощування синтезували шляхом сплавлення високочистих Pb, Bi і Te (99,99 % основно-

го 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, 48 % – Pb, Bi – 2 %.

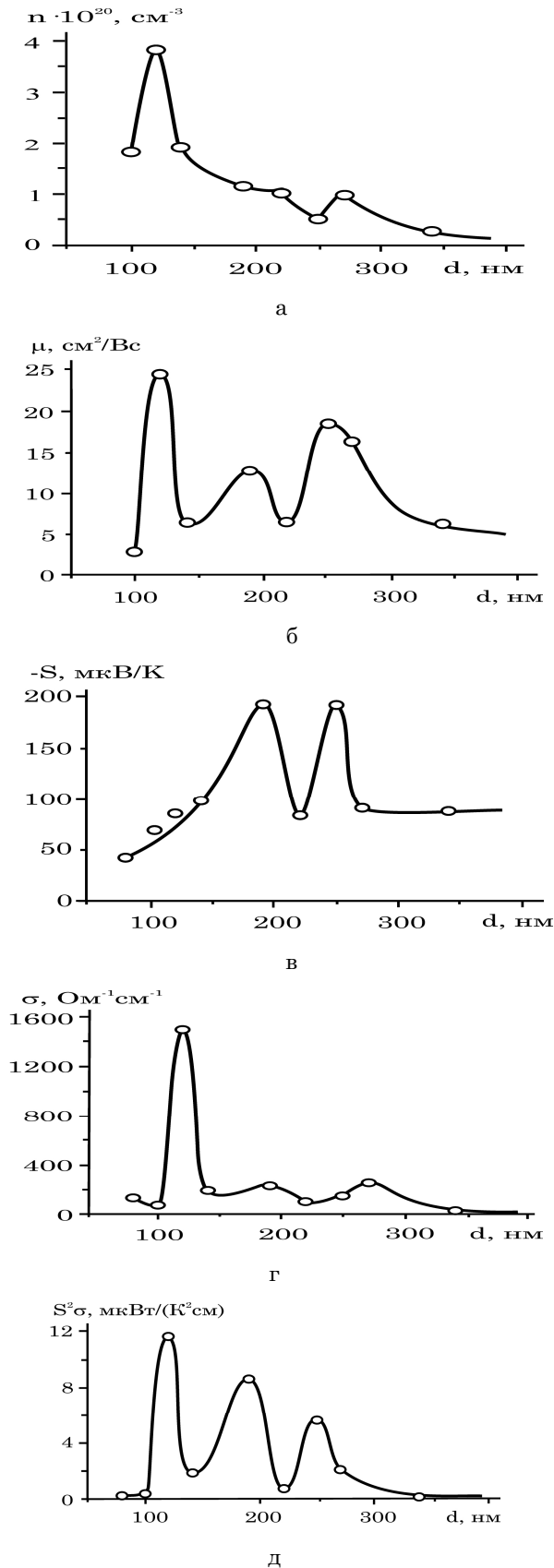
Вимірювання електричних параметрів проводилося на повітрі при кімнатній температурі протягом  $\sim 10$  хв. після вирощування. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омичних контактів використовувалися плівки срібла. Величина струму через зразки підтримувалася рівною 1 мА або 2 мА.

Холлівська рухливість обраховувалася як  $\mu = R_H\sigma$ . Сталу Холла  $R_H$  визначали шляхом вимірювання поперечної різниці потенціалів у перпендикулярно направленому до поверхні структур магнітному полі з індукцією 1,4 Тл. Всі зразки володіли провідністю  $n$ -типу.

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Як видно з рис. 1 експериментальні залежності термоелектричних коефіцієнтів від товщини наноструктур PbTe:Bi на ситалі при кімнатній температурі характеризуються немонотонною поведінкою. При цьому концентрація досягає максимального значення  $3,82 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> при товщині  $d_{\max} = 121$  нм. Збільшення товщини конденсату приводить до зменшення величини електронної концентрації: при  $d = 221$  нм  $n = 1,05 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а при  $d = 341$  нм  $n = 2,6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Товщині  $d = 101$  нм, що є меншою за товщину максимуму, відповідає значення  $n = 1,82 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> (рис. 1а).

В товщинній залежності рухливості основного носія зафіксовано три максимуми і три мінімуми (рис. 1б).  $d$ -залежність коефіцієнта Зеебека характеризується п'ятьма абсолютними значеннями точок екстремуму – двома максимумами і трьома мінімумами (рис. 1в). У залежності  $\sigma(d)$  виявлено 3 максимуми і 3 мінімуми (рис. 1г).



**Рис. 1** – Залежність концентрації  $n$  (а), рухливості  $\mu$  (б), коефіцієнта Зеебека  $S$  (в), провідності  $\sigma$  (г) та термоелектричної потужності  $S^2\sigma$  (д) від товщини наноструктур PbTe:Bi на ситалі при  $T = 300$  К

Порохований на основі отриманих значень  $\sigma(d)$  та  $S(d)$  (рис. 1в; 1г) коефіцієнт потужності  $P = S^2\sigma$  як функція товщини також описується трьома максимумами і трьома мінімумами (рис. 1д).

#### 4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Виходячи з експериментальних залежностей (рис. 1), які демонструють немонотонний, осциляційний характер зміни ТЕ коефіцієнтів зі зміною товщини конденсату, природно припустити, що така поведінка обумовлена квантуванням енергії носіїв за рахунок обмеження їхнього руху в потенціальній ямі. Збільшення ширини ями на величину півхвилі Фермі призводить до появи нової заповненої підзони нижче енергії Фермі. При ширині заповнення нової зони у густині станів спостерігається стрибок, що і призводить до осциляційної поведінки.

Для квантової ями (КЯ) з високими стінками електрони обмежені в напрямку  $oz$ , а в  $x$ - та  $y$ -напрявках їх рух вільний. Електронна хвильова функція і власні значення енергії за умови параболічності енергетичних зон визначаються виразами [13]:

$$\psi = \left(\frac{2}{\Omega}\right)^{\frac{1}{2}} \exp(ik_x x + jk_y y) \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right), \quad (1)$$

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_z^* d^2} n^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \quad (2)$$

де  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $m_z^*$  – ефективна маса електрона вздовж напрямку обмеження;  $m_p^* = \sqrt{m_x^* m_y^*}$ ,  $m_x^*$ ,  $m_y^*$  – ефективні маси електрона вздовж осей  $ox$  та  $oy$ ,  $\Omega$  – загальний об'єм шару,  $d$  – ширина ями,  $n$  – квантове число, яке набуває величин натуральних чисел.

Кількість квантованих рівнів, що лежать нижче заданої енергії, визначається першою частиною (2):

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_z^* d^2} n^2. \quad (3)$$

Підставляючи в (3) значення енергії Фермі ( $E_F$ ), 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  $d_{min}$ , при якій дно найнижчої підзони співпадає з енергією  $E_F$ . Таким чином з (3) випливає:

$$\Delta d = d_{min} = \frac{\lambda_F}{2} = \frac{h}{\sqrt{8m_z^* E_F}}. \quad (4)$$

З (4) видно, що зміна значення рівня Фермі призводить до зміни в періоді осциляцій. Значення енергії Фермі можна виразити через ширину ями ( $d$ ) та концентрацію носіїв у зоні провідності [14]:

$$E_F = \varepsilon_1 \frac{(n_0 + 1)(2n_0 + 1)}{6} + \frac{\pi \hbar^2 n_{el}}{m^* n_0} d, \quad (5)$$

де  $\varepsilon_1$  – перший квантований рівень, який визначаєть-

ся формулою (3), коли  $n = 1$ ;  $n_0 = [(E_F/\varepsilon_1)^{1/2}]$  – ціла частина числа  $(E_F/\varepsilon_1)^{1/2}$ ;  $m^*$  – ефективна маса носіїв,  $n_{el}$  – електронна концентрація.

Якщо рівень Фермі співпадає з дном зони  $n_0$ , то  $E_F(d_0) = \varepsilon_1 n_0^2$ . При таких ширинях  $(E_F(d_0)/\varepsilon_1)^{1/2}$  – ціле число. Підставляючи це значення в (5) для  $d_{n_0}$  отримується:

$$d_{n_0} = d_0 n_0 \left[ 1 - \varepsilon_1 \frac{(n_0 + 1)(2n_0 + 1)}{6n_0^2} \right]^{1/3}, \quad (6)$$

де  $d_0 = (\pi/2n_{el})^{1/3}$ . Число  $n_0$  при даній ширині  $d$  знаходиться як ціла частина від результату розв'язку рівняння (6) відносно  $n_0$  коли  $d_{n_0} = d$ .

Вплив рівня легування РbТе вісмутом на енергію Фермі можна оцінити через відповідну зміну ефективної маси в (5) виходячи з емпіричної формули, отриманої як результат апроксимації експериментальної залежності ефективної маси від електронної концентрації [15]:

$$\frac{m^*}{m_0} = 0,111 \cdot 10^{-6} \cdot n_{el}^{\frac{1}{3}}, \quad (7)$$

де  $m_0$  – маса електрона,  $n_{el}$  – електронна концентрація в одиницях  $\text{см}^{-3}$ .

Таким чином, підстановка цілої частини результату розв'язку рівняння (6) відносно  $n_0$  коли  $d_{n_0} = d$ , а також знайденої з (7) ефективної маси  $m^*$  в (5) дає можливість побудувати співвідношення  $E_F(d)$ . На рис. 2 зображено залежність енергії Фермі в одиницях  $k_B T$  від ширини КЯ в експериментально досліджуваному діапазоні (50-400) нм у наближенні сталої електронної концентрації масивного зразка ( $n_{el} = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). З рисунка видно, що дана залежність має немонотонний спадний характер. При ширинях більших за 300 нм  $E_F(d)$  виходить на насичення, що є близьким до  $E_F$  у масивному зразку. Збільшення ширини КЯ приводить до зниження положення рівня Фермі (рис. 2) і, згідно з (4), – до збільшення осциляційного періоду  $d$ -залежностей ТЕ-параметрів. Результатом виходу  $E_F(d)$  на насичення при ширинях  $d > 300$  нм є сталі значення періоду осциляцій  $\Delta d$  в даному діапазоні ширин КЯ.

Зважаючи на прямопропорційну залежність перпендикулярної складової ефективної маси від енергії [14], поблизу енергії Фермі співвідношення між  $m_z^*$  і  $d$  матиме такий же характер як  $E_F(d)$ . На рис. 3 зображено залежність  $m_z^*(d)$ , побудовану за формулою [14]:

$$m_z^* = m_{z0}^* (1 + 2E_F/\varepsilon_g), \quad (8)$$

де  $m_{z0}^*$ ,  $\varepsilon_g$  –  $z$ -складова ефективної маси при малих концентраціях і ширина забороненої зони РbТе. Як видно, підвищення концентрації носіїв  $n$ -типу в зоні провідності телуриду плomboму приводить до збільшення  $z$ -складової її ефективної маси ( $m_{z0}^* = 0.024 m_0$ ,  $m_z^* \approx 0.032$ ).

У випадку квантової ями 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

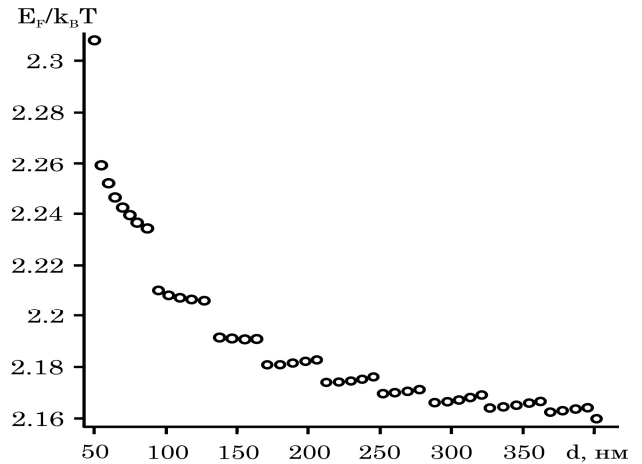


Рис. 2 – Розраховані значення енергії Фермі від ширини КЯ РbТе:Ві при  $n_{el} = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $m^* = 0.18 m_0$

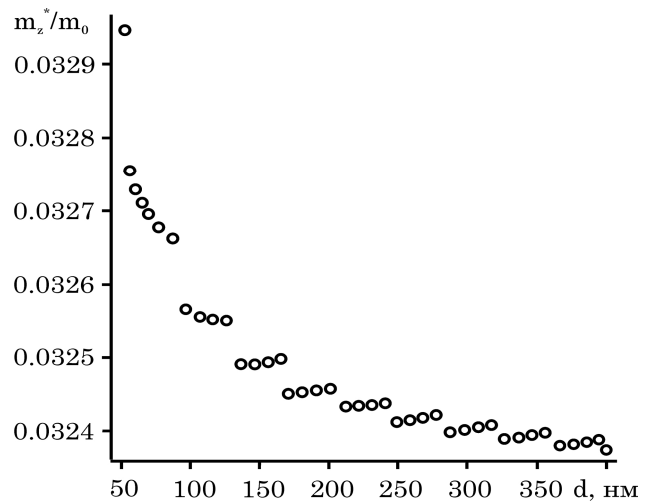


Рис. 3 – Розраховані значення складової ефективної маси  $m_z^*$  в одиницях маси електрона  $m_0$  від ширини КЯ РbТе:Ві при  $n_{el} = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

зовнішніх сил і полів. Тоді система електронів повертається до рівноважного стану за рахунок різних релаксаційних процесів з характеристичними часами релаксації. Для квазідвовимірної системи можна записати [16]:

$$\sigma = \frac{e^2}{T} \Gamma^1, \quad (9)$$

$$S = \frac{E_F}{eT} + \frac{1}{eT} \Gamma^2, \quad (10)$$

де  $\sigma$  – електропровідність,  $S$  – коефіцієнт Зеебека,  $E_F$  – енергія Фермі,  $e$  – заряд електрона,  $T$  – абсолютна температура.

Транспортний коефіцієнт  $\Gamma$  визначається напівкласичним підходом, згідно з яким частинки обмежені в одновимірній коробці. При цьому температурний градієнт і електричне поле направлені вздовж осі  $ox$ . Тоді:

$$\Gamma^1 = -\zeta^{(0)}, \quad (11)$$

$$\Gamma^2 = \zeta^{(1)}, \quad (12)$$

де:

$$\zeta^{(s)} = \frac{2T}{\pi a} \sqrt{\frac{m_y^*}{m_x^*}} \frac{1}{\hbar^2} \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} \int_0^\infty E^s \tau \varepsilon \left( \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (13)$$

Тут  $f$  – функція розподілу Фермі,  $\varepsilon = E - E_n$ ,  $\tau$  – час релаксації, який у випадку розсіювання на акустичних фононах не залежить від енергії [17] ( $\tau = \tau_0$ ), тому його можна винести за межі інтегралу.

За цієї умови вирази для коефіцієнта Зеебека  $S$  та електропровідності  $\sigma$  можна записати як:

$$S = \frac{k_B}{e} \left[ \frac{E_F}{k_B T} - \frac{A_1 + A_2}{A_3} \right], \quad (14)$$

$$\sigma = \frac{1}{2\pi d} \frac{2k_B T}{\hbar^2} \sqrt{\frac{m_x^*}{m_y^*}} e^2 \tau_0 A_3, \quad (15)$$

де:

$$A_1 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} \int_0^\infty x^2 \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right), \quad (16)$$

$$A_2 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} E_n \int_0^\infty x \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right), \quad (17)$$

$$A_3 = \left( \sum_{n=1}^{E_n \leq E_F} \int_0^\infty x \left( -\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right). \quad (18)$$

Функція розподілу Фермі має відомий вигляд:

$$f_n = \frac{1}{e^{x-\eta_n} + 1}, \quad (19)$$

де  $x = \varepsilon / (k_B T)$  – понижена енергія носія,  $\eta_n = \xi - E'_n$ . Тут  $\xi = E_F / (k_B T)$  і  $E'_n = E_n / (k_B T)$ ,  $k_B$  – стала Больцмана.

Час релаксації в (15) можна оцінити виходячи з рухливості  $\mu$  носіїв  $n$ -типу в масивному зразку [18]:

$$\mu = e\tau_0 / m^*. \quad (20)$$

У [19] на основі вимірювання коефіцієнта Холла здійснено оцінку рухливості носіїв  $n$ -типу для кристалів РbТе в залежності від вмісту легуючої домішки Ві в діапазоні від 0 до 1 ат. % при 300 К. Апроксимація відповідних експериментальних точок дає значення рухливості носіїв  $n$ -типу  $\mu = 200 \text{ см}^2/(\text{Vs})$  при вмісті Ві 2 ат. %. Підстановка цього значення рухливості, а також ефективної маси, оціненої по формулі (7), в (20) дає величину часу релаксації  $\tau_0 = 5.64 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ .

Врахування  $d$ -залежності енергії Фермі (рис. 2) у формулах (14)-(19), а також  $d$ -залежності  $z$ -складової ефективної маси (рис. 3) у співвідношеннях (16)-(19) дозволило отримати відповідні залежності коефіцієнта Зеебека  $S$  та електропровідності  $\sigma$  від ширини КЯ РbTe:Vi.

З формули (3) видно, що кількість рівнів нижче енергії Фермі визначається  $d$ -залежностями ефективної маси та власне  $E_F$ , а також самою величиною ширини ями  $d$ . Обрахункова процедура враховувала як зміну самої енергії Фермі, так і зміну кількості рівнів

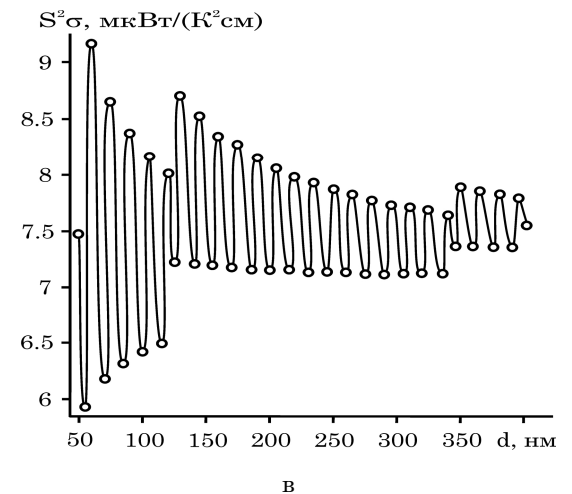
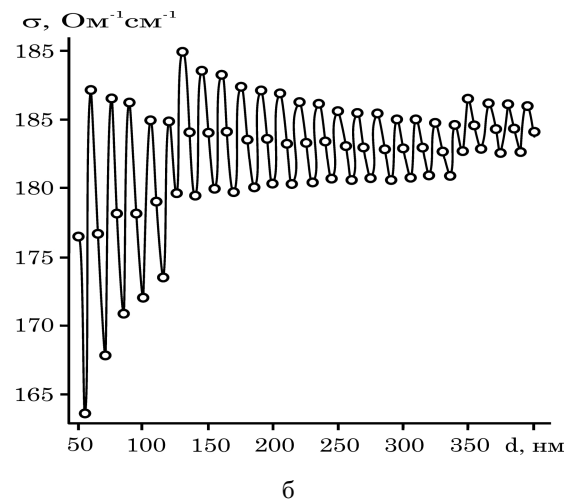
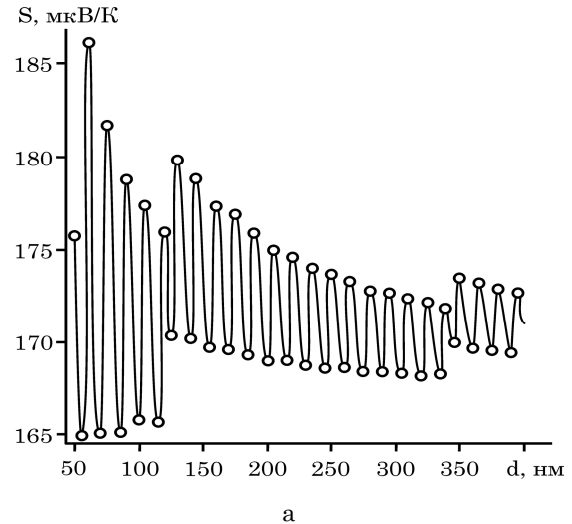


Рис. 4 – Теоретичні залежності коефіцієнта Зеебека  $S$  (а), електропровідності  $\sigma$  (б) та коефіцієнта ТЕ потужності  $S^2\sigma$  від ширини КЯ РbTe:Vi в моделі безмежно глибокої потенціальної ями при  $T = 300 \text{ K}$

нижче неї при зміні ширини ями. Також, при обрахунку електропровідності по формулі (15) припускалося, що  $m_x^* = m_y^*$ .

При використанні описаної вище теоретичної моделі для опису поведінки ТЕ коефіцієнтів у наноструктурах РbTe:Vi при 300 К ширина квантової ями у

теоретичній моделі вважалася рівною товщині конденсату в експериментальних залежностях відповідних параметрів (рис. 1). Отримані залежності ТЕ коефіцієнтів від ширини КЯ РbTe:Bi характеризуються немонотонною осциляційною поведінкою (рис. 4). При цьому обрахункові величини (рис. 4) досить добре узгоджуються з відповідними їм експериментальними залежностями (рис. 1).

Порівнюючи експериментальні і теоретичні залежності ТЕ коефіцієнтів (рис. 1в, г, д; рис. 4), окрім хорошого погодження по величині та по характеру коливань, можна відмітити, що амплітуда коливань у теоретичних залежностях відповідних коефіцієнтів є дещо меншою за експериментальну. Так, якщо в експериментальній  $d$ -залежності коефіцієнта Зеебека вона становить  $\sim 100$  мкВ/К (рис. 1в), то в теоретичній  $\sim 22$  мкВ/К (рис. 4а). Зважаючи на те, що вимірювання ТЕ параметрів наноструктур проводиться на повітрі, а їх поверхня не захищена від дії кисню, на ній може утворюватись окисний діелектричний шар. Це приводить до того, що товщина провідної частини конденсату є меншою за її повну товщину на величину окисного шару. В такому випадку діапазон ширин в моделі потенціальної ями з високими стінками повинен зміщуватись вліво на величину зовнішнього шару на поверхні конденсату. З рис. 4 видно, що зменшення ширини ями приводить до збільшення амплітуди коливань. Таким чином, зміщення досліджуваного діапазону в область менших ширин КЯ приведе до росту коливної амплітуди, яка в цьому випадку може узгоджуватись з експериментальною. В даній роботі таке зміщення не проводилось у зв'язку із складністю оцінки величини окисного шару на поверхні наноструктур.

Що стосується електропровідності, то в експериментальній  $d$ -залежності зафіксовано її аномально високе значення при товщині  $\sim 120$  нм (рис. 1г), яке не спостерігається у відповідній теоретичній залежності (рис. 4б). По перше, зміщення досліджуваного діапазону вліво на величину зовнішнього діелектричного шару може призвести до появи експериментально виявленого піку в теоретичній залежності  $\sigma(d)$ . З іншої сторони виявлене аномально значення електропровідності може пояснюватись процесами самовпорядкування. В будь-якому випадку такий ріст описується лише однією експериментальною точкою і потребує додаткового підтвердження. При розрахунку електропровідності використано величину часу релаксації, пораховану по формулі (20) на основі значення рухливості носіїв  $n$ -типу у масивному зразку [18, 19]. Як видно з рис. 1б експериментально отримана холлівська

ка рухливість носіїв є аномально низькою в порівнянні з її аналогом у масивному зразку [19]. Цей ефект ми пояснюємо впливом немонокристалічної структури, яка приводить до зниження коефіцієнта Холла  $R_H$  і відповідно холлівської рухливості ( $\mu = R_H \sigma$ ). Так як розрахунок ТЕ параметрів відбувався в наближенні сталої концентрації масивного зразка, то значення рухливості для розрахунку часу релаксації також було взято з експериментальних даних вимірювання ТЕ параметрів кристалів РbTe:Bi [19].

Таким чином, теоретично обрахована залежність коефіцієнта ТЕ потужності від ширини ями (рис. 4в) досить добре описує її експериментальний еквівалент (рис. 1д). Те, що максимальне експериментальне значення коефіцієнта  $S^2\sigma$  (12 мкВт/(К<sup>2</sup>см)) дещо перевищує його відповідну теоретичну величину (9.2 мкВт/(К<sup>2</sup>см)), пов'язано з наявністю високого значення електропровідності при  $d \approx 120$  нм. Крім того, перевищення експериментальної амплітуди коливань всіх трьох ТЕ коефіцієнтів їх теоретичного аналогу пояснюється меншою кількістю точок виміру порівняно з модельним розрахунком.

## 5. ВИСНОВКИ

1. У роботі отримано та зроблено аналіз експериментальних залежностей концентрації, рухливості, коефіцієнта Зеебека, провідності та термоелектричної потужності від товщини наноструктур РbTe:Bi на ситалі при 300 К. Виявлено, що вони характеризуються немонотонною осциляційною поведінкою.
2. У моделі квантової ями з нескінченно високими стінками розраховано залежності енергії Фермі та ефективної маси від ширини КЯ. На їх основі досліджено характер зміни періоду осциляцій густини станів з ростом ширини ями.
3. На основі співвідношень енергії Фермі та ефективної маси носіїв з шириною ями побудовано  $d$ -залежності коефіцієнта Зеебека, електропровідності та коефіцієнта ТЕ потужності. Показано, що отримані теоретичні  $d$ -залежності ТЕ коефіцієнтів добре узгоджуються з експериментальними.

Робота виконана при фінансуванні в рамках держбюджетних тем №0111U001766 (2010-2012) Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України, №0111U007674 (2010-2012) ДФФД України та №0111U006281 (2010-2013) НАН України.

## Осцилляции термоэлектрических параметров наноплёнок РbTe:Bi на ситалле

Д.М. Фрейк<sup>1</sup>, И.К. Юрчишин<sup>1</sup>, М.О. Галушак<sup>2</sup>, Я.С. Яворский<sup>1</sup>, Ю.В. Лисюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-химический институт, кафедра физики и химии твердого тела Прикарпатского национального университета имени Василия Стефаника, ул. Шевченко, 57, 76018, Ивано-Франковск, Украина

<sup>2</sup> Ивано-Франковский национальный университет нефти и газа, ул. Карпатская, 15, 76018, Ивано-Франковск, Украина

Исследованы толстотные ( $d$ ) зависимости термоэлектрических (ТЭ) параметров (концентрации  $n$ , подвижности  $\mu$ , проводимости  $\sigma$ , коэффициентов Зеебека  $S$  и термоэлектрической мощности  $S^2\sigma$ )

наноструктур  $n$ -PbTe легированных висмутом с содержанием Bi 2 ат. %, выращенных из паровой фазы на ситалле. Немонотонный ход  $d$ -зависимостей исследуемых параметров объяснено квантованием энергетического спектра электронного газа в квантовой яме структуры ситалл/ $n$ -PbTe:Bi. На базе этого предположения для указанной структуры построены и сопоставлены с экспериментальными теоретические  $d$ -зависимости соответствующих ТЭ параметров.

**Ключевые слова:** теллурид свинца, висмут, ситалл, наноструктуры, квантово-размерные эффекты.

## Oscillations of thermoelectric parameters of PbTe:Bi nanofilms on glass-ceramic

D.M. Freik<sup>1</sup>, I.K. Yurchyshyn<sup>1</sup>, M.O. Halushchak<sup>2</sup>, Ya.S. Yavorsky<sup>1</sup>, Yu.V. Lysiuk<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Physics and chemistry institute, physics and chemistry of solid department,  
at PreCarpathian Vasyl Stefanyk National University  
57, Shevchenko str., 76018, Ivano-Frankivsk, Ukraine*  
<sup>2</sup> *Ivano-Frankivsk National University of Oil and Gas  
15, Carpathian str, 76018, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

There were investigated the thickness ( $d$ ) dependences of thermoelectric (TE) parameters (concentration  $n$ , mobility  $\mu$ , conductivity  $\sigma$ , Seebeck coefficient  $S$ , and thermoelectric power  $S^2\sigma$ ) for bismuth-doped  $n$ -PbTe nanostructures containing 2 at. % Bi grown from the vapor phase on glass-ceramic. Nonmonotonous change of  $d$ -dependences for the studied parameters was explained by the quantization of the energy spectrum of electron gas in quantum well of the glass-ceramic/ $n$ -PbTe:Bi structure. On the basis of this assumption for these structures the theoretical  $d$ -dependences of the corresponding TE parameters were built and compared with the experimental dependences.

**Keywords:** Lead telluride, Bismuth, Glass-ceramic, Nanostructures, Quantum-size effects.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. В.М. Шперун, Д.М. Фрейк, Р.І. Запукляк. *Термоелектрика телуриду свинцю та його аналогів* (Івано-Франківськ: Плай: 2000).
2. Д.М. Фрейк, І.К. Юрчишин, Ю.В. Лисиук, Г.Д. Матеїк, О.Р. Надрага, *Фізика і хімія твердого тіла* **12**, 650 (2011).
3. Д.М. Фрейк, Б.С. Дзундза, Я.С. Яворський, О.Б. Костюк, *Фізика і хімія твердого тіла* **12**, 913 (2011).
4. Ш.Б. Атакулов, С.М. Отажонов, Р.Т. Расулов, Н. Розіохунова, Х. Илхомхужаева, *ФІИП* **7** №1-2, 120 (2009).
5. E.I. Rogacheva, S.G. Liubchenko, *Thermoelectricity* **3**, 24 (2005).
6. J.H. Davies, *The physics of low-dimensional semiconductors. An introduction* (Cambridge University Press: 1998).
7. M.S. Dresselhaus, G. Ghen, M.I. Rang, R. Yang, H. Lee, D. Wang, Z. Ren, J-P. Fleurial, P. Gogna, *Adv. Mater.* **19**, 1043 (2007).
8. L.D. Hicks, T.C. Harman, X. Sun, M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B: Condens. Matter.* **53**, R10493 (1996).
9. A. Casian, I. Sur, H. Scherrer, Z. Dashevsky, *Phys. Rev. B.* **61**, 15965 (2000).
10. T.C. Harman, D.L. Spears, M.J. Manfra, *J. Electron. Mater.* **25**, 1121 (1996).
11. I. Sur, A. Casian, A. Balandin, *Phys. Rev. B.* **69**, 035306 (2004).
12. E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin, *Nanotechnology* **14**, 53 (2003).
13. M.P. Singh, C.M. Bhandari, *Solid State Commun.* **133**, 29 (2005).
14. Б.М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках* (Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.: 1985).
15. И.Н. Дубровская, Ю.И. Равич, *ФТТ* **8** №5, 1455 (1966).
16. D.M. Rowe, *CRC Handbook of Thermoelectrics* (CRC Press: 1995).
17. J.R. Drabble, H.J. Coldsmid, *Thermal Conduction in Semiconductors* (London: Pergaman Press: 1961).
18. А.И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников* (Москва: Наука: 1978).
19. E.I. Rogacheva, S.G. Lyubchenko, O.S. Vodoretz, *Functional Materials* **13**, 571 (2006).