

Меньшикова С.І.¹, Рогачова О.І.¹, Сіпатов А.Ю.¹,
Матейченко П.В.², Добротворська М.В.²

¹Національний технічний університет
«Харківський політехнічний інститут»,
вул. Фрунзе 21, Харків, 61002, Україна;
²«Інститут монокристалів» НАН України,
ім. Леніна, 60, Харків, 61001, Україна

ЗАЛЕЖНОСТІ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВІД ТОВЩИНИ ТОНКИХ ПЛІВОК ТЕЛУРИДУ СВИНЦЮ, ЛЕГОВАНОГО ІНДІЄМ

Отримано залежності термоелектричних властивостей (коефіцієнта Зеєбека S , електропровідності σ , коефіцієнта Холла R_H , рухливості носіїв заряду μ і термоелектричної потужності $P = S^2 \cdot \sigma$) від товщини d ($d = 10 - 255$ нм) тонких плівок, одержаних методом термічного випаровування в вакуумі кристалів $PbTe$, легованих індієм, і наступною конденсацією на підкладки $(111)BaF_2$. Зі зменшенням товщини плівок до $d \approx 40$ нм спостерігається інверсія типу провідності з n - на p -, що пов'язується зі зміною умов термодинамічної рівноваги і частковим ревіпаровуванням атомів свинцю і/або індію. На товщинних залежностях властивостей за $d_1 \approx 20$ нм знайдено екстремуми, наявність котрих вказує на квантування діркового газу. В області товщин з n -типом провідності спостерігається плавна зміна термоелектричних властивостей з товщиною, що свідчить про прояв класичного розмірного ефекту і досить добре описується в рамках теорії Фукса-Зондхеймера.

Ключові слова: телурид свинцю, тонка плівка, товщина, розмірний ефект.

Dependences of thermoelectric properties (the Seebeck coefficient S , the electric conductivity σ , the Hall coefficient R_H , the carrier mobility μ and the thermoelectric power $P = S^2 \cdot \sigma$) on the thickness d ($d = 10 - 255$ nm) of thin films prepared by vacuum evaporation of indium-doped $PbTe$ crystals and subsequent condensation on $(111) BaF_2$ substrates were obtained. With decreasing thickness of films to $d \approx 40$ nm, there is n - to p -type inversion of conduction which is related to a change in thermodynamic equilibrium conditions and partial re-evaporation of lead and/or indium atoms. Extremes were found on the thickness dependences of properties at $d_1 \approx 20$ nm which is indicative of hole gas quantization. In the range of thicknesses with n -type conduction there is a smooth change in thermoelectric properties with thickness which testifies to manifestation of classical size effect and is sufficiently well described in the framework of the Fuchs-Sondheimer theory.

Key words: lead telluride, thin film, thickness, size effect.

Вступ

Розвиток нанofізики й нанотехнологій привертає увагу до розробки методів одержання низькорозмірних структур із заданими характеристиками й дослідження їх властивостей. Відомо, що в низькорозмірному стані, наприклад, в тонких плівках, можуть спостерігатися розмірні ефекти (РЕ). Класичний РЕ (КлРЕ) пов'язаний з дифузійним розсіюванням носіїв заряду на інтерфейсах плівки й проявляється у випадку, коли товщина плівки d порівнянна з середньою довжиною вільного пробігу носіїв заряду. Квантовий РЕ (КРЕ) є наслідком квантування енергетичного спектра носіїв заряду й спостерігається, коли величина d стає порівнянною з довжиною хвилі де Бройля λ_F [1]. З використанням тонких плівок у практичних цілях слід враховувати розмірні ефекти, які можуть призводити до кардинальних змін властивостей матеріалу.

Напівпровідники класу IV-VI належать до матеріалів, які широко використовуються в термоелектриці [2,3]. Телурид свинцю зарекомендував себе як найбільш ефективний матеріал для термогенераторів, що працюють в інтервалі середніх температур (від кімнатної до $870 \div 920$ K) [4]. Легування, як відомо, дає можливість змінювати термоелектричні (ТЕ) властивості матеріалу в широких межах (тип провідності, концентрація й рухливість носіїв заряду й ін.). Як домішок донорного типу в $PbTe$ використовують домішки йоду, хлору, індію, вісмуту [5]. Встановлено [5], що введення індію в кристалічну ґратку $PbTe$ робить можливим одержувати однорідні за концентрацією носіїв заряду кристали зі стабільними властивостями й слабкою чутливістю до впливу неконтрольованих дефектів і домішок. Такі привабливі з практичної точки зору властивості $PbTe$, легованого індієм, звичайно, пояснюються існуванням квазілокального домішкового рівня, розташованого вище дна зони провідності й стабілізацією рівня Фермі на цьому рівні [5]. Було показано [6], що введення значної кількості домішки $InTe$ (до ~ 6 мол.%) в $PbTe$ не призводить до змін у законі дисперсії носіїв заряду в зоні провідності й що з легуванням $PbTe$ домішкою In до ~ 2 ат.% форма й орієнтація поверхні Фермі, а також величина ефективної маси носіїв заряду залишаються такими ж, як у нелегованому $PbTe$ [7].

Було показано [8-13], що в плівках халькогенідів свинцю, вирощених методом термічного випаровування у вакуумі кристалів з наступною конденсацією на підкладки (001) KCl , спостерігається осцилюючий характер зміни кінетичних властивостей з товщиною плівки, що автори пов'язали із КРЕ. У плівках $PbSe$ малося збільшення електропровідності й рухливості носіїв заряду з товщиною плівки, що свідчило про прояв КлРЕ [12,14], а з дослідженням плівок $PbSe$, легованих домішкою хлору, автори [15] зробили висновок про накладання КлРЕ й КРЕ.

Для вивчення розмірних ефектів важливо використовувати структурно досконалі плівки.

Мала відмінність у періодах ґратки й близькі значення коефіцієнтів термічного розширення $PbTe$ і BaF_2 роблять відколи (111) BaF_2 найбільш придатними підкладками для одержання структурно зроблених плівок $PbTe$ [16]. Розмірні ефекти в тонких плівках $PbTe$,

легованих донорною домішкою індію й вирощених на підкладках (111) BaF_2 , за допомогою вивчення явищ переносу, наскільки нам відомо, практично не досліджувалися.

Мета нашої роботи – встановити вплив товщини d плівок, вирощених методом термічного випаровування у вакуумі кристалів $PbTe$, легованих індієм, і осаджених на сколи (111) BaF_2 , на їх ТЕ властивості.

Методика експерименту

Плівки одержували методом термічного випаровування у вакуумі ($\sim 10^{-5}$ - 10^{-6} Па) кристалів $PbTe$, легованих 1 мол.% $InTe$, з наступним осадженням на свіжі сколи (111) BaF_2 , підтримувані при температурі (600 ± 10) К. Товщини плівок варіювалися в межах $d = 10 - 255$ нм. Зверху на плівки електронно-променевим методом наносився захисний шар BaF_2 , який охороняв плівку від окислення й механічних пошкоджень. Товщина плівки визначалася за допомогою попередньо відкаліброваного кварцового резонатора. Коефіцієнт Зеєбека S вимірювався компенсаційним методом відносно міді в площині плівок з похибкою, що не перевищує $\pm 3\%$. Електропровідність σ і коефіцієнт Холла R_H вимірювалися стандартним dc методом з точністю $\pm 5\%$. Холлівська рухливість μ_H розраховувалася як $\mu_H = R_H \cdot \sigma$, значення ТЕ потужності – за формулою $P = S^2 \cdot \sigma$. Вимірювання здійснювали на свіжоприготовлених зразках. Для вимірювань кристал був виготовлений у формі паралелепіпеда розмірами $10 \times 2 \times 3$ мм, а плівки товщиною d мали форму подвійного холлівського хреста.

Аналіз морфології поверхні й хімічного складу отриманих плівок здійснювали за допомогою електронно-зондового мікроаналізу (ЕЗМА) із використанням скануючого електронного мікроскопа JSM-6390 LV (Jeol, Японія) із системою енергодисперсійного спектрометра X-Maxn 50 (Oxford Inst., Великобританія) за прискорювальної напруги 10 кВ.

Результати

Результати вимірювань S і R_H показали, що кристал, з якого одержували плівки, мав електронний тип провідності й концентрацію електронів $n = 3.0 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Низьке значення n за вмісту значної кількості домішки індію, як зазначалося вище, пояснюють стабілізацією рівня Фермі на квазілокальному донорному рівні [5].

Дослідження методом ЕЗМА в режимі сканування по площині плівки й у режимі зондування по точках на поверхні показали, що плівки $PbTe<InTe>$ мають високий ступінь однорідності на мікрорівні, тобто розподіл елементів (Pb , Te , In) у плівці від однієї аналізованої ділянки до іншої не змінюється в межах похибки методу. Вивчення поверхні плівок у режимі вторинних електронів (роздільна здатність 10 нм) показало, що зерниста структура в плівках не проявляється, поверхня однорідна й дефекти (агломерати, пори, тріщини й ін.) на поверхні плівки не спостерігаються. Таким чином, високий ступінь однорідності й мала чутливість до наявності дефектів властиві не тільки масивним кристалом $PbTe<InTe>$ [5], але й плівкам.

Залежності S , R_H , σ , μ_H , а також P від товщини шару $PbTe$ за кімнатної температури наведені на рис. 1, на якому значення кінетичних коефіцієнтів кристала відзначені чорним квадратом, тонких плівок – білими кружками.

Вимірювання S і R_H показали, що зі зменшенням товщини плівок відбувається інверсія типу провідності з n - на p -тип за $d \approx 40$ нм (пунктирна лінія на рис.1 відповідає границі між областями з p - і n -типом провідності). Можливою причиною появи p -типу провідності може бути зміна умов термодинамічної рівноваги в тонкоплівковому стані в порівнянні із кристалом. Слід також враховувати можливість часткового реєпарування атомів індію або свинцю з конденсацією на підкладки.

Зазначимо, що в досліджуваних плівках $PbTe$ з товщинами $d \approx 100$ -255 нм значення S і R_H практично збігаються з S і R_H полікристала. У той же час електропровідність і рухливість носіїв заряду в плівках майже втричі перевищують σ і μ_H вихідної шихти (рис. 1), що вказує на вищий ступінь структурної досконалості плівок порівняно із кристалом. У результаті цього в плівковому стані вдається досягти значення ТЕ потужності $P = S^2 \cdot \sigma = 16.5 \cdot 10^{-4}$ Вт/К²м, що більш ніж втричі перевищує P вихідного кристала.

Як видно з рис. 1, для плівок з p -типом провідності за $d_1 = (20 \pm 2)$ нм на залежностях S і R_H від товщини спостерігаються максимуми, які відповідають мінімумам на залежностях $\sigma(d)$, $\mu_H(d)$ і $P(d)$. На ділянці з n -типом провідності ($d > 40$ нм) також наявні екстремуми на d -залежностях кінетичних коефіцієнтів при $d = (50 \pm 4)$ нм. За більших товщин ($d > 50$ нм) ТЕ властивості з товщиною плівки монотонно змінюються: плавно збільшуються S , σ , μ_H , P , а R_H зменшується.

Якщо уявити шар $PbTe<InTe>$ як прямокутну потенціальну яму з нескінченно високими стінками, розташовану між ізолюючими шарами BaF_2 , один з яких являє собою монокристалічну підкладку, а другий – захисне покриття, то в такій ямі рух носіїв заряду обмежений, що призводить до квантування квазіімпульсу й утворення поперечних енергетичних підзон. Число заповнених носіями підзон N змінюється східчастим чином, і коли товщина плівки збільшується на величину, рівну половині довжини хвилі де Бройля, нова підзона перетинає рівень Фермі й робить свій внесок у провідність. Товщина, за якої перша підзона ($N = 1$) перетинає рівень Фермі, може бути записана як [12]

$$d_1 = \frac{h}{\sqrt{8m_{\perp}^* \varepsilon_F}}, \quad (1)$$

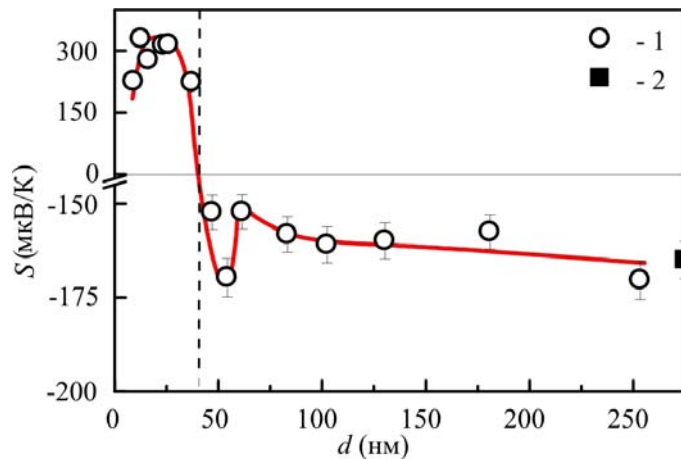
де h – постійна Планка, m_{\perp}^* – ефективна маса уздовж напрямку, перпендикулярного квантовій ямі, ε_F – енергія Фермі. Період квантових осциляцій Δd також визначається за формулою (1) [17], тобто повністю збігається з величиною d_1 . У низці робіт було показано (див., напр., [12,13,17]), що для точного визначення періоду квантових осциляцій досить

зафіксувати перший екстремум на залежностях кінетичних властивостей від товщини плівки.

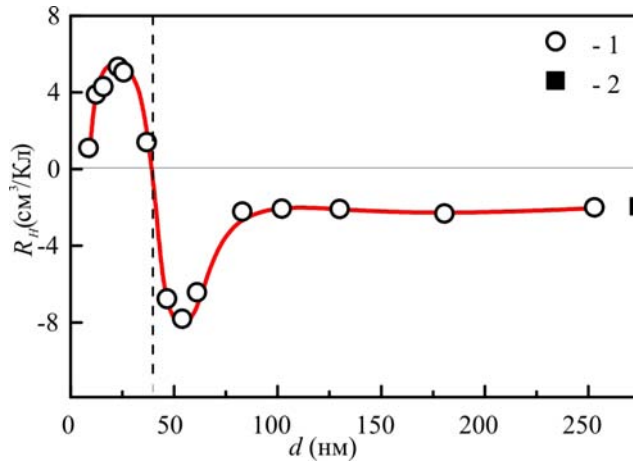
Визначимо товщину d_1 у досліджуваних плівках $PbTe$. У розрахунках використовуємо величину ε_F , визначену за середньою концентрацією дірок у плівках з дірковою провідністю $p = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ з урахуванням поперечної й поздовжньої компонентів ефективної маси $m_{\perp}^* = 0.022 m_0$, $m_{\parallel}^* = 0.31 m_0$ [18]. Розрахунок за формулою (1) дав значення $d_1 = (21 \pm 2) \text{ нм}$, що добре узгоджується з положенням першого екстремуму в області з p -типом провідності ($d_1 = 20 \pm 2 \text{ нм}$) (рис. 1).

Було зроблено аналогічний розрахунок періоду осциляцій для плівок з n -типом провідності, тобто на ділянці з $d > 40 \text{ нм}$. Як вхідні параметри були використані значення ефективних мас $m_{\perp}^* = 0.024 m_0$, $m_{\parallel}^* = 0.24 m_0$ [18] для електронів в $PbTe$ і величина ε_F , розрахована за значеннями коефіцієнта Холла в товстих плівках. В результаті розрахунків величина періоду осциляцій становила $\Delta d = (20 \pm 2) \text{ нм}$.

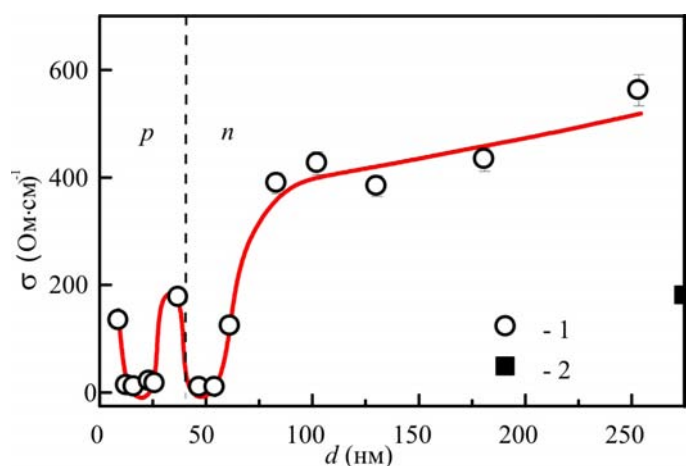
Можна припустити, що екстремуми, спостережувані за $d \approx 50 \text{ нм}$ на залежностях $S(d)$, $R_H(d)$, $\sigma(d)$, $\mu_H(d)$ і $P(d)$, відповідають перетинанню енергетичною підзоною рівня Фермі.



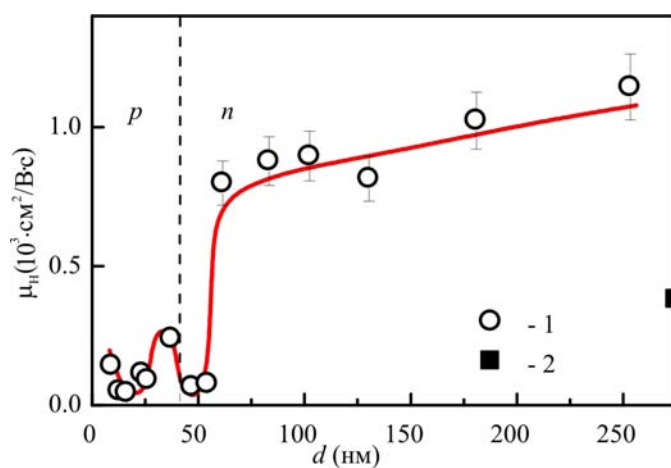
а)



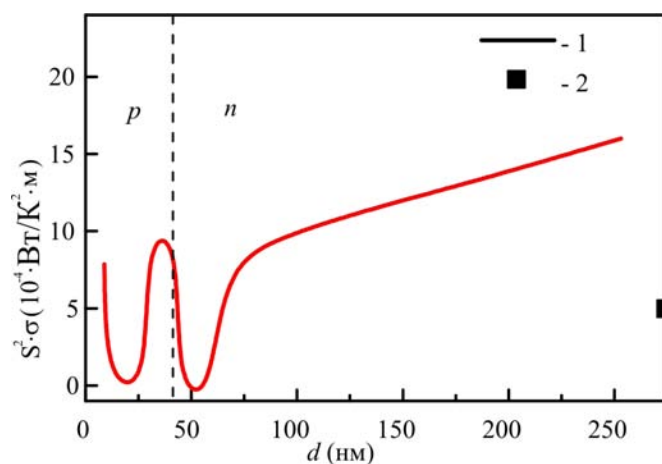
б)



а)



б)



в)

Рис. 1 – Залежності коефіцієнта Зеебека S (а), коефіцієнта Холла R_H (б), електропровідності σ (в), холлівської рухливості носіїв заряду μ_H (г) і термоелектричної потужності $P = S^2 \cdot \sigma$ (д) від товщини плівок $PbTe<InTe>$ у структурі $(111)BaF_2/PbTe<InTe>/BaF_2$: 1 – плівки $PbTe<InTe>$; 2 – кристал $PbTe<InTe>$.

Плавна зміна кінетичних коефіцієнтів з товщиною для плівок з $d > 50$ нм може бути пов'язана із проявом класичного розмірного ефекту. У зв'язку з тим, що електронний газ у досліджуваних плівках вироджений, було зроблено спробу описати товщинні залежності транспортних властивостей з використанням теорії Фукса-Зондхеймера (ТФЗ) для металів [19]. У теорії розглядається метал зі сферичною поверхнею Фермі й ізотропною довжиною вільного пробігу носіїв заряду l . Вводиться параметр дзеркальності p , який характеризує частку носіїв заряду, пружно відбитих від інтерфейсів плівки. Значення p може перебувати в межах від 1 (повністю дзеркальне відбиття) до 0 (повністю дифузійне відбиття). За повністю дзеркального відбиття КЛРЕ проявлятися не буде. У теорії передбачається, що l і p від товщини не залежать і що p являє собою константу, однакову для обох поверхонь, що не залежить від траєкторії й кута падіння носіїв заряду на поверхню.

Якщо плівки не занадто тонкі ($d \sim l$), то, згідно з ТФЗ, вираз для електропровідності металевієї пластини товщиною d може бути записаний у такий спосіб [19, 20]:

$$\sigma_d = \frac{\sigma_\infty}{1 + \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d}}, \quad (2)$$

де σ_∞ – значення електропровідності для зразка з нескінченно великою товщиною.

Майер на основі ТФЗ [21] одержав вираз для коефіцієнта Зеєбека S металевієї пластини залежно від її товщини. У наближенні не дуже тонких плівок ($d \sim l$) S записується як [21]

$$S = S_\infty \left(1 - \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d} \frac{U}{1+U} \right), \quad (3)$$

де S_∞ – значення S плівки з нескінченно великою товщиною, параметр $U = \left(\frac{\partial \ln l}{\partial \ln E} \right)_{E=\varepsilon_F}$ характеризує енергетичну залежність довжини вільного пробігу й за квадратичним законом дисперсії $U = 2$ [22].

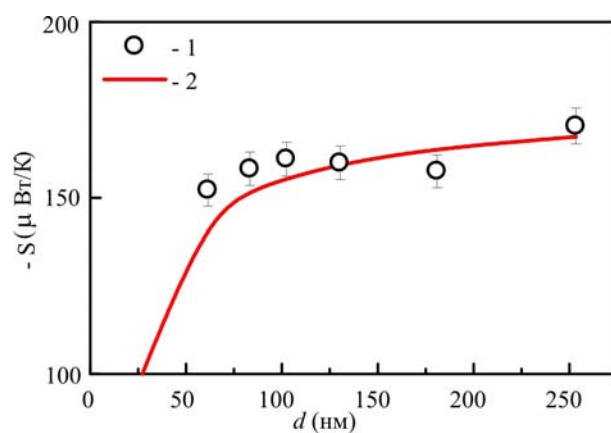
У рамках ТФЗ при виконанні умови $d \sim l$ коефіцієнт Холла практично не змінюється з товщиною ($R_H = R_{H\infty}$, де $R_{H\infty}$ – значення коефіцієнта Холла плівки з нескінченно великою товщиною) [22]. З урахуванням того, що рухливість носіїв заряду являє собою добуток σ і R_H , залежність μ від d за умови $d \sim l$ визначається залежністю $\sigma(d)$, тобто може бути записана як

$$\mu_d = \frac{\mu_\infty}{1 + \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d}}, \quad (4)$$

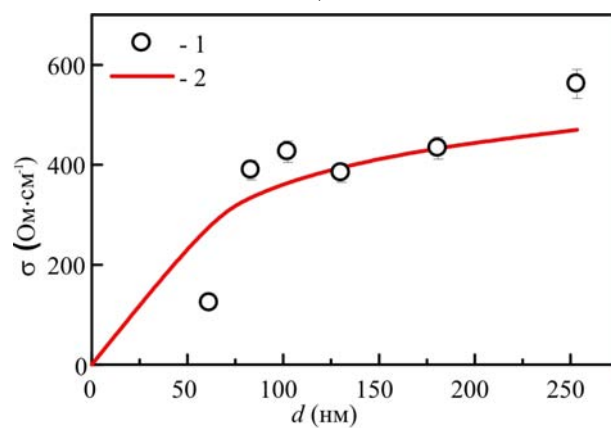
де μ_∞ – рухливість плівки з нескінченно великою товщиною.

З використанням засобів математичного пакета Matlab 6.5 шляхом варіювання величин p і l були визначені умови (значення l і p), за яких спостерігається найкращий збіг теоретичних кривих $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$ з відповідними експериментальними даними. Як критерій найкращого збігу розрахункової й експериментальної кривих було обрано середньоквадратичне відхилення ε . Розрахунки проводилися для плівок з товщинами $d > 55$ нм, де можна спостерігати плавне зростання електропровідності, коефіцієнта Зеєбека й рухливості з товщиною. На рис. 2 наведено

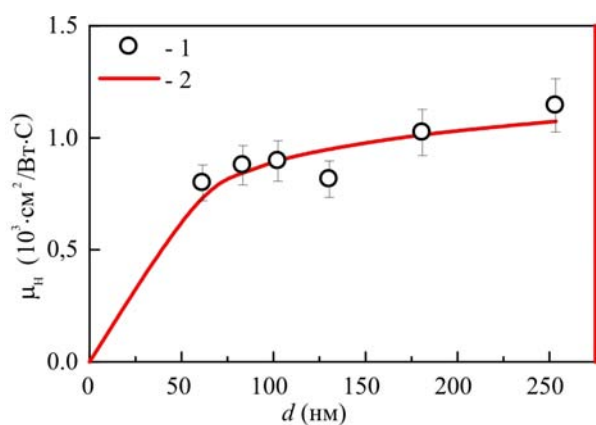
результати теоретичного розрахунку залежностей $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$ в рамках ТФЗ (суцільна лінія) і експериментальні дані (білі кружки).



а)



б)



в)

Рис. 2 – Коефіцієнт Зеебека S (а), електропровідність σ (б) і рухливість μ_H (в) електронів у структурі $(111)\text{BaF}_2/\text{PbTe}\langle\text{InTe}\rangle/\text{BaF}_{2,1}$ – плівки $\text{PbTe}\langle\text{InTe}\rangle$;
2 – теоретичний розрахунок в рамках теорії Фукса-Зондхеймера.

Можна бачити, що експериментальні залежності $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$ вдається досить добре описати в рамках теорії ТФЗ, розглядаючи випадок не занадто тонких плівок. Як вхідні параметри було використано значення $\sigma_\infty = 565$ (Ом · см)⁻¹, $\mu_\infty = 1150$ см²/В·с і $S_\infty = -170$ мкВ/ К, відповідні до кінетичних коефіцієнтів самої товстої з досліджуваних плівок. Найменше значення ε у розрахунках залежностей $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$ було досягнуто за параметрів дзеркальності $p = 0.64$, 0.87 і 0.75 і середніх довжинах вільного пробігу електронів $l = 470$ нм, 400 нм і 410 нм відповідно. Розкид у значеннях p може бути пов'язаний з малою кількістю експериментальних точок і/або зі значним числом спрощень, використовуваних при розрахунках. Проте усереднення величин параметра дзеркальності, визначених за залежностями $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$, дає досить високе значення $\langle p \rangle = 0.75$, яке вказує на переважно дзеркальне відбиття електронів від інтерфейсів плівки. У роботі [12] для плівок PbSe при розрахунках залежності $\sigma(d)$ у рамках моделі ТФЗ було отримано значення $p = 0.57$, яке виявилось нижчим, ніж у цій роботі.

Відмінність у значеннях p для плівок халькогенідів свинцю, вирощених на різних підкладках (KCl і BaF_2), можна пояснити різним розташуванням атомів (свинцю й халькогена) в кристалографічних площинах (001) і (111).

Оскільки халькогеніди свинцю мають структуру типу $NaCl$ [18], то при вирощуванні плівки в орієнтації [001] на підкладках KCl [12], на інтерфейсах у площині (001) атоми компонентів (свинець і халькоген) чергуються в шаховому порядку, а з ростом використанні в орієнтації [111], тобто на підкладках BaF_2 , як у нашій роботі, площина (111) складається з одного сорту атомів (або тільки атоми свинцю, або тільки атоми халькогена). Очевидно, що на поверхні (001) наявні кілька сортів атомів призводять до більш значного дифузійного розсіювання, ніж в плівках з орієнтацією [111], де внесок у розсіювання вносить тільки один сорт атомів.

Висновки

1. Методом термічного випаровування у вакуумі кристалів $PbTe$, легованих 1 мол.% $InTe$, з наступною конденсацією на підкладках (111) BaF_2 , отримано плівки з товщинами $d = 10$ - 255 нм.
2. Зі зменшенням товщини плівок до $d \approx 40$ нм має наявна $n \rightarrow p$ типу провідності. Передбачається, що спостережуваний ефект може бути пов'язаний зі зміною умов термодинамічної рівноваги в тонкій плівці в порівнянні з масивним кристалом і з частковим ревіпаруванням атомів індію й/або свинцю.
3. Плівки мають високий ступінь однорідності, зернова структура в плівках не проявляється, що становить інтерес із практичної точки зору.
4. Залежності електропровідності σ , холлівської рухливості μ_H , коефіцієнта Холла R_H , коефіцієнта Зеебека S і термоелектричної потужності $P = S^2 \cdot \sigma$ від товщини плівок мають немонотонний характер. В області товщин плівок з p -типом провідності спостерігаються

екстремуми на залежностях усіх властивостей від товщини за $d_1 = (20 \pm 2)$ нм, наявність яких пов'язується із квантовим розмірним ефектом.

5. Збільшення S , σ і μ_H з товщиною плівок в області з n -типом провідності вказує на прояв класичного розмірного ефекту. Теоретичний розрахунок залежностей $\sigma(d)$, $S(d)$ і $\mu_H(d)$ в рамках теорій Фукса-Зондхеймера й Майера перебуває в прийнятій відповідності з експериментальними даними.

Роботу виконано за підтримки Українського фонду фундаментальних досліджень (грант № UU 42/006-2011) і CRDF грант № UKP2-7074-KK-12.

Література

1. Komnik Yu.F. Physics of Metal Films // Moscow: Atomizdat, 1979. 264 p.
2. Anatyshuk L.I. Thermoelements and Thermoelectric Arrangements. // Reference book, Kiev, Naukova dumka, (in Russian), 1979, 768 p.
3. Rowe D.M. CRC Handbook of Thermoelectrics. // CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington, 1995.
4. Sorrell C.C., Sugihara S., Nowotny J. // Materials for energy conversion devices, Woodhead Pub. Limited. – 2005. – 416 p.
5. Kaidanov V.I., Ravich Yu.I. Deep and resonance states in $A^{IV} B^{VI}$ semiconductors. // Usp. Fiz. Nauk, 145, 1, in Russian. – 1985. – P. 51-86.
6. Averkin A.A., Kaidanov V.I., Melnik R.B. // On the nature of the impurity states of indium in lead telluride // Fiz. Tekh. Poluprov. – 1971. – № 5. – P. 91-95.
7. Lykov S.N., Chernick I.A. // Oscillation effects of the Shubnikov-de Haas in lead telluride doped with indium, Sov. Phys. Semicond. – 1980. – № 14. – P. 47-54.
8. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Tavrina T.V., Us M., Deepselh and M.S., Cresonance., Rabin O. Quantum states effects in IV-VI quantum wells. // Physica E. – 2003. – № 17. – P. 313-315.
9. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Vekhov Y.O., Dresselhaus M.S., Cronin S.B. // Effect of thickness on the thermoelectric properties of PbS thin films, Thin Solid Films. – 20024 № 23. – P. 115-118.
10. Rogacheva E.I., Vodoretz O.S., Nashchekina O.N., Sipatov A.Yu., Fedorov A.G., Olkhovskaya S.I., Dresselhaus M.S. Oscillatory Behavior of Thermoelectric Properties in p - $PbTe$ Quantum Wells. // J. Electronic Materials. // 2010. – № 39(9). – P. 2085-2091.
11. Rogacheva E.I., Tavrina T.V., Nashchekina O.N., Grigorov S.N., Nasedkin K.A., Dresselhaus M.S., Cronin S.B. Quantum size effects in $PbSe$ quantum wells. // Appl. Phys. Lett. – 2002 80. – P. 2690-2693.
12. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Olkhovskaya S.I., and Dresselhaus M.S. Size Effects in $Pbse$ Thin Films. – J. Thermoelectricity. – 2012. – № 4. – P. 25-32.

13. Olkhovskaya S.I., Rogacheva E.I. Size effects in lead telluride thin films and thermoelectric properties. // Thermoelectricity. – 2013. – № 5. – P. 22-27.
14. Rogacheva E.I., Ol'khovskaya S.I., Sipatov A.Yu., Fedorov A.G., Size effect in lead selenide thin films. // Bulletin of Kharkov National University, Ser. Physics. – 2010. – 914 (13). – P. 115-118.
15. Ol'khovskaya S.I., Rogacheva E.I., Sipatov A.Yu., Thickness Dependences of *PbSe<Cl>* Films Thermoelectric Properties. // Metallofizika I Noveishie Tekhnologii. – 2011. – № 33. – P. 213-220.
16. Springholz G., Molecular Beam Epitaxy of IV-VI Heterostructures and Superlattices in: Lead Chalcogenides: Physics and Applications, ed. D. Khokhlov, Taylor and Francis, 2003.
17. Rogacheva E.I., Dresselhaus M.S. Quantum Size Effects and Thermoelectric Transport in IV – VI Based 2D-Structures. // Proc. ECT, Odessa, Ukraine. – 2007. – P. 29-34.
18. Ravich Yu.I., Efimova B.A., Smirnov I.A., Methods of Research on Semiconductors as Applied to Lead Chalcogenides *PbTe*, *Pbse* and *PbS*, Moscow, Nauka, 1968.
19. Fuchs K., The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals. // Proc. Cambridge Philos. Soc. – 1938. – № 34. – P. 100-108.
20. Sondheimer E.H., The mean free path of electrons in metals. // Adv. Phys. – 1952. – № 1. – P. 1-42.
21. Mayer H. Physik dunner Schichten, V. 2, Wissenschaftliche Verlag, Stuttgart, 1955.
22. Stasyuk Z.V., Lopatinsky A.I., Size-Dependent Kinetic Phenomena in Thin Metal Films. Classic Effects (review). // Physics and Chemistry of Solid State. – 2001. – № 4. – P. 521-542.

Надійшла до редакції 23.11.2014