

Б.Д. Дзундза¹, В.В. Бачук¹, Г.Є. Малашкевич², О.Л. Соколов¹

Розсіювання носіїв струму в наноструктурах на основі телуридів свинцю та олова

¹Фізико-хімічний інститут Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76000, Україна, E-mail: fcss@pu.if.ua

²Інститут молекулярної і атомної фізики НАНБ,
220072, Мінськ, проспект Незалежності, 70, Білорусь, malash@imaph.bas-net.by

Досліджено особливості механізмів розсіювання носіїв струму у наноструктурах телуриду свинцю, осадженого на підкладках з поліамідної стрічки та телуриду олова, осадженого на слою від товщини. Встановлено, що домінуюча роль розсіювання на поверхні чи міжзеренних межах визначається структурним станом конденсатів.

Ключові слова: наноструктури, телурид свинцю, телурид олова, розсіювання носіїв, рухливості носіїв.

Стаття поступила до редакції 11.05.2010; прийнята до друку 15.09.2010.

Вступ

Останні десятиліття розвитку фізики твердого тіла характеризуються тим, що основними об'єктами дослідження все в більшій мірі стають не масивні кристали, а тонкі плівки, багаточисельні тонкоплівкові системи, наноструктури. У таких системах істотно змінюється більшість електронних властивостей – виникає велике число нових, так званих розмірних ефектів. Найбільш кардинальну перебудову властивостей мають квантові розмірні структури, в яких вільні носії заряду локалізовані в одному, двох або у всіх трьох координатних напрямках, в областях з розмірами де-Бройлевської довжини хвилі. При цьому набувають чинності закони квантової механіки і відбувається зміна найбільш фундаментальної характеристики електронної підсистеми – її енергетичного спектру. Якщо рух обмежено вздовж одного чи двох напрямків, то під впливом зовнішніх полів можуть змінюватися не три, а лише дві або тільки одна із компонент імпульсу електронів і дірок, в результаті цього носії ведуть себе як двовимірний або одновимірний газ відповідно.

Для плівок товщина є тим параметром, який визначає транспортні властивості і домінуючі механізми розсіювання носіїв заряду. Тут, зокрема, необхідно враховувати розсіювання на міжфазних і міжзеренних межах, дислокаціях невідповідності та інших дефектах росту [1-4].

У даній роботі досліджено особливості механізмів розсіювання носіїв струму у плівках телуриду свинцю, осадженого на підкладках з поліамідної стрічки та телуриду олова, осадженого на слою від товщини.

I. Методика експерименту

Наноструктури отримували з парової фази методом відкритого випаровування у вакуумі на підкладки з поліамідної стрічки типу ПМ-1 та свіжих сколів (0001) слою мусковіт типу СТА. Температура випарника складала $T_v=970$ К, а температура підкладок $T_n=(420-520)$ К. Товщину конденсату задавали часом осадження в діапазоні (2-60) хв та контролювали за допомогою мікроінтерферометра МІІ-4.

Вимірювання електричних параметрів наноструктур проводилося на повітрі при кімнатних температурах у постійних магнітних полях. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омичних контактів використовувалися плівки срібла. Струм через зразки складав $\sim(0,1-1)$ мА. Магнітне поле напрямлялося перпендикулярно до поверхні плівок при індукції 2 Тл.

Отримані зразки досліджувалися методами атомно-силової мікроскопії (АСМ) Nanoscope 3a Dimention 3000 (Digital Instruments USA) у режимі періодичного контакту. Вимірювання проведені в центральній частині зразків з використанням серійних кремнієвих зондів NSG-11 із номінальним радіусом закруглення вістря до 10 нм (NTOMDT, Росія). За результатами АСМ досліджень крім технології поверхні та профілограм у програмі WSxM 4.0 Develop 10.4 визначені розміри нанокристалів у латеральному напрямку, висоту та шорсткість поверхні.

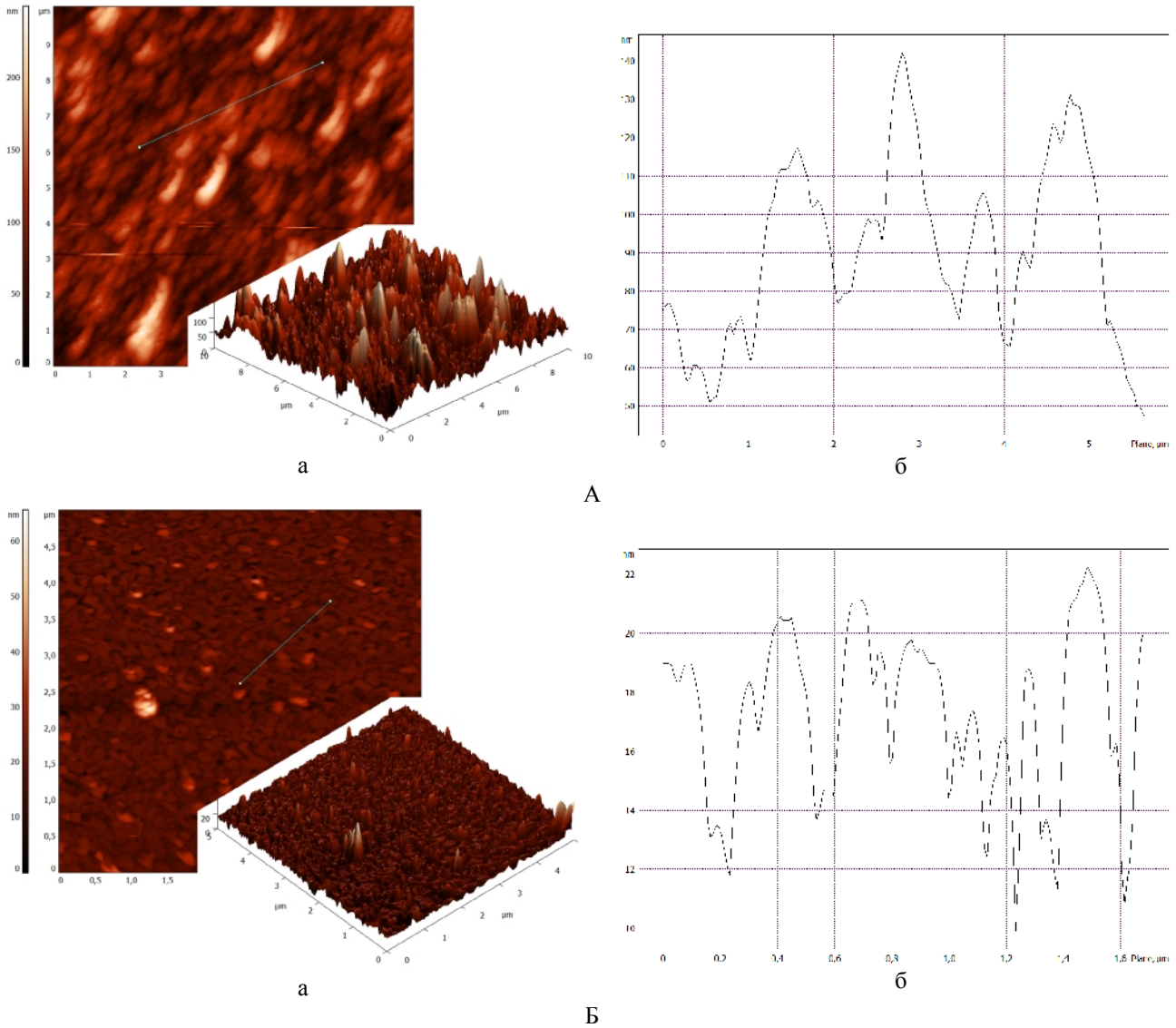


Рис. 1. АСМ-зображення (а) і профілограми (б) наноструктур РbТе на поліаміді (А) та SnTe на сколах (0001) слюди (Б). Температура випаровування $T_v = 970$ К, температура осадження $T_n = 420$ К, час осадження $t = 30$ хв.

АСМ-зображення та профілограми наноструктур наведено на рис. 1. Видно, що одержані структури складаються з нанорозмірних кристалітів пірамідальної форми. Для наноструктур РbТе на поліамідних підкладках середні розміри кристалітів у перпендикулярному до поверхні напрямку складають ~ 560 нм, а у латеральному ~ 40 нм (рис. 1, А) і є значно більшими як для структур SnTe на слюді для яких ці розміри складають ~ 200 нм і ~ 20 нм відповідно.

II. Елементи теорії

За умови переважання розсіювання носіїв струму на поверхні (μ_n) і межах зерен (μ_z), питомий опір плівок визначається правилом Маттісена [3]. Якщо концентрація носіїв і ефективна маса є сталими, тоді

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_z}, \quad (1)$$

де μ – експериментально визначена рухливість.

Час між двома актами розсіювання на межах кристалітів τ_3 визначається як

$$\tau_3 = Dv^{-1}, \quad (2)$$

де v – теплова швидкість носіїв, яка у випадку виродження, не залежить від температури. Для халькогенідів свинцю і телуриду олова температура виродження велика через високу концентрацію носіїв внаслідок значного відхилення від стехіометричного складу. При цьому згідно [2]:

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

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

Рухливість носіїв струму у випадку дифузного розсіювання на поверхні визначається як [3]:

$$\mu_n = \mu_v (1 + \lambda / d)^{-1}. \quad (4)$$

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

Згідно моделі Тейлера [5] розсіювання носіїв заряду на межах зерен описується часом релаксації τ_0

таким чином, що $\lambda = \tau_0 v$, де λ – ефективний середній вільний пробіг носіїв заряду у нескінченно товстій плівці. Тоді

$$s = s_0 \left[1 - \frac{3}{8} I \frac{(1-P)}{d} \right] \quad (5)$$

Тут σ_0 – питома електропровідність у нескінченно товстій плівці. Рівняння (5) виражають пряму лінію $y = A \pm Bx$ у координатах $\sigma \sim d^{-1}$,

де $A = \sigma_0$; $B = -\frac{3}{8} s_0 I (1-P)$.

Із рівняння (5) випливає, що пряма лінія пересікає вісь ординат при $d^{-1} \rightarrow 0$ у точці, що визначає σ_0 . Тангенс кута нахилу прямої визначає величину в яку входить λ . Якщо розглядати дифузне розсіювання (тобто $P=0$), то можна визначити λ і ρ_0 .

Визначивши довжину вільного пробігу (λ) (рис. 2, рис. 4), та використавши формулу (4) маємо залежність поверхневої рухливості μ_n від товщини. Аналогічно середній розмір кристалітів (D) та експериментальне значення концентрації (n_n) із виразу (3) отримуємо величину рухливості яка враховує вплив розсіювання носіїв струму на міжзеренних межах (μ_3).

III. Результати експерименту та їх обговорення

На рис. 2, рис. 4 представлені експериментальні залежності питомої електропровідності від оберненої товщини наноструктур. Для кімнатних температур визначена середня довжина вільного пробігу носіїв струму в структурах ПМ-1/PbTe складає $\lambda \approx 260$ нм, а в (0001)СТА/SnTe вона є значно більшою – $\lambda \approx 1,3$ мкм. При підвищенні температури до 360 К λ зменшується і становить 0,7 мкм (рис. 4).

Звернемо увагу на різний характер товщинних залежностей питомої електропровідності (рис. 2, рис. 4). Так, якщо для наноструктур ПМ-1/PbTe при зменшенні товщини вона спадає (рис. 2), то для (0001)СТА/SnTe – зростає (рис. 4). Такий характер провідності можна пояснити впливом дифузного розсіювання носіїв на поверхні, яке стає домінуючим в області малих товщин у крупнозернистих

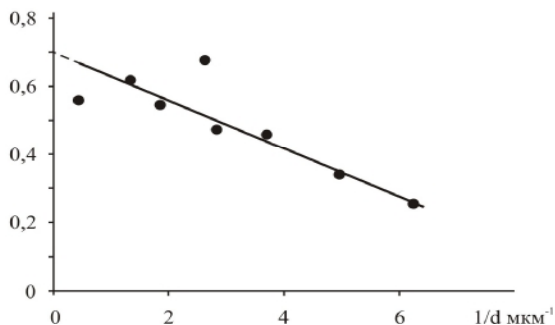


Рис. 2. Залежність питомої провідності від оберненої товщини для структур ПМ-1/PbTe при температурі 300 К. $\sigma_0 = 0,7 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $\lambda = 0,26$ мкм.

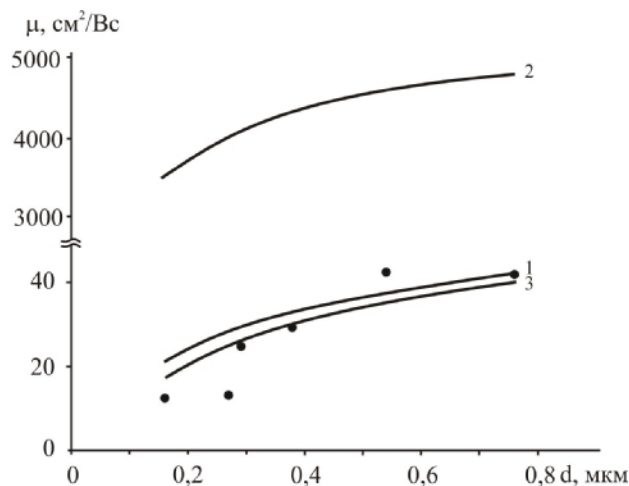


Рис. 3. Залежність рухливості носіїв струму (μ) від товщини d для свіжовирощених структур ПМ-1/PbTe. Крива 1 – рухливість носіїв при врахуванні розсіювання на поверхні (μ_n), 2 – рухливість носіїв що враховує розсіювання на міжзеренних межах (μ_3), 3 – результуюча рухливість (μ) згідно (1), • – експеримент. $\mu_v = 65 \text{ см}^2/\text{Vs}$, $D_L = 40$ нм.

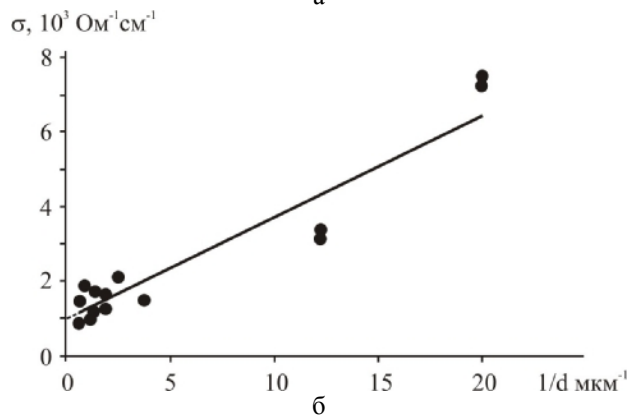
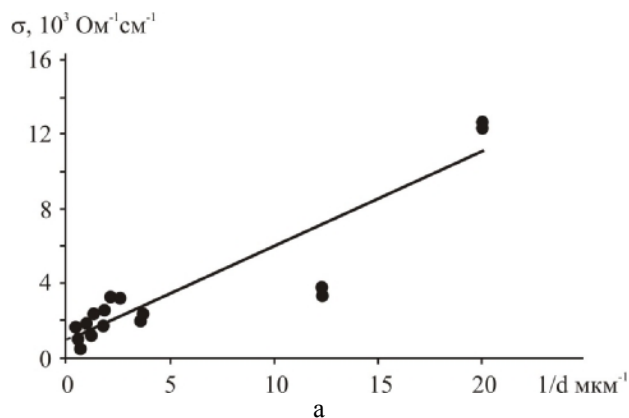


Рис. 4. Залежність питомої провідності структур (0001)СТА/SnTe від оберненої товщини при 300 К (а) ($\sigma_0 = 965 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $\lambda = 1,38$ мкм) та 360 К (б) ($\sigma_0 = 950 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $\lambda = 0,7$ мкм).

наноструктурах ПМ-1/PbTe (рис. 1,А). Це також підтверджують експериментальні та розрахункові залежності рухливості носіїв від товщини (рис. 3). Видно, що вплив розсіювання на міжзерених межах (μ_3) (рис. 3 – крива 2) є незначний і основний внесок у результуючу рухливість дає дифузне розсіювання

носіїв на поверхні (μ_n) (рис. 3 – крива 1). Незначний внесок міжзеренних меж у розсіювання носіїв зумовлений достатньо великим розміром кристалітів та порівняно невеликою концентрацією носіїв ($1-2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

У наноструктурах (0001)СТА/SnTe вплив міжзеренного розсіювання є значно сильніший (рис. 5 – криві 2) завдяки досить малим розмірам кристалітів у латеральному напрямку та високій концентрації носіїв $n \approx (1-3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Менший внесок дифузного розсіювання пов'язаний із незначною поверхнею шорсткістю (0001)СТА/SnTe (рис. 1, Б).

При врахуванні латеральних розмірів кристалітів ($D_{\parallel}=200 \text{ нм}$) їх вплив у рухливості носіїв виявився незначним (рис. 6 – криві 2), так, як вони перевищують висоту кристалітів ($D_{\perp}=20 \text{ нм}$) на порядок величини. Таким чином, врахування поверхневого та міжзеренного розсіювання для наноструктур (0001)СТА/SnTe показало добре співпадання результатів розрахунків з експериментом, що вказує на домінування цих двох механізмів.

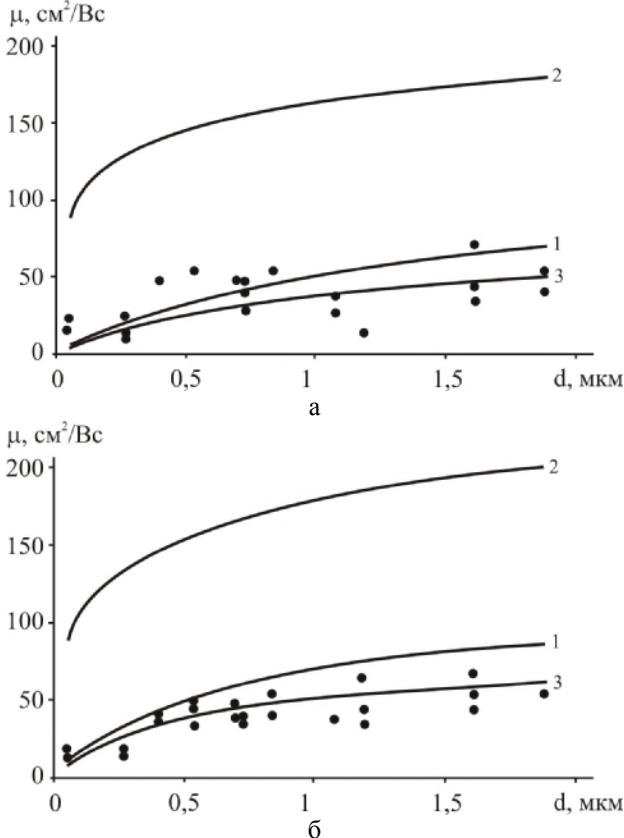


Рис. 5. Залежність рухливості носіїв струму (μ) від товщини (d) для свіжовирощених структур (0001)СТА/SnTe при 300 К (а) та 360 К (б). Крива 1 – рухливість носіїв при врахуванні розсіювання на поверхні (μ_n), 2 – рухливість носіїв, що враховує розсіювання на межах зерен (μ_g) у перпендикулярному до поверхні напрямі ($D_{\perp}=20 \text{ нм}$), 3 – сумарна рухливість (μ) згідно (1), • – експеримент. $\mu_v=120 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

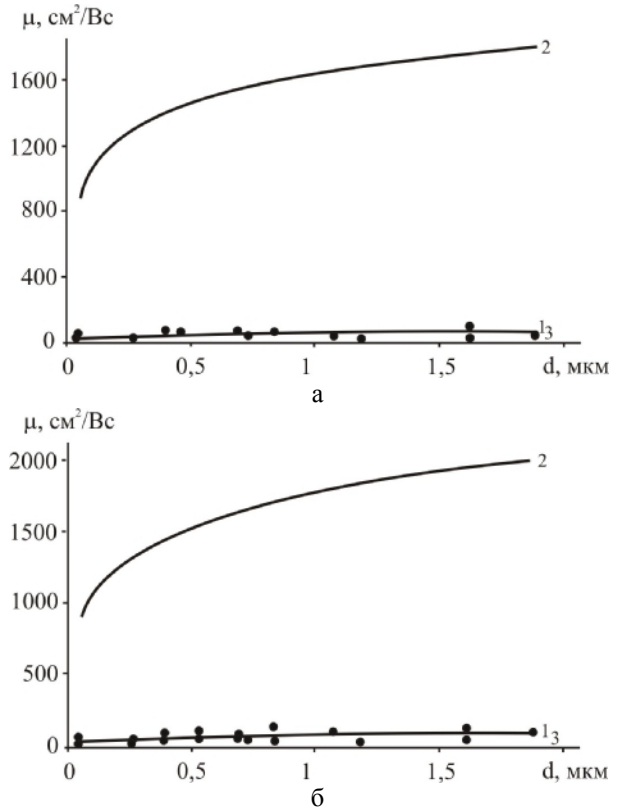


Рис. 6. Залежність рухливості носіїв струму (μ) від товщини (d) для свіжовирощених структур (0001)СТА/SnTe при 300 К (а) та 360 К (б). Крива 1 – рухливість носіїв при врахуванні розсіювання на поверхні (μ_n), 2 – рухливість носіїв що враховує розсіювання (μ_g) на межах зерен у латеральному напрямі ($D_{\parallel}=200 \text{ нм}$), 3 – сумарна рухливість (μ) згідно (1), • – експеримент. $\mu_v=120 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Висновки

1. Досліджено залежності питомої провідності і рухливості носіїв струму для наноструктур телуриду свинцю та олова отриманих з парової фази на поліаміді (ПМ-1) та слюді (СТА) відповідно від їх товщини.
2. Визначено середню довжину вільного пробігу носіїв струму для наноструктур та та їх рухливості при розсіюванні на поверхні та міжзеренних межах.
3. Показано, що домінуючим механізмом розсіювання носіїв у наноструктурах ПМ-1/PbTe є дифузне розсіювання на поверхні, а для (0001)СТА/SnTe – на поверхні та міжзеренних межах.

Автори висловлюють вдячність проф. Фрейку Д.М. за постановку задач дослідження і обговорення їх результатів.

Робота частково фінансується МОН України (державний реєстраційний номер 0109U001414) та ДФФД МОН України (державний реєстраційний номер 0109U004505), НАН України (проект в рамках програми «Фундаментальні проблеми

наноструктурних систем, наноматеріалів, нанотехнологій», договір № 13/10-Н).

Дзундза Б.С. – кандидат фізико-математичних наук, науковий співробітник;
Бачук В.В. – науковий співробітник Фізико-хімічного інституту;
Малашкевич Г.Є. – доктор фізико-математичних наук, професор;
Соколов О.Л. – науковий співробітник Фізико-хімічного інституту.

- [1] J.N. Zemel. in Recent developments epitaxial IV-VI films // *J. Luminescence*, **7**, pp 524-541 (1973).
- [2] *Поверхностные свойства твердых тел*. Под. ред. М. Грина. Мир, М. 432 с. (1972).
- [3] P.R. Vaya, J. Majht, B.S.V. Gopalam, C. Dattatrepan. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films // *Phys. Stat. Sol. (a)*, **87**(341), pp. 341-350 (1985).
- [4] Д.М. Фреїк, В.Ф. Пасічняк, О.Л. Соколов, Б.С. Дзундза. Розсіювання носіїв заряду в епітаксійних плівках PbTe // *Український фізичний журнал*, **50**(11), сс. 1250-1252 (2005).
- [5] Tellier C.R., Tosser A.J., Boutrit C. // *Thin Solid Films*, **44**, 201 (1977)

B.S. Dzundza¹, V.V. Bachuk¹, G.E. Malashkevych², O.L. Sokolov¹

Scattering of Charge Carriers in Nanostructures Based on Lead and Tin Telluride

¹Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine, E-mail: fcss@pu.if.ua
²Institute of the molecular and nuclear physics NASB,
220072, Minsk, pr. Nezalezhnosti, 70, Belarus, malash@imaph.bas-net.by

The peculiarities scattering mechanisms of charge carriers in lead telluride nanostructures deposited on polyamide film substrates and tin telluride deposited on mica from thickness are defined. Established that the dominant role of scattering on the surface or between grain boundary defined structural state of condensates.