

УДК 669.621.315.592

РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ ТА МЕХАНІЗМИ ПЕРЕНЕСЕННЯ НОСІЇВ СТРУМУ У ТОНКИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПЛІВКАХ ХАЛЬКОГЕНІДІВ СВИНЦЮ (ОГЛЯД)

Д. М. Фреїк, Б. С. Дзундза, Ю. В. Кланічка

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника;
79000, Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57; e-mail: freik@pu.if.ua*

Зроблено короткий огляд робіт, присвячених дослідженню класичного розмірного ефекту у плівках халькогенідів свинцю із різною структурною завершеністю. Розглянуто вплив міжфазних та міжзеренних меж, а також дислокацій невідповідності на механізми перенесення та рухливість носіїв заряду в рамках характеристичних довжин, дифузного розсіювання і моделі Петріца.

Ключові слова: тонкі плівки, халькогеніди свинцю, транспортні явища, механізми розсіювання.

Вступ

- I. Структурна модель тонких плівок і розсіювання носіїв на міжзеренних межах.
 - II. Неоднорідності електричних параметрів тонких плівок.
 - 2.1. Модель Петріца і електричні властивості приповерхневих шарів.
 - 2.2. Профілі електричних параметрів.
 - III. Механізми розсіювання носіїв заряду у тонких плівках.
 - 3.1. Елементи теорії.
 - 3.2. Дзеркальне розсіювання носіїв заряду. Монокристалічні плівки.
 - 3.3. Дифузне розсіювання носіїв заряду.
 - 3.4. Залежність механізмів розсіювання від температури.
 - IV. Розсіювання носіїв заряду на дислокаціях невідповідності. Гетероструктури.
- Висновки.
Література

Вступ. Плівки халькогенідів свинцю – перспективні матеріали для детекторів і джерел інфрачервоного діапазону оптичного спектру випромінювання [1, 3]. При реалізації тонкопліткових активних елементів важливим параметром, що впливає на їх характеристики, є класичні та квантові розмірні ефекти. Відомо [3-5], що в області малих товщин механізми розсіювання в плівках суттєво відрізняються від таких у масивних зразках. Тут, зокрема, необхідно враховувати розсіювання на межах зерен, поверхні, дислокаціях невідповідності та дефектах росту [5-11]. У зв'язку із цим важливою проблемою є оцінка цих додаткових механізмів розсіювання у тонких плівках.

У роботі проведено аналіз результатів дослідження механізмів розсіювання носіїв заряду у плівках халькогенідів свинцю різної товщини та структурної завершеності виконаних, переважно, у Фізико-хімічному

інституті та кафедрі фізики і хімії твердого тіла Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника [2, 12-17, 19, 21, 23-28].

І. Структурна модель тонких плівок і розсіювання носіїв на міжзеренних межах

Загалом тонку плівку, осаджену на підкладку різними методами [2], можна уявити як складну багатофазну систему до якої входять міжфазні межі ("плівка-підкладка" або "плівка-вакуум (повітря, газ)") та міжзеренні межі (рис. 1.)[4]. Зауважимо, що важливими технологічними факторами при вирощуванні плівок методом осадження із парової фази, який знайшов широке застосування для халькогенідів свинцю, є температура випаровування наважки і осадження (підкладки), вид самої підкладки (монокристал, полікристал, аморфна), стан її поверхні, склад залишкових газів у вакуумній системі при осадженні, а також товщина (d) плівки та багато інших [2].

Якщо для міжфазних меж важливим параметром плівок є їх товщина, то для міжзеренних меж – розмір кристалітів D . Так, зокрема, якщо $D \gg d$, тоді вплив міжзеренних меж незначний, а при $D \gg d$ суттєвої ролі не відіграє поверхня плівок.



Рис. 1. Схема міжфазних і міжзеренних меж в тонкоплівковій структурі [4]

За умови, що всі кристаліти мають однакові лінійні розміри D , см, концентрація домішок N , см⁻³ тільки одного типу, а ширина міжзеренних меж h , см із концентрацією пасток Q_1 , см⁻² і те, що всі вільні носії заряду поблизу межі $D/2 - 1$ захоплюються пастками, утворюється збіднена область із характерним розподілом електричного заряду Q (рис. 2, в) і відповідними енергетичними рівнями E_l у забороненій зоні для матеріалу p -типу (рис.2, г) [18].

Для випадку $DN < Q_1$, що відповідає умові, коли кристаліти повністю збіднені на носії, а пастки тільки частково заповненні, висота потенціального бар'єру V_b лінійно збільшується із ростом концентрації N у погодженні з виразом [18, 19]

$$V_b = \frac{eD^2 N}{8\epsilon}. \quad (1)$$

Рівень Фермі E_F у цьому випадку визначається співвідношенням

$$E_F = E_e - kT \ln \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Q_e}{DN} - 1 \right) \right]. \quad (2)$$

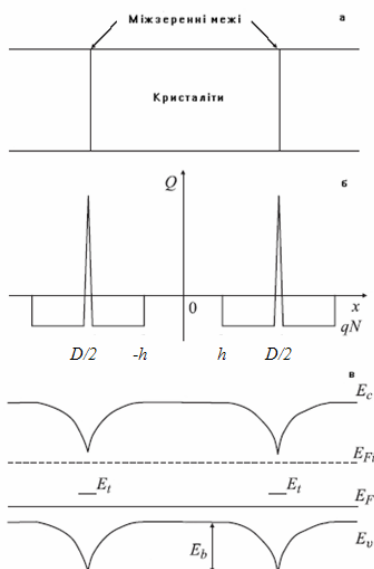


Рис. 2. Модель міжзеренної межі в полікристалах р-типу провідності: а – структура полікристала; б– розподіл заряду Q в зерні і на межі; в – зонна діаграма, E_c – край зони провідності, E_v – край валентної зони, E_t – рівень пасток, E_{Fi} – рівень Фермі у власному напівпровіднику, E_b – висота енергетичного бар’єру [18]

При $DN > Q_1$ тільки частина кристалітів збіднена, а величина потенціального бар’єру чисельно рівна

$$V_b = \frac{eQ_1^2}{8\epsilon N}. \tag{3}$$

де ϵ – діелектрична стала.

Сумарний струм через полікристал визначається як провідністю кристалітів, так і механізмом переходу носіїв з одного кристаліта в інший, тобто провідністю межзеренних меж. Як правило, провідність кристалітів істотно перевищує провідність меж, тому, під час вивчення транспортних властивостей полікристалів слід розглядати провідності межзеренних областей.

Розглядають два найважливіших процеси, що визначають струм через межі: тунельні процеси і електронна емісія. Тунельні струми істотні у разі наявності дуже вузьких бар’єрів, наприклад в сильно легованих полікристалах. У помірно легованих полікристалах тунельні струми малі порівняно із струмами електронної емісії і ними можна знехтувати.

Густина струму електронної емісії при прикладенні до бар’єру напруги U рівна [19]

$$j = \frac{e^2 n}{\sqrt{2\pi m^* kT}} U e^{\frac{eV_b}{kT}}. \tag{4}$$

Із формули (4) провідність полікристалу буде визначатися як

$$\sigma = \frac{De^2 n}{\sqrt{2\pi m^* kT}} e^{\frac{eV_b}{kT}}. \tag{5}$$

Враховуючи, що

$$\sigma = e\mu p, \tag{6}$$

ефективне значення рухливості при цьому буде

$$\mu = \frac{De}{\sqrt{2\pi m^* kT}} e^{-\frac{E_b}{kT}}. \quad (7)$$

За умови, що $eV_b = E_b$, V_b – потенціал бар'єру маємо [3]:

$$\sigma \propto \exp\left[-(E_g/2 - E_F)/kT\right] \text{ і } \delta \approx ND < Q_1, \quad (8)$$

$$\sigma \propto T^{-1/2} \exp\left[-(E_g/kT)\right] \text{ і } \delta \approx ND > Q_1. \quad (9)$$

Тут n – концентрація дірок, m^* – ефективна маса.

Теоретичні підходи перевірені на полікристалічних плівках, одержаних осадженням пари на скляні підкладки згідно [18,19]. Зменшуючи товщину плівки до 0,05 мкм і знижуючи температуру підкладки до температури рідкого азоту можна одержати плівки з розміром зерен $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ см.

На рис. 3 наведено експериментальні результати для полікристалічних плівок р-PbTe з різним розміром кристалітів. Розраховані значення енергій активації виявилися рівними 0,06 і 0,1 еВ. При цьому вона зростає із зменшенням розмірів кристалітів від 10^{-6} см до $2 \cdot 10^{-7}$ см. Отримані значення енергій активації приводять до наступних висновків. По-перше, їх не можна пов'язати із захопленням дірок – основних носіїв у плівках – у разі зменшення температури акцепторними рівнями ($E_v+0.06$) еВ та ($E_v+0,1$) еВ, оскільки для розглядуваного інтервалу температур всі акцепторні рівні іонізовані [20] і тому не можуть зробити жодного внеску у зміну концентрації носіїв. Отже, можна стверджувати, що визначені енергії активації пов'язані із потенціальними бар'єрами на межах зерен, які і призводять до зменшення рухливості дірок у разі зменшення температури (рис. 3). Зауважимо, що експериментальні результати добре співпадають із розрахунками, проведеними за виразом (7), що вказує на правомірність вибору фізичної моделі для полікристалічного матеріалу.

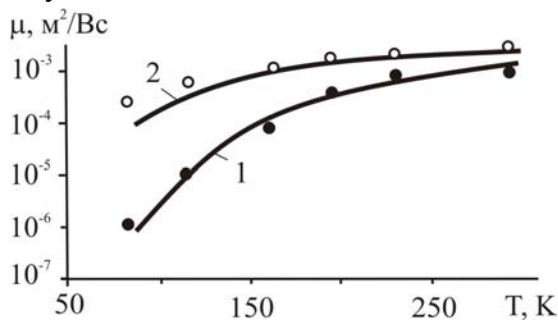


Рис. 3. Залежність рухливості носіїв струму від температури для полікристалічних плівок р-PbTe із різними значеннями величини кристалітів, $D \cdot 10^{-6}$, см: (1) – 1,0; (2) – 0,2 (точки – експеримент, суцільна лінія розрахунок (7)) [19]

Збільшення енергії активації міжзеренних потенціальних бар'єрів із зменшенням розмірів кристалітів може бути пояснено реалізацією умови $DN > Q_1$, для якої V_b згідно з (3) зростає зі збільшенням поверхневої густини пасток Q_1 . Дійсно, зменшення розмірів кристалітів у нашому випадку веде до зростання площі поверхні їх міжзеренних меж, що, без-

умовно, призводить і до зростання концентрації Q_1 , а, отже, і величини бар'єру, що і підтверджується експериментом

II. Неоднорідності електричних параметрів тонких плівок

2.1. Модель Петріца і електричні властивості приповерхневих шарів. Модель Петріца визначає поверхневі провідність σ_s , коефіцієнт Холла R_s і товщину приповерхневого шару d_s плівки, розглядаючи область поверхневого заряду і об'єм як відокремлені фізичні області, які з'єднані паралельно тільки біля контактів (рис. 4) [22]. Об'ємним параметрам приписано індекс b.

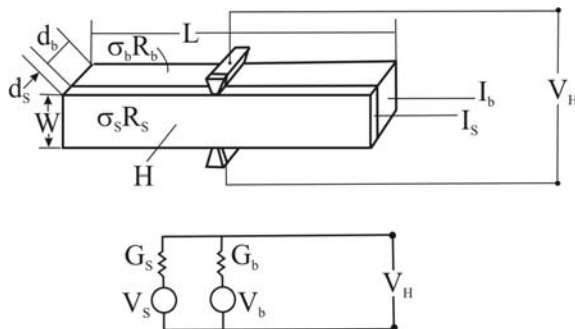


Рис. 4. Двошарова модель Петріца та її електричний аналог [22]

При цьому вважається, що $d = d_s + d_b$. Зв'язок між поверхневими (s) і об'ємними (b) параметрами плівки, а також вимірними значеннями на експерименті (σ , R_H , μ_H , d), як видно із електричної схеми (рис. 4), визначається співвідношеннями

$$R_H = \frac{V_H d}{IH} = \frac{(\sigma_s^2 d_s R_s + \sigma_b^2 d_b R_b) d}{(\sigma_s d_s + \sigma_b d_b)^2},$$

$$\sigma = \frac{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}{d},$$

$$\mu_H = \sigma R_H = \frac{\sigma_s^2 d_s R_s + \sigma_b^2 d_b R_b}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}.$$
(10)

Значення поверхневих (σ_s , R_s , d_s) і об'ємних (σ_b , R_b , d_b) величин підбираються таким чином, щоб одержати найкраще співпадання розрахованих значень (σ , R_H , μ_H) із експериментом. За допомогою рівнянь (10) можна визначити надлишок поверхневих зарядів

$$\Delta Q = \frac{d_s}{e R_s}.$$
(11)

Модель Петріца досить наближено визначає параметри поверхневого шару, який, у нашому випадку, формується за рахунок міжфазних меж.

Результати залежностей експериментальних, а також розрахованих за моделлю Петріца, питомої електропровідності (σ), сталої Холла (R_H) і холлівської рухливості (μ_H) від товщини (d) для плівок n - і p - типу $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ подані на рис. 5 [14]. У таблиці наведено також значення використаних під час розрахунків параметрів поверхневого шару (s) і об'єму (b) плівок. Як видно із рис. 5, має місце добре співпадання хол-

лівської рухливості μ_H із розрахунками за моделлю Петріца. Добре узгодження із експериментальними розрахунками дає і дифузний механізм розсіювання носіїв (рис. 5), який підтверджується незначною величиною

відношення поверхневої до об'ємної рухливостей $\frac{\mu_s}{\mu_b} = \frac{\sigma_s R_s}{\sigma_b R_b}$ (табл.).

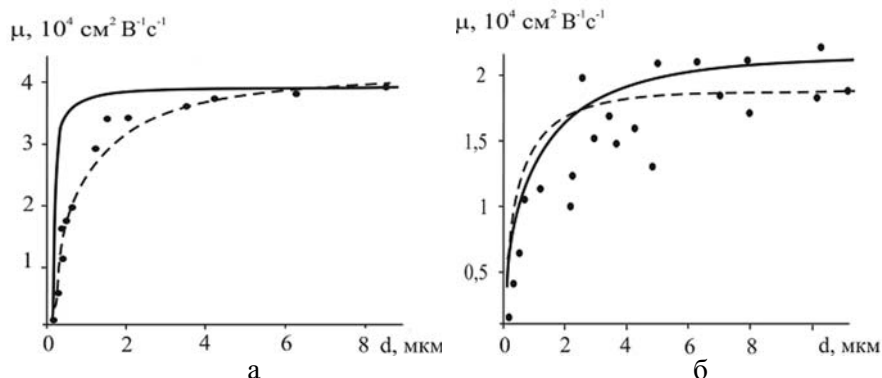


Рис. 5. Залежність холлівської рухливості (μ_H) плівок n – $\text{Pb}_{0,91}\text{Sn}_{0,09}\text{Se}$ (а), р – $\text{Pb}_{0,91}\text{Sn}_{0,09}\text{Se}$ (б) від товщини: • – експеримент; — — — розрахунок за моделлю Петріца; — — — розрахунок для дифузного розсіювання [14]

Табл. Значення параметрів поверхневого шару (s) і об'єму (b) плівок n- і р- $\text{Pb}_{0,91}\text{Sn}_{0,09}\text{Se}$, використаних під час розрахунків моделі Петріца і дифузного розсіювання [14]

Електричні параметри	n - тип	p - тип
$\sigma_s, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	700	2500
$R_s, \text{см}^3\text{Кл}^{-1}$	1,5	1,5
$d_s, \text{мкм}$	0,12	0,1
$\sigma_b, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	3000	300
$R_b, \text{см}^3\text{Кл}^{-1}$	13	75
$\Delta Q, \text{см}^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{14}$	$0,4 \cdot 10^{14}$
$l_p, \text{мкм}$	0,68	0,18
$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$4,3 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$
$n, \text{см}^{-3}$	10^{18}	10^{18}

Густина поверхневих зарядів за оцінкою згідно (11) складає $\Delta Q = (0,4-0,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (таблиця).

2.2. Профілі електричних параметрів

2.2.1. Елементи теорії. Виміряні ефективні кінетичні параметри є деякими інтегральними величинами і залежать від профілю розподілу концентрації носіїв заряду і питомої електропровідності, тобто локальних значень. Ефективні електричні параметри плівок пов'язані з відповідними дійсними значеннями співвідношеннями [23]:

$$\sigma(d) = \int_0^d \sigma(z) dz / d; \quad (12)$$

$$R_H(d) = \frac{\int_0^d R_H(z) \sigma^2(z) dz}{d \sigma^2(d)}; \quad (13)$$

$$\mu(d) = R_H(d) \sigma(d). \quad (14)$$

Тут $\sigma(z)$, $R_H(z)$, $\mu(z)$ – дійсні значення питомої електропровідності, коефіцієнту Холла і холлівської рухливості на товщині z , а, отже, є функціями розподілу відповідних параметрів за товщиною плівки; z – координата в напрямку нормалі до поверхні плівки ($z = 0$ відповідає границі розділу); d – товщина плівки. Елементарні шари dz плівки, як видно з формули (13), вносять вклад в інтегральне значення R_H , пропорційний їх коефіцієнту Холла і питомій електропровідності, причому вклад може бути протилежним в залежності від знаку $R_H(z)$.

Якщо $d_i \pm \Delta d/2$ – товщини плівок, які відрізняються внеском наступного елементарного шару; z – координата цього шару то на основі (12-14), припускаючи, що локальні кінетичні параметри елементарних шарів товщиною Δd є в них рівнозмітними по z , отримаємо [24]:

$$\int_0^d \sigma(z) dz = \sigma(d) d;$$

$$\int_0^{d_i + \frac{\Delta d}{2}} \sigma(z) dz = \sigma \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right).$$

Інтегруючи в точках елементарного шару $d_i + \frac{\Delta d}{2}$ і $d_i - \frac{\Delta d}{2}$ отримаємо

$$\sigma(z) = \frac{\left[\sigma \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) - \sigma \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \right]}{\Delta d}. \quad (15)$$

Аналогічно $\int_0^d R_H(z) \sigma^2(z) dz = R_H(d) \sigma^2(d) d$;

$$R_H(z) \sigma^2(z) = \frac{R_H \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \sigma^2 \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) - R_H \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \sigma^2 \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right)}{\Delta d}.$$

Підставивши $\sigma(z)$ одержимо

$$R_H(z) = \frac{\left[R_H \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \sigma^2 \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) - R_H \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \sigma^2 \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \right] \cdot \Delta d}{\left[\sigma \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i + \frac{\Delta d}{2} \right) - \sigma \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \cdot \left(d_i - \frac{\Delta d}{2} \right) \right]^2}; \quad (16)$$

$$\mu(z) = R_H(z) \sigma(z); \quad (17)$$

$$p, n(z) = \frac{1}{R_H(z) \cdot e}. \quad (18)$$

2.2.2. Результати експерименту і розрахунків. Досліджували епітаксійні плівки n- і p-PbTe, n- PbSe, n-PbS з концентрацією носіїв заряду 10^{17} - 10^{20} см⁻³, які вирощували на підкладках із кристалів фтористого барію орієнтації (111) із парової фази, а також плівки p-PbSe з концентрацією носіїв заряду 10^{17} см⁻³, вирощені на слюді. Вирощування плівок

здійснювали за постійних температурі підкладок і швидкості конденсації, а також сталій для кожного технологічного процесу інтенсивності випаровування джерела халькогену. Післяростове охолодження зразків проводили в регульованому потоці пари халькогену. Якість плівок оцінювали методами рентгенівської дифрактометрії і топографії, холлівських вимірювань. Товщину плівок задавали часом осадження пари, пошарове травлення плівок здійснювали хімічними методами.

Зразки для вимірювання ефекту Холла і електропровідності мали чотири холлівських і два струмових зонди. Виміри проводили на постійному струмі у постійному магнітному полі. Виключення впливу побічних гальвано- і термомагнітних ефектів при цьому забезпечували усередненням результатів вимірів при різних напрямках струму і магнітного поля. Струм, який протікав через зразок, складав ~ 1 мА, а магнітне поле 2,0 Тл. Похибка вимірів не перевищувала 5%.

Плівки на сколах BaF_2 були монокристалічними із паралельною орієнтацією відносно поверхні підкладок. На сляді вони являли собою мозаїчні структури із орієнтацією площинами $\{111\}$ і напрямками $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ паралельно до площини (001) і напрямків $\langle 100 \rangle$ та $\langle 010 \rangle$ сляди. Розміри кристалітів складали 0,1-0,5 мкм із кутом азимутальної розорієнтації до 5° .

Визначили залежності питомої електропровідності σ , сталої Холла R_H і рухливості носіїв μ від товщини осаджених плівок. Результати проведених експериментальних досліджень наведено на рис. 6.

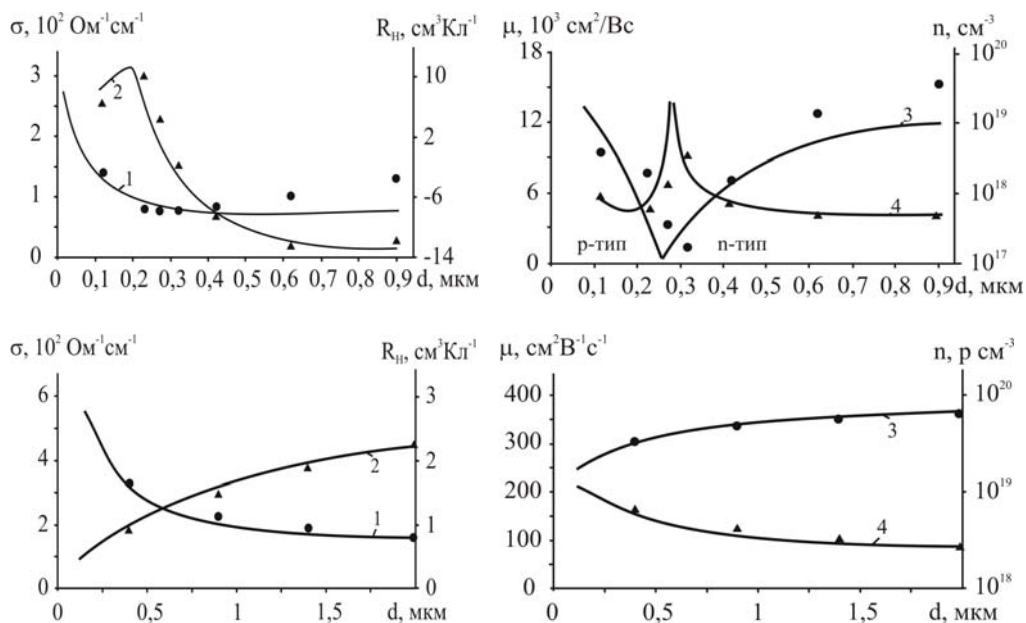


Рис. 6. Розподіл ефективних значень електричних параметрів (σ – 1, R_H – 2, μ – 3, n – 4) плівок PbTe за товщиною: n-тип (а); p-тип (б). ●, ▲ – експеримент; суцільні лінії – розрахунок за моделлю Петріца [22]

Видно (рис. 6), що у плівках існує розмірний ефект для досліджуваних електричних параметрів. Так, зокрема, із зменшенням товщини d плівок питома електропровідність зростає, особливо різко в області $d < 2$ мкм (рис. 6, крива 1). При цьому, якщо плівки PbTe осаджені на сколах (111) монокристалів BaF₂ за товщин менших за $d \sim 0,3$ мкм мають діркову провідність, то при більших значеннях товщини $d = 0,3-14$ мкм переважає тільки електронна провідність (рис. 6, в, крива 2). Характерною ознакою для плівок PbTe, PbSe, PbS є зростання за абсолютною величиною постійної Холла R із збільшенням їх товщини d . Останнє вказує на зменшення концентрації основних носіїв згідно $R = \frac{1}{en}$

ростом товщини плівок, що і визначає зменшення питомої електропровідності σ і зростання рухливості носіїв μ (рис. 6). Відзначені ефекти, пов'язані із інтенсивним збагаченням пари на халькогени як більш легкі компоненти у сполуках на початкових етапах випаровування наважки. Це і обумовлює формування конденсату в області гомогенності на межі збагаченій на халькоген.

На рис. 7, враховуючи експериментальні результати і отримані вирази (15)-(18), наведено профілі вже локальних значень кінетичних коефіцієнтів для досліджуваних плівок. З (12) видно, що елементарні шари dz плівки вносять вклад в інтегральне значення R_H , пропорційний їхньому коефіцієнту Холла і питомій електропровідності, причому знак цього внеску може бути різним у залежності від знаку $R_H(z)$. При поширенні n -шару в глибину плівки його внесок росте, а внесок p -шару зменшується. При деякому положенні межі шарів R_H перетворюється в нуль (рис. 7, а, крива 2), а n прямує до нескінченності (рис. 7, а, крива 4).

З рис. 7 бачимо, що для вирощених описаним методом плівок мають місце суттєві неоднорідності електричних параметрів по товщині. Так, зокрема, для плівок PbTe, n -типу ефективні (рис. 6, а) і локальні (рис. 7, а) значення електричних параметрів виявляють біля підкладки область із дірковою провідністю. Зауважимо, що товщина p -шару визначається складом наважки, а також температурами випаровування та осадження. Встановлено, що підвищення температури підкладки, при збереженні сталими перших двох факторів, обумовлює зменшення товщини шару із дірковою провідністю.

Характерною особливістю співвідношень між ефективними та локальними значеннями електричних параметрів плівок є те, що в області реалізації p - n -переходу вони ведуть себе порізно. Ефективні значення концентрації носіїв заряду мають максимальні значення (рис. 6, а, крива 4), а їх локальні величини – мінімальні (рис. 7, а, крива 4). В той час як зміна холлівських рухливостей відбувається у протилежному напрямку: ефективні значення зменшуються (рис. 6, а, крива 3), а локальні – зростають (рис. 7, а, крива 3).

Іншою особливістю профілів електричних параметрів плівок n -типу є те, що з наближенням до поверхні локальні значення концентрації електронів зростають (рис. 7, а, крива 4).

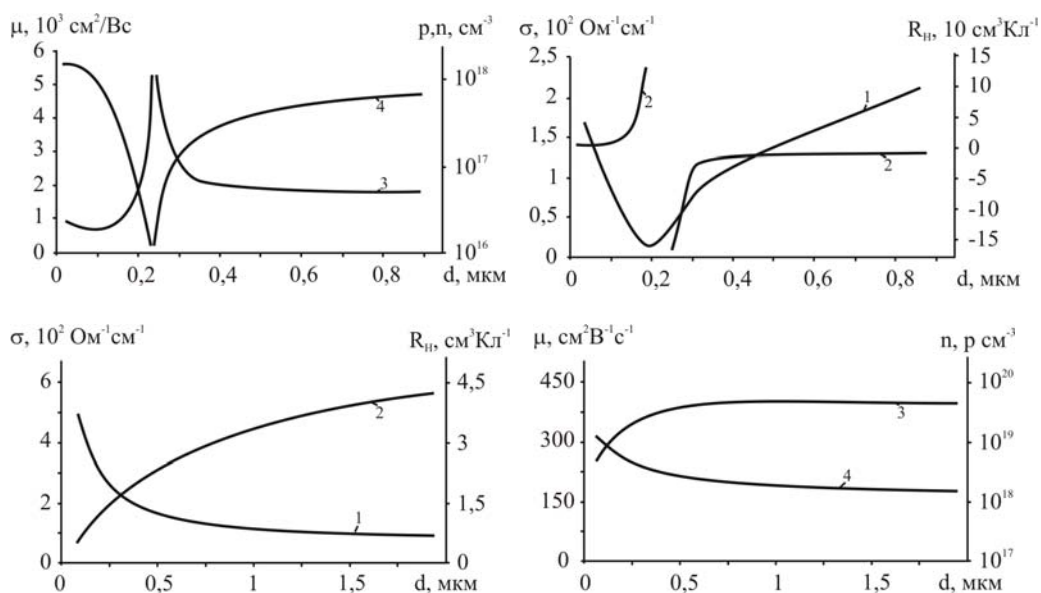


Рис. 7. Профілі розподілу локальних значень електричних параметрів (σ – 1, R_H – 2, μ – 3, n – 4) плівок PbTe: n-тип (а); р-тип (б). $z=0$ відповідає межі розділу плівка-підкладка

Ефективні і локальні електричні параметри плівок р-типу провідності подані на рис. 6, б і рис. 7, б відповідно. Для цих плівок має місце зменшення ефективних значень питомої електропровідності (рис. 6, б, криві 1), концентрації носіїв струму (рис. 6, б, криві 4) і зростання холлівської рухливості (рис. 6, б, криві 3) із збільшенням товщини плівок. Локальні електричні параметри плівок р-PbTe із віддаленням від підкладки, поводяться так само (рис. 7, б).

Відомо, що тип провідності у халькогенідах свинцю визначається, у першу чергу, власними точковими дефектами, пов'язаними із відхиленнями від стехіометричного складу. Встановлено, що для нелегованого матеріалу надлишок свинцю обумовлює вакансії у підгратці халькогену, які є донорами і визначають концентрацію електронів п-провідності, а надлишок телуру – відповідно, вакансії у катіонній підгратці які є акцепторами і визначають концентрацію дірок.

Експериментальні і розрахункові результати досліджень профілів концентрації носіїв струму у плівках як n-, так і р-типу провідності беззаперечно вказують на реалізацію таки того ж фізико-хімічного процесу. Він пов'язаний із збідненням конденсату на більш леткий компонент – халькоген у напрямку від підкладки до поверхні плівки. Це обумовлено тим, що вакансії халькогену у халькогенідах свинцю є донорами і їх збільшення призводить до зростання концентрації носіїв струму у електронному матеріалі і їх зменшення – у дірковому, що і спостерігається на експерименті (рис. 6, а, криві 4) і (рис. 6, б, криві 4) відповідно. Такий спрямований характер зміни дефектної підсистеми у тонкоплівковому матеріалі може бути зумовлений декількома чинниками. Одним із найбільш важливих є фракціювання складу наважки під час випарову-

вання і її збіднення на халькоген у процесі росту плівки. Інший чинник може бути пов'язаний із зміною складу вже вирощеної плівки у процесі повільного післяростового охолодження у вакуумі при закритій заслінці – реєвипаровування халькогену із вільної поверхні.

У будь-якому випадку неоднорідність плівок варто враховувати під час інтерпретації експериментальних результатів. Внаслідок неоднорідності провідності матеріалу по товщині, визначені з вимірювань ефекту Холла і електропровідності, концентрація і рухливість носіїв струму є деякими усередненими величинами, що залежать від профілю розподілу власних нестехіометричних дефектів. Більше того, навіть тип провідності в деяких випадках може бути усередненою величиною. Такий стан має місце, коли в плівці спостерігається р-п-перехід (рис. 6, а, криві 4).

III. Механізми розсіювання носіїв заряду у тонких плівках

3.1. Елементи теорії. Поверхня у тонких плівок завжди більша, ніж у масивних кристалах, тому крім розсіювання на фонах (акустичних і оптичних), кулонівському потенціалі, іонізованих дефектах, міжелектронному, які можна розрахувати у наближенні часу релаксації або варіаційним методом [20, 25], необхідно враховувати міжфазне та міжзернене розсіювання.

Вплив поверхні (міжфазне розсіювання) можна розділити за характеристичними довжинами [4]:

– рекомбінаційна довжина (λ_r), пов'язана із рекомбінацією надлишкових носіїв, що генеруються шляхом інжекції чи оптичного збудження. Вона важлива у процесах фотопровідності. Рекомбінаційна довжина визначається за формулою

$$\lambda_r = \sqrt{\frac{kT}{e} \mu \tau_r}, \quad (19)$$

тут μ , τ_r – відповідно рухливість і час релаксації фотопровідності, k – стала Боцмана, T – абсолютна температура, e – елементарний заряд. Для тонких плівок $\lambda_r \sim 50$ мкм, що суттєво перевищує їх товщину. Тому процеси поверхневої рекомбінації не відіграють важливої ролі у механізмах розсіювання;

λ_D – дебаєвська довжина, або довжина екранування визначає область просторового заряду і, як правило, вона значно менша за d . Для спрощення її впливу під час аналізу поверхневих ефектів у напівпровідникових матеріалах необхідно реалізувати умову $d \geq 5\lambda_D$;

λ_{D-B} – де-бройлівська довжина носіїв може сильно проявлятися у дуже тонких плівках ($d < 0,1$ мкм) за високих концентрацій носіїв ($n \geq 10^{18}$ см⁻³). За цих умов де-бройлівська довжина може бути співмірною із дебаєвською довжиною і товщиною плівки ($\lambda_{D-B} \approx \lambda_D \approx d$). При цьому слід очікувати сильного спотворення області просторового заряду, пов'язаного із ефектами квантування;

λ – середня довжина вільного пробігу носіїв, визначає роль процесів розсіювання у механізмах транспортних явищ. За умови, що середня довжина вільного пробігу стає співмірною із дебаєвською довжиною

($\lambda \approx \lambda_D$), має місце суміщення об'ємних і поверхневих процесів розсіювання. При $\lambda \approx d$ або $\lambda \approx D$ домінуючими механізмами можуть стати розсіювання на міжфазних межах або межах зерен відповідно. Оцінювання довжини вільного пробігу можна здійснити так:

$$\lambda = \frac{\mu h \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{1/3}}{2e}, \quad (20)$$

де n – концентрація носіїв, h – стала Планка.

Зауважимо, що для халькогенідів свинцю через значну концентрацію носіїв ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) надзвичайно важко, або взагалі неможливо спостерігати поверхневі явища.

За умови, що механізми розсіювання є незалежними, а концентрація носіїв і їх ефективна маса малі у всіх областях конденсату, результуюча рухливість буде визначатися правилом Маттісена [4, 7]:

$$\frac{1}{\mu_{\text{exp}}} = \frac{1}{\mu_{\text{П}}} + \frac{1}{\mu_{\text{с}}} + \frac{1}{\mu_{\text{v}}}, \quad (21)$$

де μ_{exp} – експериментальне значення рухливості, $\mu_{\text{с}}$ – залишкова рухливість,

$$\mu_{\text{I}} = \frac{\mu_{\text{v}}}{(1 + \lambda/d)} \text{ – поверхнева рухливість}, \quad (22)$$

μ_{v} – об'ємне значення рухливості.

У свою чергу, залишкова рухливість $\mu_{\text{с}}$ у нашому випадку визначається рухливістю на міжзеренних межах $\mu_{\text{с}}$ та рухливістю, пов'язану із розсіюванням на дислокаціях невідповідності $\mu_{\text{д}}$ для епітаксійних структур на межі “підкладка (монокристал) – плівка”. Ці рухливості можна розрахувати із таких виразів [4, 9]:

$$\mu_{\text{н}} = \frac{2q}{h} D \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{-1/3}, \quad (23)$$

$$\mu_{\text{д}} = \mu_{\text{v}} \left(1 - \frac{\pi R^2}{d} \sqrt{N_{\text{s}}} \right), \quad (24)$$

де N_{s} – щільність дислокацій, R – радіус просторового заряду, створеного дислокацією.

3.2. Дзеркальне розсіювання носіїв заряду. Монокристалічні плівки. Зазвичай припускається, що електрон провідності, досягаючи поверхні кристалу, зазнає хаотичного розсіювання при відбиванні із втратою дрейфового імпульсу. Такий підхід пов'язаний із тим, що поверхню, як правило, розглядають як область, що містить значні недосконалості і забруднення [26]. Проте, існуючі методи одержання досконалої поверхні до певної міри піддають сумніву такі судження [2]. Це зокрема стосується епітаксійних тонкопліткових структур, у яких атоми на поверхні розміщені так само, як і у паралельних кристалографічних площинах об'ємного кристалу. У такому випадку слід очікувати когерентного відбивання падаючої хвилі Блоха, тобто дзеркального відбивання. Ці припущення підтверджуються експериментально для епітаксійних плівок PbSe на основі дослідження впливу концентрації надлишкових носіїв на μ [27]. Додаткове підтвердження цього було отримано із температурної

залежності рухливості [4]. Так, зокрема, екстраполяція рухливості до 0 К дає значення $\mu \approx 5000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а середня довжина вільного пробігу при концентрації дірок $n \approx 1,23 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ складає $\lambda \approx 0,1 \text{ мкм}$, що співпадає із товщиною плівок. За умови, якщо б поверхневе розсіювання відіграло б важливу роль, тоді середня довжина вільного пробігу починала б виявлятися вже за товщини $\sim d/2$, а рухливість знизилася до $2500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Доведенням дзеркального механізму розсіювання в епітаксійних плівках PbSe є також експериментально спостережуване зростання величини рухливості носіїв струму для області малих товщин ($d < 1 \text{ мкм}$) (рис. 8).

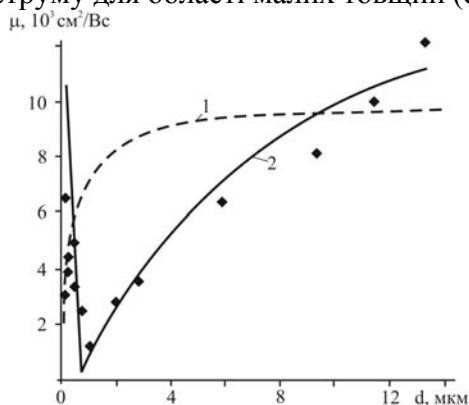


Рис. 8. Залежність холлівської рухливості носіїв (μ) від товщини (d) для монокристалічних плівок n – PbSe: 1 – розрахунок для дифузного розсіювання на поверхні; 2 – розрахунок за моделлю Петріца; ● – експеримент [27]

3.3. Дифузне розсіювання носіїв заряду. Якщо дзеркальне розсіювання зводиться тільки до зміни знаку нормальної до поверхні компоненти швидкості носіїв заряду, то у випадку повністю дифузного розсіювання змінюється і тангенціальна компонента швидкості [26]. При цьому сама швидкість набуває будь-якого напрямку у межах півкулі, описаної на поверхні напівпровідника. Стає зрозумілим, що за умови відсутності захоплення носіїв заряду на поверхні, повністю дифузне розсіювання описує максимально можливий вплив поверхні на їх рухливість. У ширшому наближенні поверхнева рухливість для повністю дифузного розсіювання описується співвідношенням (22).

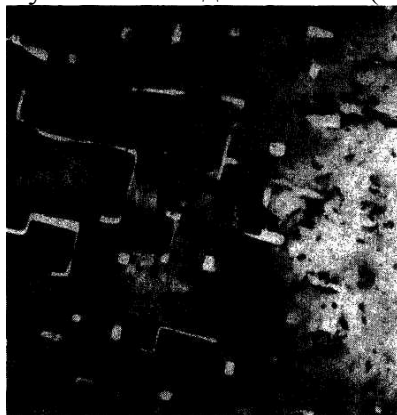


Рис. 9. Мікроструктура плівок PbSe на сколах (100) KCl [2]

У мозаїчних плівках (рис.9) слід враховувати розсіювання носіїв як на міжфазних, так і на міжзеренних межах, а також різних структурних дефектах. Всі описані чинники щодо масивних монокристалів (μ_v) визначають так звану залишкову провідність (μ_3).

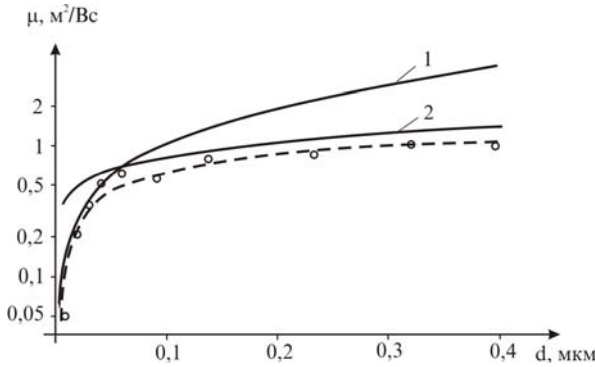


Рис. 10. Залежність рухливості носіїв струму (μ) плівок PbTe від товщини (d): \circ – експеримент; 1, 2 – розраховані значення поверхневої ($\mu_{п-1}$) і міжзеренної ($\mu_{з-2}$) рухливостей [15]

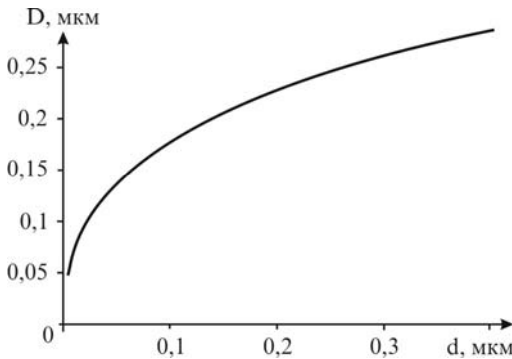


Рис. 11. Залежність лінійних розмірів кристалітів (D) плівок PbTe від їх товщини (d) [15]

На рис 10 зображено розділені поверхневу і залишкову рухливості для мозаїчних плівок PbTe від товщини [4]. Зауважимо, що для $d < 0,1$ мкм розрахована поверхнева рухливість $\mu_{п}$ добре корелює з результатами експерименту (рис. 10, крива 1). За умови реалізації розсіювання носіїв заряду на міжзеренних межах за товщини плівок, більших за 0,1 мкм (рис. 10, крива 2) розраховано залежність середніх лінійних розмірів зерен D у плівках від товщини d (рис. 11). Встановлено, що їх значення зростають із товщиною плівок за законом $D = 3,8 \cdot 10^{-5} d^{1/3}$, що узгоджується з результатами експерименту.

Беручи до уваги, що $\mu_v \sim T^{-5/2}$ (домінує розсіювання на довгохвильових акустичних фонах із врахуванням температурної залежності ефективної маси [20]) для мозаїчних плівок PbTe згідно (21) отримаємо постійне значення μ_3 (рис. 12). Вважаючи, що основну роль у розсіюванні носіїв струму для мозаїчних плівок відіграють міжзеренні межі, підставивши у вираз (23) знайдене значення $\mu_c \approx \mu_3$ (рис. 12) і концентрацію носіїв n , отримаємо, що розмір зерен D складає $\sim 250 \text{ \AA}$. Ця вели-

чина узгоджується із середніми відстанями між пустотами у плівці (рис. 9).

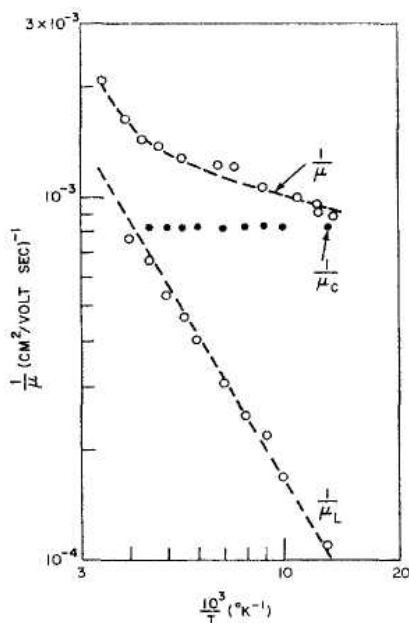


Рис. 12. Температурна залежність оберненої рухливості для плівок PbSe [4]

3.4. Залежність механізмів розсіювання від температури. З метою детального аналізу механізмів розсіювання у мозаїчних плівках у роботах [7,12] досліджено залежність холлівської рухливості носіїв заряду плівок халькогенідів свинцю від товщини для різних температур (рис. 13 – рис. 15).

Видно, що для всіх досліджуваних температур 77-300 К із зменшенням товщини плівок їх рухливість зменшується. При цьому особливо значна зміна величини рухливості характерна для області низьких температур 77-145 К. За товщини плівок, більших за 6 мкм характерна тенденція до насичення. Так само, як і для масивних зразків [8] підвищення температури призводить до зменшення абсолютного значення рухливості (рис. 13, а).

Зауважимо, що суттєвий вплив поверхневого розсіювання на значення рухливості носіїв заряду характерне для товщин менших за 1 мкм, що зумовлює їх значне зменшення (рис. 13, б). При цьому підвищення температури призводить до зсуву цієї межі на бік менших товщин.

Залишкову рухливість розраховано зі співвідношення (21) за відомими значеннями μ_{exp} , μ_p , μ_n зображено на рис. 13, в. Видно, що із збільшенням товщини плівки у зазначеному інтервалі, вона зростає на три порядки величини. Її зростання особливо помітне в області товщин, більших за 1 мкм за низьких температур.

З метою визначення домінуючого механізму розсіювання носіїв заряду для товщин плівки більших за 1 мкм проаналізовано температурну залежність залишкової рухливості $\mu_3(T)$ (рис. 14). Відомо [7], що температурну залежність рухливості для плівок товщиною d можна представити у вигляді

$$\mu_3 = \mu_0(d) \cdot T^{-n(d)}, \tag{25}$$

де $\mu_0(d)$ – стала величина, яка визначається параметрами матеріалу і залежить від товщини плівок; $n(d)$ – показник, який визначається переважанням конкретного механізму розсіювання у плівках для заданої товщини. Для достатньо досконалих плівок (монокристалів) хвалькогенідів свинцю $n \approx 2,5$. При поверхневому розсіюванні $n \approx 0,5$. Із розсіюванням на дефектах росту пов'язують значення параметра $n = 0,8$, а із розсіюванням на дислокаціях – $1,5 \leq n < 2,0$ [9].

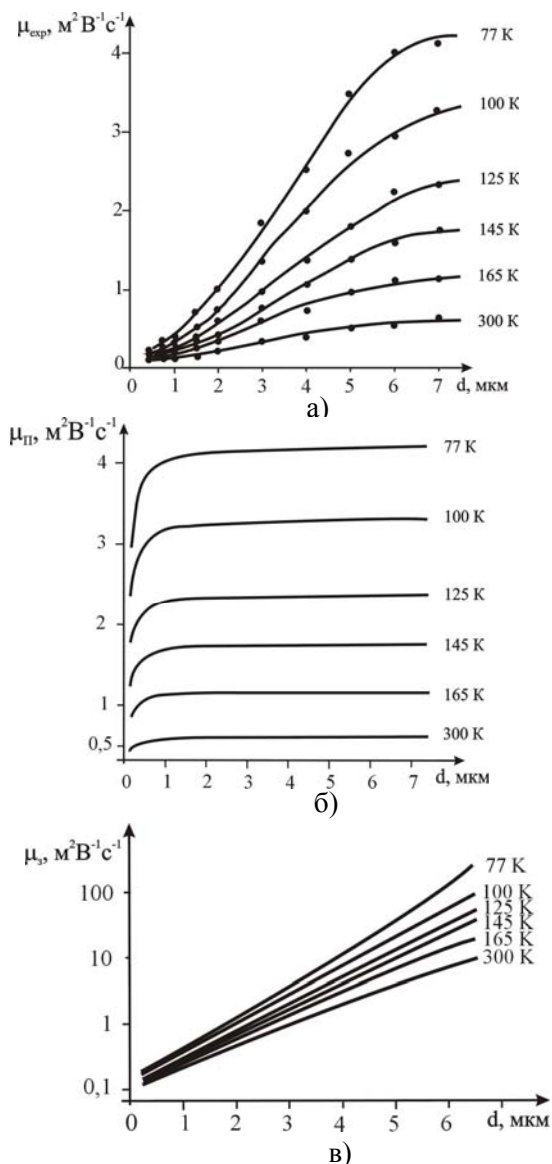


Рис. 13. Залежність ефективної $\mu_{\text{эфр}}$ (а), поверхневої $\mu_{\text{п}}$ (б) та залишкової $\mu_{\text{з}}$ (в) рухливості плівок n-PbS від товщини d для різних температур [12]

Визначені показники n для плівок різної товщини наведено на рис. 15. Виявилось, що залежність $n(d)$ можна апроксимувати прямою лінією з аналітичним виразом

$$n(d) = 0,52 + 0,23d. \quad (26)$$

ям на дислокаціях – $1,5 \leq n < 2,0$ [9].

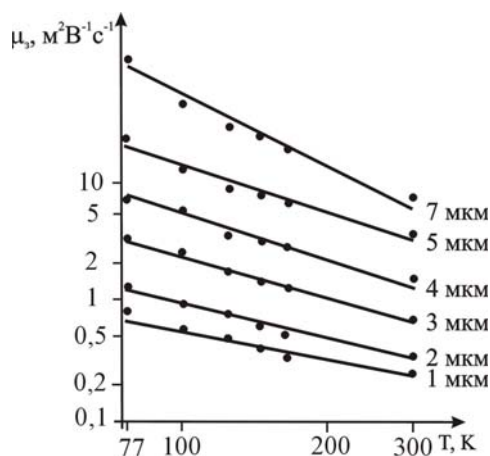


Рис. 14. Залежність залишкової рухливості μ_3 від температури T для плівок $n\text{-PbS}$ різної товщини [12]

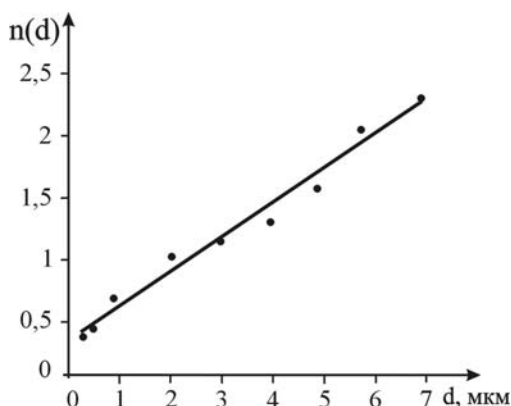


Рис. 15. Залежність показника n температурної залежності рухливості від товщини d (25) для плівок $n\text{-PbS}$ [12]

Таким чином, для товщин плівок менших за 1 мкм $n \approx 0,5$, що підтверджує домінування розсіювання носіїв заряду на поверхні. Для більших товщин ($1 \text{ мкм} \leq d \leq 7 \text{ мкм}$) показник n зростає в межах $0,7 < n < 2,1$.

IV. Розсіювання носіїв заряду на дислокаціях невідповідності. Гетероструктури

У епітаксійних гетероструктурах одним із важливих механізмів є розсіювання носіїв заряду на дислокаціях невідповідності (ДН). Як відомо [28], дислокації невідповідності утворюються на міжфазній межі “плівка-плівка” чи “плівка-підкладка” за рахунок різних значень параметра ґраток. Експериментальне підтвердження дислокацій невідповідності, які виникають на гетеромежі двошарової структури PbTe/PbSe показано на рис. 16 а, б.

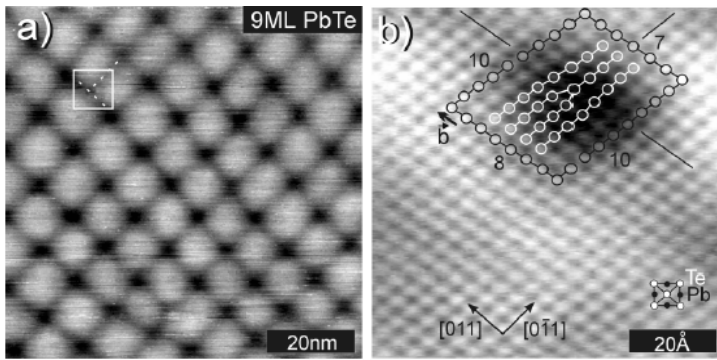


Рис. 16. Дислокації невідповідності, отримані за допомогою скануючого тунельного мікроскопа для гетероструктури PbTe/PbSe з орієнтацією кристаліграфічних площин у напрямку (100): а – дислокації невідповідності на гетеро-межі плівок; б – опис дислокації невідповідності за допомогою вектора Бюргера рівного $\vec{b} = a/2 \langle 0\ 1\ 1 \rangle$, дислокації сформовані в напрямку $\langle 0\ \bar{1}\ 1 \rangle$ [28]

Межі у двофазних епітаксійних структурах можна розглядати як заряджені включення – деякі мікрообласті електростатичного поля, які призводять до зменшення рухливості носіїв заряду. Так, зосереджена дислокація у кристалі n-типу є не що інше як лінійний негативний заряд, навколо якого скупчений позитивний і вже від’ємний заряд. Носій заряду – електрон, який рухається у електростатичному полі дислокації зазнає розсіювання [29]. Якщо носії заряду рухаються паралельно до дислокацій, то вони будуть захоплюватися акцепторними рівнями і провідність цих носіїв здійснюється через об’єм дислокацій. У випадку руху носіїв перпендикулярно до лінійних дефектів, вони будуть розсіюватися циліндрами просторового заряду. Тому необхідно врахувати їхній вплив на транспорт носіїв. За умови, що дислокації невідповідності формують двовимірну мережу циліндрів (рис. 17, а,б) а також, що провідність носіїв заряду вздовж ліній дислокацій рівна провідності, яка перпендикулярна до циліндра просторового заряду і присутній випадковий розподіл дислокацій невідповідності, рухливість носіїв буде визначатися густиною дислокацій, відношенням концентрації носіїв в об’ємі структури до концентрації всередині циліндра просторового заряду [29]. За умови, що кількісну характеристику густини дислокацій описує величина

$$\gamma \equiv l_t/l_0,$$

відношення площі поверхні дислокацій до площі поверхні гетерограниці буде визначатися $\varepsilon = (1+\gamma)^2$ (рис. 17).

Якщо n_t , μ_t , і σ_t – значення в об’ємі дислокаційних циліндрів; n_0 , μ_0 , і σ_0 – в об’ємі плівки; \bar{n} , $\bar{\mu}$, $\bar{\sigma}$ – середні значення по цілому зразку, тоді відносна рухливість, що визначає вплив дислокацій, буде

$$\beta \equiv \mu_t/\mu_0,$$

де μ – рухливість носіїв, n – концентрація носіїв, σ – питома електропровідність відповідно.

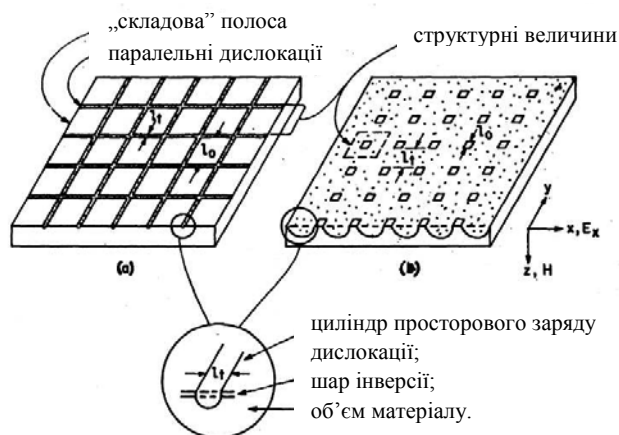


Рис. 17. Геометрична модель дислокацій невідповідності: а – для малої площі зарядженого просторового циліндра дислокацій; б – площа дислокацій є великою. l_t – ширина області просторового заряду дислокацій, l_0 – міждислокаційна відстань [29]

Якщо $\gamma \ll 1$ відносна рухливість за малих значень γ визначиться як

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_0} = \left[\frac{1}{\beta(n_t/n_0) + \gamma} + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right] \left[\frac{(1 + \gamma)^2 \beta}{(n_0/n_t) + \gamma(2 + \gamma)} \right]. \quad (27)$$

Для великої густини дислокацій невідповідності ($\gamma > 1$) буде:

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_0} = \beta \left\{ 1 - \varepsilon \left[\frac{\beta - (n_0/n_t)}{\beta + (\beta + (n_0/n_t))} \right] \right\}^{-1} \left[1 - \varepsilon \left(1 - \frac{n_0}{n_t} \right) \right]^{-1}. \quad (28)$$

Аналіз співвідношень (27) і (28), а також їх просторових діаграм (рис. 18) однозначно вказують на зменшення величини рухливості носіїв заряду із збільшенням густини дислокацій: $\bar{\mu}/\mu_0$ спадає із зростанням γ . Останнє обумовлено збільшенням внеску розсіювання на дислокаціях невідповідності. При $\gamma = 0$ рухливість в об'ємі плівки і на гетеромежі співпадають ($\bar{\mu}/\mu_0 = 1$, рис. 18), що відповідає відсутності дислокацій невідповідності.

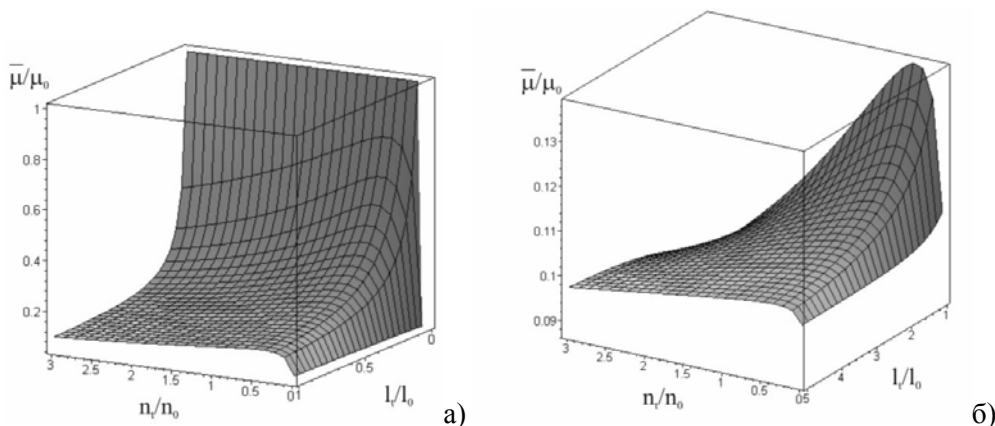


Рис. 18. Залежність відносної рухливості $\bar{\mu}/\mu_0$ плівок гетероструктури PbTe/PbSe від значень відносних концентрацій n_0/n_t та густини дислокацій γ : а – мала густина ($0 < \gamma < 1$), б – велика густина дислокацій ($1 < \gamma < 5$) [28]

Зауважимо, що це можливо тільки при ідеальному співпаданні значень параметрів ґраток гетероепітаксійних структур. Рухливість носіїв із зростанням концентрації вільних носіїв (n_0/n_i – зростає) зменшується (рис. 18), що є характерним для напівпровідників взагалі [20]. У нашому випадку за рахунок обмеженої провідності непровідної дислокаційної області, вільні носії переважно будуть знаходитись в об'ємі гетероструктури. Це і обумовлює зростання розсіювання носіїв між собою і, відповідно, зменшення спостережуваної рухливості.

Встановлені вище загальні закономірності мають деякі відхилення для області малих ($n_0/n_i < 0,5$) і великих ($n_0/n_i > 2$) значення відносної концентрації вільних носіїв (рис. 18). У першому випадку $\bar{\mu}/\mu_0$ при подальшому зменшенні концентрації вільних носіїв в об'ємі (n_0) починає спадати (рис. 18, а). Це обумовлено переважання провідності на заряджених дислокаційних циліндрах, по відношенню до об'ємної, що є причиною зменшення величини рухливості і більш ефективного впливу дислокацій невідповідності на механізми розсіювання. При великих ж концентраціях носіїв їх рухливість стає не чутливою до густини дислокацій і тому рухливість має тенденцію до насичення (рис. 18, б) внаслідок переважання об'ємної провідності.

Висновки

1. Запропоновано модель тонкоплівкової структури із міжфазними і міжзерненними межами.
2. Розраховано внесок розсіювання носіїв заряду на міжзерених межах у мозаїчних і полікристалічних плівках у залишкову рухливість.
3. У рамках двошарової моделі Петріца визначено роль поверхні у формуванні електричних властивостей тонких плівок.
4. Проаналізовано особливості явищ перенесення за умови реалізації дзеркального і дифузного розсіювання носіїв заряду поверхніми плівок.
5. Розглянуто вплив дислокацій невідповідності у епітаксійних гетероструктурах на розсіювання носіїв заряду та їх рухливість.

Література

1. Holloway H. Thin Films IV-VI semiconductor photodiodes / H. Holloway // Physics thin films. – New York, 1980. – №11. – P. 105-203.
2. Фреик Д.М. Физика и технология полупроводниковых пленок Д.М. Фреик, М.А. Галушак, Л.И. Межиловская. – Львов, Вища школ., 1988. – 152 с.
3. Zemel J.N. Recent developments in epitaxial IV-VI films / J.N. Zemel // J. Luminescence. – 1973. – №7. – P. 524-541.
4. Поверхностные свойства твердых тел / под. ред. М. Грина. – М.: Мир. – 1972. – 432 с.
5. Jensen J.D. Surface charge transport in PbS_xSe_{1-x} and $Pb_{1-y}Sn_ySe$ epitaxial films / J.D. Jensen, R.B. Schoolar // J. Vac. Sci. Technol. – 1976. – №13, 4. – P. 920-925.

6. Бойков Ю.А. Влияние приграничных слоев на свойства тонких пленок теллурида свинца / Ю.А. Бойков, В.А. Кутасов // Физика твердого тела. – 1983. – №25, 10. – С. 2984-2987.
7. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films / P.R. Vaya, J. Majht, B.S.V. Gopalam, C. Dattatrepan // Phys. Stat. Sol. (a). – 1985. – №87, 341. – P. 341-350.
8. Размерные эффекты в поликристаллических пленках PbTe / Ю.А. Браташевский, В.Д. Окунев, Н.Н. Пафомов, З.А. Самойленко // Физика твердого тела. – 1985. – №27, 3. – С. 723-729.
9. Подвижность носителей заряда в двухслойных структурах PbTe/PbS / О.А. Александрова, Р.Ц. Бондоков, Н.В. Саунин, Ю.М. Таиров // Физика и техника полупроводников. – 1998. – №32, 9. – С. 1064-1068.
10. Направленные неоднородности концентрации носителей заряда в эпитаксиальных пленках сульфида свинца / В.И. Левченко, Л.И. Постнова, В.В. Дикарева, Т.Л. Черная, И.В. Пуляева // Неорганические материалы. – 1993. – №29, 11. – С. 1470-1472.
11. Бондаренко В.В. Электрон-фононное взаимодействие и подвижность электронов в квантово-размерных структурах II типа PbTe/PbS / В.В. Бондаренко, В.В. Забудский, Ф.Ф. Сизов // Физика и техника полупроводников. – 1992. – №32, 6. – С. 739-742.
12. Рухливість носіїв заряду і механізми їх розсіювання в плівках сульфиду свинцю / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза, І.В. Калитчук, В.М. Кланічка // Фізика і хімія твердого тіла. – 2004. – №5, 2. – С. 302-306.
13. Особливості розсіювання носіїв заряду в епітаксійних структурах на основі халькогенідів свинцю / Д.М. Фреїк, В.Ф. Пасічняк, О.Л. Соколов, Б.С. Дзундза // Фізика і хімія твердого тіла. – 2004. – №5, 3. – С. 401-403.
14. Електричні властивості епітаксійних плівок PbSnSe у моделях Петріца і дифузного розсіювання / Д.М. Фреїк, О.Л. Соколов, Г.Д. Матеїк, Б.С. Дзундза, В.Ф. Пасічняк // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – №6, 1. – С. 354-357.
15. Фреїк Д.М. Вплив поверхні і міжзеренних меж на рухливість носіїв у тонких плівках телуриду свинцю / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза, Г.Д. Матеїк // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – №6,2. – С. 251-253.
16. Розсіяння носіїв заряду в епітаксійних плівках PbTe / Д.М. Фреїк, В.Ф. Пасічняк, О.Л. Соколов, Б.С. Дзундза // Український фізичний журнал. – 2005. – №50, 11. – С. 1250-1252.
17. Фреїк Д.М. Моделі процесів відпалу полікристалічних плівок телуриду свинцю / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза, Я.П. Салій // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – №7, 1. – С. 45-49.
18. Колосов С.А. Электрические свойства мелкозернистых поликристаллов CdTe / С.А. Колосов, Ю.В. Клевков, А.Ф. Плотников // Физика и техника полупроводников. – 2004. – №38, 4. – С. 473-478.
19. Перенесення носіїв струму у дрібнодисперсних плівках кадмій і плюмбум телуридів / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза, Г.Д. Матеїк, Ю.В. Кланічка // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – №7, 2. – С. 245-247.
20. Равич Ю.И. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS / Ю.И. Равич, В.А. Ефимова, В.А. Смирнова. – М.: Наука, 1968. – 384 с.
21. Фреїк Д.М. Вплив поверхні і міжкристалічних меж на електричні властивості тонких плівок телуриду свинцю / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – №7, 4. – С. 673-676.

22. Petritz R.L. Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface / R.L. Petritz // Phys. Rev. – 1958. – №110, 6. – P. 1254-1262.
23. Фреїк Д.М. Ефективні і локальні значення електричних параметрів у полікристалічних плівках телуриду свинцю / Д.М. Фреїк, Я.П. Салій, О.Я. Довгий // Фізика і хімія твердого тіла. – 2001. – Т. 2. – № 4. – С. 711–718.
24. Довгий О.Я. Напрявлені неоднорідності в епітаксійних плівках телуриду свинцю при вакуумному відпалі / О.Я. Довгий // Фізика і хімія твердого тіла. – 2002. – Т. 3. – № 4. – С. 161-168.
25. Метод часу релаксації і варіаційний підхід у аналізі явищ переносу в напівпровідникових кристалах $A^{IV}B^{VI}$ / Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, О.І. Ільків, О.М. Возняк // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – №8, 3. – С. 451-456.
26. Ржанов А.В. Электронные процессы на поверхности полупроводников / А.В. Ржанов. – М.: Наука, 1971. – 490 с
27. Фреїк Д.М. Вплив структурної завершеності плівок селеніду свинцю на механізми розсіювання носіїв струму / Д.М. Фреїк, Б.С. Дзундза // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – №8, 1. – С. 71-74.
28. Фреїк Д.М. Вплив дислокацій невідповідності на рухливість носіїв заряду в двошарових епітаксійних структурах на основі сполук $A^{IV}B^{VI}$ / Д. М. Фреїк, О. Л. Соколов, Ю. В. Кланічка // Вісник Прикарпатського університету. Математика. Фізика. – 2007. – В.3. – С. 65-71.
29. Neumark G.F. Theory of the Influence of Misfit Dislocations on Interfacial Mobility and Hall Effect / G.F. Neumark // Phys. Rev. (b). – 1970. – №1, 6. – P. 2613-2622.

*Стаття поступила в редакційну колегію 12.10.2009 р.
Рекомендовано до друку д.т.н., професором Мельником П.І.*

FEATURES OF TRANSPORT PHENOMENA IN LEAD CHALKOGENIDE THIN SEMICONDUCTOR FILMS (review)

D. M. Freik, B. S. Dzundza, Y. V. Klanichka

*Precarpathian National University named by Vasil Stefanic;
76000, Ivano-Frankivs'k, Shevchenko street, 57; e-mail: freik@pu.if.ua*

There are the review of science papers, devoted research of classic size effect in lead chalcogenide thin films with a different structural completeness. The influence of inter-phase and inter-grain boundaries, and dislocations of disparity and on the transport phenomena and current carriers mobility within the framework of characteristic lengths, and diffuse scattering, and Petrits model are considered.

Key words: *thin tapes, halcogenid of lead, transport phenomena, mechanisms of dispersion.*