

УДК 621.315.592; 539.213; 537.311.1; 535.534 ISSN 1729-4428

Калитчук І.В., Кланічка В.М.

## Розсіювання носіїв заряду в плівках n-PbS

*Прикарпатський університет імені Василя Стефаника, Фізико-хімічний інститут,  
бул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76000, E-mail: [pcss@mail.ru](mailto:pcss@mail.ru)*

Зроблено аналіз залежності холлівської рухливості носіїв заряду від товщини в епітаксійних плівках n-PbS, вирощених методом гарячої стінки на сколах (111) монокристалів BaF<sub>2</sub>. Здійснено розрахунок рухливості носіїв заряду при розсіюванні на поверхні плівок і дислокаціях невідповідності

**Ключові слова:** плівки, сульфід свинцю, рухливість, механізми розсіювання.

*Стаття поступила до редакції 23.10.2003; прийнята до друку 29.12.2003.*

### I. Вступ

Сульфід свинцю, як і інші напівпровідникові сполуки A<sup>IV</sup>B<sup>VI</sup> є базовим матеріалом для створення термоелектричних перетворювачів енергії, фотоприймальних пристроїв, а також випромінювальних структур середнього і далекого інфрачервоного діапазону оптичного спектру [1-3]. Для нових областей сучасної електронної техніки актуальною залишається тонкоплівкова реалізація властивостей матеріалу. Високі значення оптичного коефіцієнта поглинання ( $10^3$ – $10^4$  см<sup>-1</sup>) та статичної діелектричної проникності (декілька сотень) дають можливість використовувати тонкі плівки для створення багатоелементних матриць [4].

Кінетичні параметри напівпровідникових матеріалів у значній мірі визначаються механізмами розсіювання носіїв струму. Слід зазначити, що переважна більшість опублікованих праць, у яких проводилися дослідження поведінки носіїв заряду відносяться до вивчення характеристик об'ємних монокристалів. Відомо [3,5], що при низьких температурах, порядку гелієвих, в явищах переносу домінує розсіювання на вакансіях, а при високих – на теплових коливаннях кристалічної ґратки.

У плівках ситуація значно складніша – тут окрім ефектів, що мають місце в об'ємних матеріалах, важливу роль відіграють розмірні ефекти, розсіювання на поверхні і дислокаціях, границях зерен, тощо [6,7].

У роботі досліджено залежність холлівської рухливості носіїв заряду в тонких плівках n-PbS від товщини і зроблена оцінка величини внеску механізмів розсіювання на поверхні і дислокаціях.

### II. Методика експерименту і результати

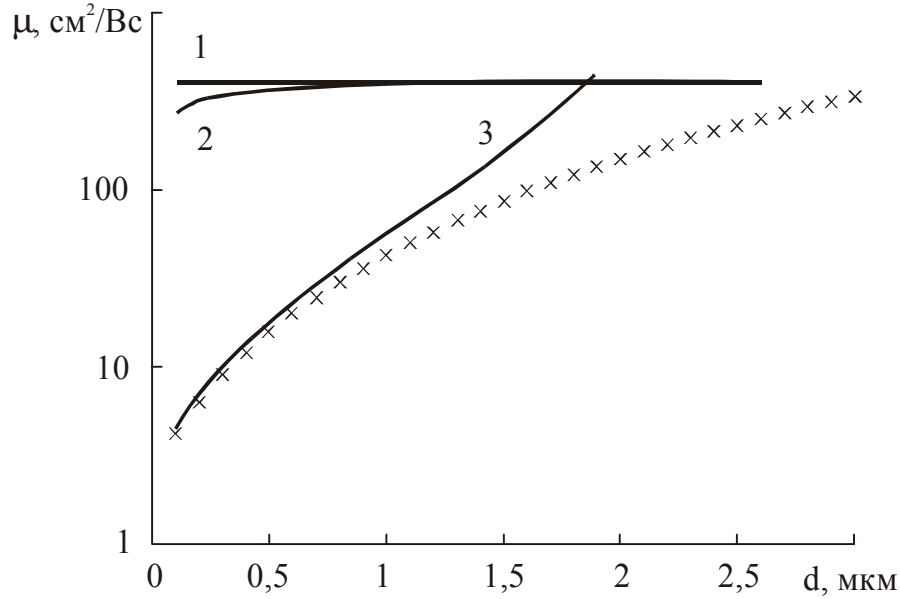
Плівки сульфїду свинцю вирощували з парової фази методом гарячої стінки згідно методики [4]. В якості підкладки використовували свіжі сколи по площині {111} монокристалів BaF<sub>2</sub>.

Швидкість росту плівок вибиралася в межах 1-3 ммс<sup>-1</sup>, як найбільш типова при вирощуванні надґраток. Товщина плівок PbS змінювалася за рахунок варіювання часу вирощування. Температура підкладки складала 520-570 К. З одного боку, така температура забезпечувала епітаксійний ріст шарів у напрямку <111>, з іншого – зменшувалася можливість взаємної дифузії окремих елементів плівки і підкладки.

Електричні властивості плівок вимірювалися компенсаційним методом у постійних електричних і магнітних полях при 300 К. Концентрація носіїв заряду в вирощуваних плівках була постійною і складала  $(1 \div 3) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Вона контролювалася шляхом використання наважки, склад якої відповідав складу, що конгруентно випаровується.

Експериментальні результати дослідження холлівської рухливості носіїв заряду плівок n-PbS наведено на рис.1 – експеримент. Встановлено суттєву її залежність від товщини.

Так, зокрема, для області товщин менших за 2,5 мкм спостерігається значне зменшення холлівської рухливості носіїв заряду, яка сягає до трьох порядків величини (рис. 1 – експеримент). Це однозначно вказує на домінуючу роль якісно інших механізмів розсіювання носіїв заряду у плівках, порівняно із монокристалами.



**Рис. 1.** Залежність рухливості носіїв струму у плівках n-PbS від товщини: 1 – об’ємна рухливість  $\mu_v$  (враховує рухливість у монокристалах n-PbS), 2 – рухливість поверхневого розсіювання  $\mu_s$ , 3 – залишкова рухливість  $\mu_r$ , x – експеримент.

### III. Розрахунок рухливості носіїв заряду

Дослідження механізмів розсіювання у тонко плівковому стані для халькогенідів свинцю вимагає розгляду різних ефектів, які впливають на поведінку носіїв заряду. Так, зокрема, крім врахування розсіювання на екранованому кулонівському і короткодіючому потенціалі вакансій, деформаційних потенціалах акустичних та оптичних фононів, поляризаційному потенціалі оптичних фононів і взаємодії між носіями, які є домінуючими для монокристалів [8-10], необхідно враховувати ще розсіювання на поверхні, дислокаціях, границях зерен [6,7]. У цьому випадку, згідно правила Маттісена, результуюча (ефективна) рухливість  $\mu_{\text{exp}}$ , визначена на експерименті, буде:

$$1/\mu_{\text{exp}} = 1/\mu_s + 1/\mu_r + 1/\mu_v. \quad (1)$$

Тут  $\mu_v$  – внесок об’ємної рухливості;  $\mu_s$  – поверхнева рухливість;  $\mu_r$  – залишкова рухливість, яка враховує розсіювання на дислокаціях, границях зерен та інших неоднорідностях.

Холлівську рухливість  $\mu_v$  обраховували згідно

$$\mu_v = \frac{e}{m^*} \tau \frac{I_{3/2,1}^{1/2}(0;0,10)}{I_{3/2,0}^{1/2}(0;0,10)}, \quad (2)$$

де  $I_{n,k}^m(z;\beta)$  – двопараметричні інтеграли Фермі, які протабульовані в [11]; e – заряд електрона;  $m^*$  – ефективна маса електронів.

$$\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1} \quad (3)$$

сумарний час релаксації.

Вирази для часів релаксації  $\tau_i$ , згідно яких проводились розрахунки для монокристалів n-PbS

мають вигляд [5,8]:

а) кулонівський потенціал вакансій:

$$\tau_c(x) = \frac{\epsilon_0^2 (2m^*)^{1/2} (k_0 T)^{3/2}}{\pi (Ze^2)^2 N_v [\ln(1+\xi) - \xi/(1+\xi)]} \times \frac{(x + \beta x^2)^{3/2}}{(1 + 2\beta x)}, \quad (4)$$

де  $\xi = (2k\gamma_v)^2$ , k – хвильовий вектор носія,  $\gamma_v$  – радіус екранування потенціалу вакансії,  $N_v = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для  $n < 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  та  $N_v = n/2$  для  $n \geq 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;

б) короткодіючий потенціал вакансій:

$$\tau_v(x) = \frac{\tau_{0,v} (x + \beta x^2)^{-1/2}}{(1 + 2\beta x) [(1-A)^2 - B]}, \quad (5)$$

де

$$\tau_{0,v} = \pi \cdot \hbar^4 / m^* (2m^* k_0 T)^{1/2} U_{VC}^2 N_v, \quad (6)$$

$$A = \beta x (1 - K) / (1 + 2\beta x),$$

$$B = 8\beta x (1 + \beta x) K / 3(1 + 2\beta x)^2;$$

в) деформаційний потенціал акустичних фононів: час релаксації при розсіюванні на цьому потенціалі обчислюється за формулою (5), в якій слід прийняти індекс  $v = a$  та переписати вираз для  $\tau_{0,a}$  (6) наступним чином:

$$\tau_{0,a} = 2\pi \hbar^4 C_1 / E_{oc}^2 (2m^* k_0 T)^{3/2}; \quad (7)$$

г) деформаційний потенціал оптичних фононів:

$$\tau_d = \frac{\tau_{0,d} (x + \beta x^2)^{-0.5}}{(1 + 2\beta x) [(1-A)^2 - B]}, \quad (8)$$

де

$$\tau_{0,d} = 2\hbar^2 a^2 \rho (\hbar \omega_0)^2 / \pi (2m_n k_0 T)^{3/2} E_{oc}^2; \quad (9)$$

д) розсіювання на поляризаційному потенціалі оптичних фононів (при температурах, набагато

менших та набагато більших температури Дебая):

$$\tau_{po} = \frac{\hbar^2(x + \beta x^2)^{1/2} F^{-1}}{e^2(2m_n k_0 T)^{1/2} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1})(1 + 2\beta x)}, \quad (10)$$

де

$$F = 1 - \delta \ln(1 + \delta^{-1}) - \frac{2\beta x(1 + \beta x)}{(1 + 2\beta x)^2} [1 - 2\delta + 2\delta^2 \ln(1 + \delta^{-1})],$$

$\delta = (2kr_0)^{-2}$ ,  $r_0$  – радіус екранування оптичних фононів;

е) полярне розсіювання при температурі Дебая: розсіювання оптичними фононами можна розглядати як „квазі-пружне”,  $\xi \gg \hbar\omega_l$ , яке означає, що енергія оптичного фонона набагато менша, ніж середня енергія носіїв, тоді як  $\hbar\omega_l$  та  $k_0T$  є однакові по величині [3]. Використання варіаційного методу дає вираз для рухливості згідно [3]:

$$\mu_{opt} = \frac{\hbar^3 k_F}{2ek_0 T m_F^* (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1})} \frac{(e^{Z_1} - 1)^2}{e^{Z_1} Z_1^2} \frac{1}{S_{12} - AS_{13}}, \quad (11)$$

$$\left( \frac{L_0}{L} - 1 \right)_{opt} = \frac{3}{\pi^2} \frac{Z_1^2}{2} \left( \frac{S_{21} - AS_{22}}{S_{12} - AS_{13}} - \frac{1}{3} \frac{S_{22} - AS_{23}}{S_{12} - AS_{13}} \right), \quad (12)$$

Тут використовуються наступні записи:

$$S_{ik} = \frac{(e^{Z_1} - 1)^2}{e^{Z_1}} \delta_\infty^{k-1} \times \int_0^\infty dt \frac{(2t)^2}{4(1+t)^2} \frac{e^{Z(t)}}{[e^{Z(t)} - 1]^2} \left[ \frac{Z(t)}{Z_1} \right]^{2(i-1)}, \quad (13)$$

$$A = \frac{2\xi(\epsilon_g + \xi)}{(\epsilon_g + 2\xi)^2}, \quad Z(t) = Z_1 \left[ \frac{(\epsilon_\infty/\epsilon_0) + t}{1+t} \right]^{1/2}; \quad (4.11)$$

$t = (q r_\infty)^2$ ,  $Z_1$  - енергія в одиницях  $k_0T$  повздовжніх оптичних фононів у відсутності ефектів екранування,  $Z_F$  - значення  $Z(t)$  при  $t = \delta_\infty^{-1}$ , яке відповідає  $q = 2k_F$ ,  $m_F^*$  - ефективна маса на рівні Фермі (див [3]).

Інтеграли, представлені в (13) – плавні функції двох параметрів:  $Z_1$  та  $\delta_\infty$ ; їхні значення можна отримати готовими чисельними розрахунками. Два з них, для  $S_{12}$  та  $S_{13}$  наведено в [3] для випадку  $\epsilon_\infty/\epsilon_0 \rightarrow 0$ .

В формулах (4)-(14)  $\epsilon_0$  – статична діелектрична проникність;  $U_{vc}$  – короткодійчий потенціал вакансії;  $E_{ac}$  – деформаційний потенціал вакансії;  $C_1^-$  – комбінація сталей;  $K=1,5$  – відношення короткодійчих потенціалів вакансій для зони провідності і валентної зони та деформаційних потенціалів для цих зон;  $\rho$  – густина,  $a$  – стала ґратки,  $\omega_0$  – частота оптичного фонону.

є) п’єзоелектричне розсіювання

$$\tau_{pe} = 2,37 \times 10^4 \left[ \left( \frac{m^* T}{300} \right)^{1/2} \frac{h_{14}^2}{C_{11}} \right]^{-1} \sqrt{E} \quad (15)$$

де  $h_{14}$  – п’єзоелектрична константа PbS у В/м,

$$h_{14} = \frac{8q_1}{3\epsilon_0 a^3} \quad (16)$$

$q_1$  – ефективне навантаження для п’єзоелектричного ефекту.

ж) міжелектронна взаємодія.

При міжелектронних зіткненнях обмін енергією є незначним і взаємодія між носіями не впливає на рухливість. Тому для знаходження внеску електрон-електронної взаємодії проведено розрахунок коефіцієнта термо-е.р.с.  $\alpha$  [1]:

$$\alpha = \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{2k_0 T m_0}{3 \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}} (r+1), \quad (17)$$

$$\alpha = -\frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{2k_0 T m(\zeta)}{3 \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}} \times \left[ (r+1) - \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3} m_0}{m^2(\zeta) \epsilon_G} \right], \quad (18)$$

де  $r$  – показник степеня в загальному виразі для часу релаксації, який визначається механізмом розсіювання;  $k_0$  – стала Больцмана,  $\hbar$  – стала Планка,  $m_0$  – маса вільного електрона,  $m(\zeta)$  – маса електронів на рівні Фермі,  $T$  – температура,  $n$  – концентрація вільних носіїв,  $\epsilon_G$  – ширина забороненої зони,  $\zeta$  – енергія Фермі;  $m(\zeta)$  визначали співвідношенням [3]

$$m(\zeta) = m_0 \sqrt{1 + \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{m_0 \epsilon_G}}$$

Вираз для розрахунку поверхневого розсіювання згідно [6.7] можна представити у вигляді

$$\mu_s = \frac{\mu_v}{1 + \lambda/d}, \quad (19)$$

де  $\lambda$  – довжина вільного пробігу носіїв струму,  $d$  – товщина плівки,  $\mu_v$  – об’ємна рухливість у плівці (частина, що відповідає розсіюванню для об’ємного зразка).

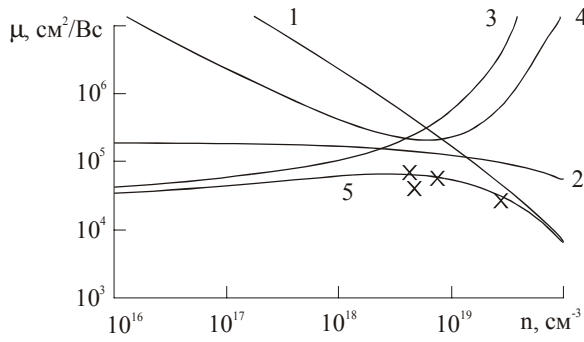
Розсіювання на дислокаціях, яке дає певний внесок у значення рухливості  $\mu_r$  можна представити у вигляді залежності від товщини [6]

$$\mu_d = \mu_v \left( 1 - \frac{\pi R^2}{d} \sqrt{N_s} \right), \quad (20)$$

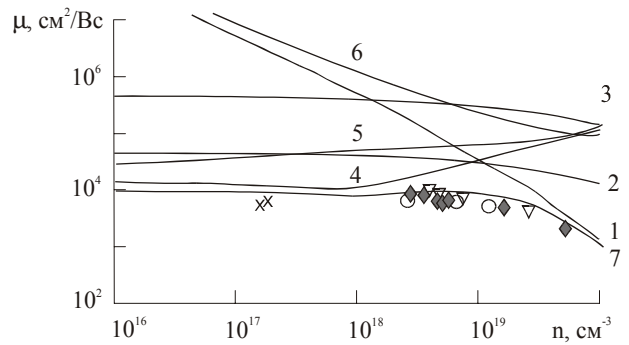
де  $R$  – ефективний радіус дислокації,  $N_s$  – поверхнева густина дислокацій. З іншої сторони, розсіювання на дислокаціях можна представити у наближенні часу релаксації [Глауберман]

$$\langle \tau \rangle = \frac{3}{8RN_s v}. \quad (21)$$

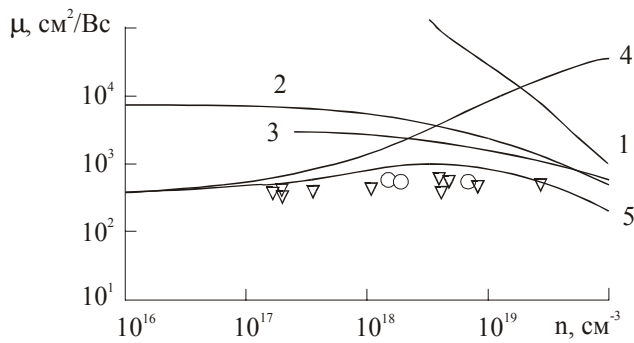
У (21)  $v$  – дрейфова швидкість розсіяних електронів. Порівняння виразів (20) і (21) дало можливість отримати зміну поверхневої густини дислокацій та ефективного радіусу з товщиною



а)



б)



в)

**Рис. 2.** Концентраційні залежності рухливості носіїв для кристалів n-PbS при:

а – 4,2 К, б – 77 К, в – 300 К;

1 – розсіювання на короткодючому потенціалі вакансій, 2 – розсіювання на деформаційному потенціалі акустичних фононів, 3 – розсіювання на деформаційному потенціалі оптичних фононів, 4 – розсіювання на поляризаційному потенціалі оптичних фононів, 5 – розсіювання на кулонівському потенціалі вакансій при концентрації вакансій  $N_v = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 6 – розсіювання на кулонівському потенціалі вакансій при  $N_v = n/2$ , 7 – результуюча крива, яка відображає сумарне розсіювання всіх перелічених вище механізмів.

(рис. 3).

Отримані залежності  $N_S(d)$  та  $R(d)$  дозволили здійснити оцінку згідно [12] внеску додатку до залишкової рухливості тієї частки, яка зумовлена розсіюванням на дислокаціях  $\Delta\mu_d$

$$\Delta\mu \approx -\frac{e \lambda^2 N_S R}{n^{1/3} \hbar}. \quad (22)$$

#### IV. Результати розрахунків та їх аналіз

Результати розрахунку концентраційних залежностей об'ємної рухливості  $\mu_v$  для монокристалів n-PbS зображено на рис. 2. Із аналізу цих даних слідує, що, що розсіювання на вакансіях у цілому дає якісно правильну картину характеру взаємодії електронів провідності з дефектами кристалічної ґратки при температурах, порядку рідкого гелію, але чітке узгодження з експериментом теоретично отриманих значень досягається з врахуванням електрон-фононного розсіювання (рис. 1 а). З рис. 1 а слідує, що при 4,2 К у концентраційному діапазоні  $1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  переважає розсіювання носіїв на екранованому кулонівському потенціалі вакансій; в області концентрацій  $3 \cdot 10^{19} - 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  домінує розсіювання на короткодючому потенціалі вакансій. Розсіювання ж на деформаційному потенціалі акустичних фононів найбільш чітко реалізується при

$n \sim 2,5 \cdot 10^{18} - 2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , хоча у цьому діапазоні не слід повністю нехтувати механізмами розсіювання на вакансіях, оскільки в інтервалі концентрацій  $1 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{19}$  в сумарне розсіювання дають внесок декілька механізмів одночасно.

При підвищенні температури від 4,2 до 77 К розсіювання носіїв на вакансіях стає менш важливим, зростає ймовірність взаємодії електронів з коливаннями кристалічної ґратки.

Як видно із рис. 2, б, розсіюванням на вакансіях при азотних температурах можна якісно пояснити явища переносу в електронних кристалах халькогенідів свинцю, а від концентрацій  $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  це розсіювання починає бути домінуючим. Дещо точнішим буде врахування взаємодії носіїв струму з фононами, яке домінує у більш ширшому концентраційному діапазоні ( $1 \cdot 10^{16} - 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

Розсіювання на потенціалах вакансій у концентраційному діапазоні  $2 \cdot 10^{19} - 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  проявляється через розсіювання носіїв струму на короткодючому потенціалі вакансій. Екранований кулонівський потенціал вакансій відіграє досить важливу роль при концентраціях  $1 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Пояснити таку поведінку розсіювання електронів на кулонівському потенціалі вакансій можна малим значенням високочастотної діелектричної сталої  $\epsilon_0$ , яка входить у вираз для  $\tau_{\text{кулон.}}$  (4.1) і дорівнює 18,4.

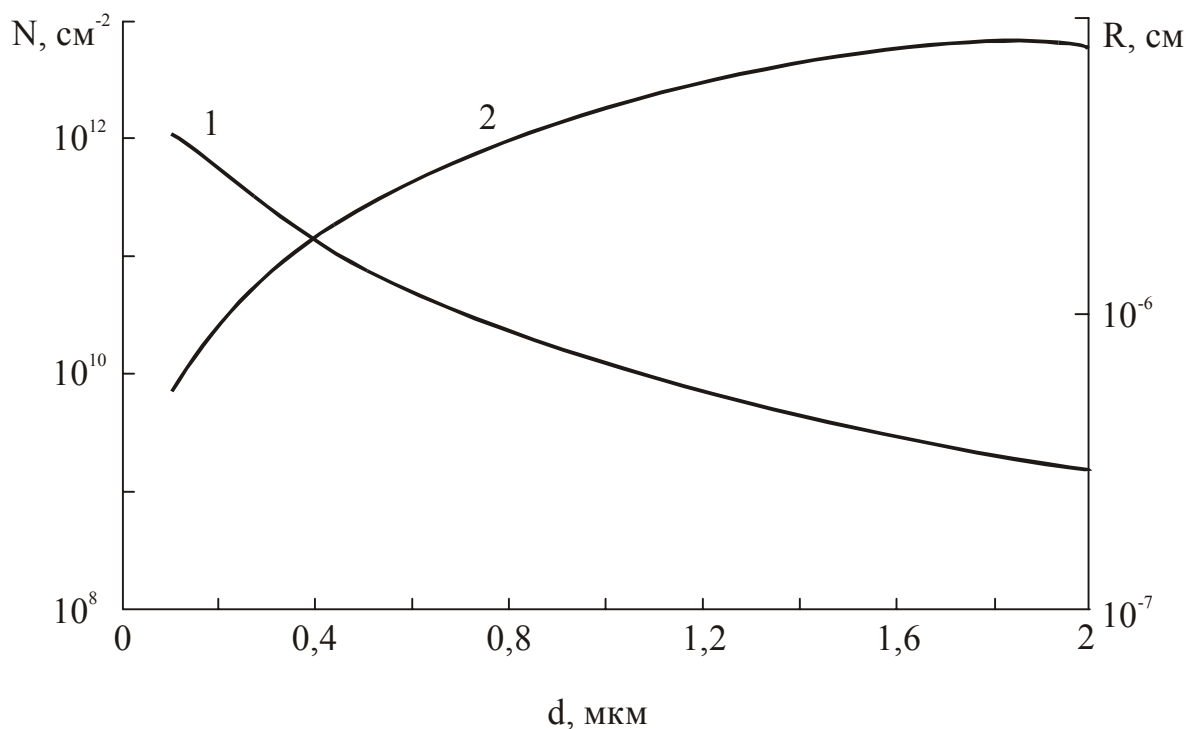


Рис. 3. Залежність поверхневої густини  $N_S$  – 1 та ефективного радіусу дислокацій  $R$  – 2 для плівок PbS / (111) BaF<sub>2</sub> від товщини плівки.

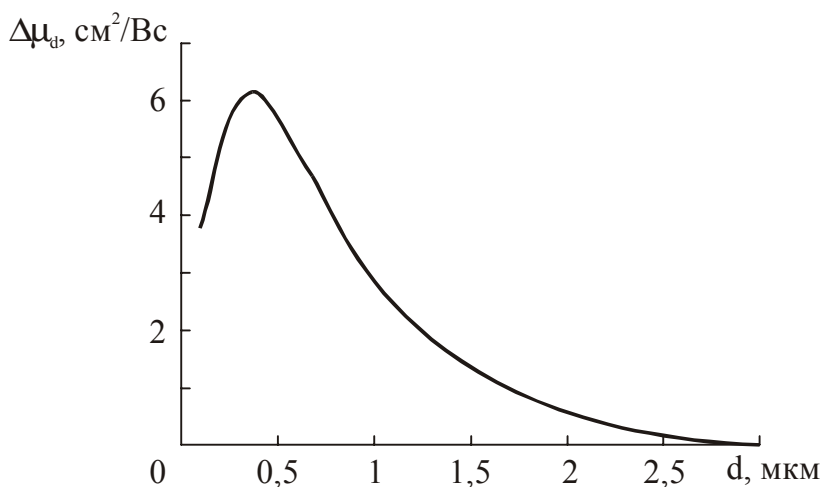


Рис. 4. Внесок розсіювання на дислокаціях у зміну рухливості для плівок n-PbS різної товщини.

Саме відмінність у два рази між  $\epsilon_0$  у сульфіді та інших халькогенідах свинцю і спричинює необхідність врахування цього механізму розсіювання у кристалах PbS.

Для концентраційного діапазону  $10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  спостерігається слабка залежність рухливості від концентрації. Крива 4 на рис. 2 а, яка відповідає розсіюванню носіїв струму на полярних оптичних фонах дає добре узгодження як по характеру так і по числовому значенню рухливості між теорією та експериментом у цій області. Полярне розсіювання

для кожного із досліджуваних матеріалів переважає від  $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  до певного критичного значення концентрацій  $n_{\text{кр}}$ , яке дорівнює  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  для PbS.

При підвищенні температури до кімнатних, внесок розсіювання на вакансіях в сумарне розсіювання стає меншим і більш інтенсивно починає проявлятися розсіювання носіїв на коливаннях ґратки (рис. 2 в). Домінуючим при цьому буде розсіювання носіїв на теплових коливаннях кристалічної ґратки.

Для розрахунку рухливості, пов'язаної із

розсіюванням на поверхні згідно (20), (21) і дислокаціях (19)  $\mu_v$  взята рівною  $400 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , як значення, при якому спостерігається співпадання рухливості об'ємного монокристалу (рис. 2, в) із апроксимованим для плівок при великих товщинах (більших за 2,5 мкм) (рис. 1 – експеримент). На рис. 1, крім результатів експерименту, показано залежність від товщини плівок вже розділених рухливостей носіїв заряду: залишкову  $\mu_r$  і пов'язану із розсіюванням на поверхні  $\mu_s$ , визначених із співвідношень (1) і (19), відповідно. Середня довжина вільного пробігу, згідно [6] була вибрана рівною 50 нм. З наведених залежностей (рис. 1 – крива 2) видно, що поверхнева рухливість відіграє суттєву роль тільки для обмежених малих товщин плівок ( $d \sim 0,1$  мкм), які спів розмірні із довжиною вільного пробігу ( $\lambda$ ). Для цих плівок залишкова провідність  $\mu_r$  добре співпадає із експериментом (рис. 1 – крива 3), так як малі значення рухливості при розсіюванні на поверхні і визначають їх домінуючий внесок у загальну рухливість ( $\frac{1}{\mu} \approx \frac{1}{\mu_s}$ ).

Тепер відносно розсіювання на дислокаціях (рис. 3, 4). Поверхнева густина дислокацій невідповідностей  $N_s$  на границі (111)  $\text{BaF}_2$ -n-PbS складає  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  і зменшується із ростом товщини плівок до  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  (рис. 3 – крива 1). При цьому радіус просторового заряду дислокацій складає  $10^{-6} \text{ cm}$  при малих товщинах епітаксійного шару і дещо збільшується із ростом товщини (рис. 3 – крива 2). Максимальний внесок у зміну рухливості носіїв за рахунок розсіювання на дислокаціях сягає для товщин плівок біля 0,5 мкм (рис. 4). Подальше

збільшення товщини плівок обумовлює різке зменшення впливу дислокаційного механізму на зміну  $\mu_d$  (рис. 4).

Зростання величини відхилення залишкової рухливості  $\mu_r$  (рис. 1 – крива 3) від експерименту при товщинах більших за 0,5 мкм можна пов'язати із розсіюванням носіїв заряду на границях зерен.

## V. Висновки

1. Досліджено залежність рухливості носіїв заряду від товщини в епітаксійних плівках n-PbS.
2. Розраховано внески об'ємної рухливості, розсіювання на поверхні і дислокаціях невідповідності у ефективну рухливість плівок.
3. Показано, що розсіювання на поверхні домінує при товщинах плівок  $\sim 0,1$  мкм, а розсіювання на дислокаціях набуває максимальних значень при товщинах до 0,5 мкм. А при більших товщинах переважає розсіювання на границях зерен.

**Калитчук І.В.** – аспірант кафедри фізики твердого тіла;

**Кланічка В.М.** – кандидат фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри теоретичної і експериментальної фізики, декан фізичного факультету.

- [1] Анатичук Л.И. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник*. Наукова думка, К. 676 с. (1979).
- [2] Гавалешко Н.П., Горлей П.Н., Шендеровский В.А. *Узкозонные полупроводники: получение и физические свойства*. Наук.думка, Киев, 256 с. (1984).
- [3] Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов И.А. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbSe, PbTe, PbS*. Наука, М. 384 с. (1968).
- [4] Фрейк Д.М., Галушак М.А., Межиловская Л.И. *Физика и технология полупроводниковых пленок*. Изд-во Львовского университета, Львов 152 с. (1988).
- [5] Заячук Д.М. К вопросу о доминирующих механизмах рассеяния в теллуриде свинца // *ФТП*, **31**(2), сс. 217–220 (1997).
- [6] Александров О.А., Бондоков Р.И., Саунин И.В., Таиров Ю.М. Подвижность носителей заряда в двухслойных структурах PbTe/PbS. // *Физика и техника полупроводников*, **32**(9), сс. 1064-1068 (1998).
- [7] P.R.Vaya, J.Majhi, B.S.V.Gopalam, C.D.Dattreya. *Phys. St. Sol. (a)*, **87**, 341 (1952).
- [8] Freik D.M., Nykyruy L.I., Shperun V.M. Scattering Mechanisms of Electrons on Monocrystalline PbTe, PbSe and PbS // *Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics*, **5**(4), pp. 362-367 (2002).
- [9] Остафійчук Б.К., Никируй Л.І., Кланічка В.М., Шперун В.М. Про механізми розсіювання носіїв струму в кристалах n-PbS // *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**(1), сс. 121-124 (2001).
- [10] Фрейк Д.М., Никируй Л.І., Рувінський М.А., Шперун В.М., Нижникевич В.В. Розсіювання носіїв струму у кристалах халькогенідів свинцю n-типу // *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**(4), сс. 99-102 (2001).
- [11] Аскеров Б.М. *Кинетические эффекты в полупроводниках*. Наука, Л. 112 с. (1970).
- [12] Миронов О.А., Чистяков С.В., Скрылев И.Ю., Зорченко В.В., Савицкий Б.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И. Локализация параметра порядка на сетке дислокаций несоответствия сверхпроводящих сверхрешеток PbTe-PbS // *Письма в ЖСТФ*, **50**(6), сс. 300-303 (1989).

I.V. Kalytchuk, V.M. Klanichka

## **Charge Carriers Scattering on n-PbS Films**

*'Vasyl Stefanyk' Prekarpathian University, Physical-Chemical Institute,  
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, E-mail: [pcss@mail.ru](mailto:pcss@mail.ru)*

The analyses of Hall mobility dependence from thickness on epitaxial layers n-PbS, growth on (111) BaF<sub>2</sub> monocrystalline by "hot-wall"-method are provide. It is made the computation of mobility of charge carriers on both the surface films scattering and dislocation uncorrected.