

УДК 537.32

Вихор Л.М., Горський П.В.



Вихор Л.М

Інститут термоелектрики НАН і МОН України,  
вул. Науки, 1, Чернівці, 58029, Україна



Горський П.В.

**ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕНОСУ ТЕПЛА  
ТА ЕЛЕКТРИЧНОГО ЗАРЯДУ В  
МІНІАТЮРНИХ ШАРАХ  
«МЕТАЛ-ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИЙ  
МАТЕРІАЛ-МЕТАЛ»**

Розраховано фононну теплопровідність і електропровідність мініатюрної термоелектричної структури «метал-термоелектричний матеріал-метал». Враховано вплив товщини шару термоелектричного матеріалу (ТЕМ), що перебуває між шарами металу. Розрахунки теплопровідності виконано у двох наближеннях: постійної довжини вільного пробігу фононів і з урахуванням частотної залежності часу релаксації фононів при їх розсіюванні один на одному за рахунок ангармонізму теплових коливань ґратки. В останньому випадку розглядалися як процеси перекидання, так і нормальні процеси, здатні модифікувати розсіювання електронів на границях шару. Електропровідність розглядалася з урахуванням залежності довжини вільного пробігу носіїв заряду від енергії. На прикладі тонких шарів  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  показано, що зі зменшенням їх товщини до 50 мкм ґраткова теплопровідність зменшується не більше, ніж на 1.5%, а електропровідність – не більше, ніж на 1% порівняно з монокристалом. Внаслідок цього очікуваний ріст термоелектричної добротності з переходом від монокристала до шару товщиною 50 мкм не перевищує 0.5%.

**Ключові слова:** ґраткова теплопровідність, електропровідність, фонони, носії заряду, час релаксації, нормальні процеси, процеси перекидання.

*Phonon thermal conductivity and electric conductivity of miniature thermoelectric structure “metal-thermoelectric material-metal” was calculated. The impact of thickness of thermoelectric material (TEM) layer between metal layers was taken into account. Calculations of thermal conductivity were made in two approximations: constant phonon mean free path and with regard to the frequency dependence of phonon relaxation time with phonon-phonon scattering due to anharmonicity of lattice thermal vibrations. In the latter case, both Umklapp processes and normal processes were considered, capable of modifying electron scattering at the layer boundaries. The electric conductivity was considered with regard to the energy dependence of charge carrier mean free path. By the example of thin layers of  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  it was shown that with reduction of their thickness to 50 μm, lattice thermal conductivity is reduced at most by 1.5%, and electric conductivity – at most by 1% as compared to single crystal. Owing to this, the expected growth of thermoelectric figure of merit when passing from a single crystal to a 50 μm layer does not exceed 0.5%.*

**Key words:** lattice thermal conductivity, electric conductivity, phonons, charge carriers, relaxation time, normal processes, Umklapp processes.

## Вступ

Мікромініатюрні термоелектричні модулі виготовляються на основі тонких шарів ТЕМ, що контактують із шарами металу. Зокрема у роботі [1] розглянуто термоелектричний мікрохолодильник з термоелементами висотою 4 мкм. Для таких мікротермоелементів досліджувався вплив на перенос тепла й електричного заряду енергетичних бар'єрів для носіїв заряду й дифузійного розсіювання фононів на поверхні розділу між ТЕМ і металом. На основі такого підходу розраховувалися електричні й теплові опори границі «ТЕМ – метал» і аналізувався їх вплив на характеристики мікрохолодильника. Однак при цьому не враховувався вплив власної товщини шару ТЕМ на його кінетичні коефіцієнти за рахунок співрозмірності довжин вільного пробігу носіїв заряду й фононів із цією товщиною.

Мета роботи – аналіз впливу товщини монокристалічного шару ТЕМ на його теплопровідність, електропровідність і термоелектричну добротність. При цьому, враховуючи, що розглядається шаруватий термоелектричний матеріал, будемо вважати, що градієнт температури й електричний струм паралельні площинам шарів кристала.

## Граткова теплопровідність тонкого шару

Теплопровідність монокристала не залежить від його розмірів у випадку, коли вони суттєво перевищують довжину вільного пробігу фононів, обумовлену, наприклад, розсіюванням їх один одному за рахунок ангармонізму теплових коливань ґратки. Однак, якщо товщина монокристалічного шару стає порівнянною з довжиною вільного пробігу фонона, то час пробігу фонона в шарі стає порівняним із часом релаксації фононів, обумовленим їх розсіюванням один на одному. У цьому випадку зворотний час релаксації фононів, постійний або залежний від частоти, повинен додаватися до зворотного часу їх пробігу в шарі і результуючий час релаксації суттєво зменшується. Це зменшення повинно враховуватися при розрахунках ґраткової теплопровідності.

При розгляданні ґраткової теплопровідності будемо вважати фронт звукової хвилі плоским і паралельним площинам шарів ТЕМ. Тоді за аналогією з роботою [2], у якій досліджувався вплив розсіювання фононів на границях сферичних часток порошку й контактів між ними на ґраткову теплопровідність, у наближенні постійної довжини вільного пробігу фононів одержимо такий вираз для відношення теплопровідності к плоского шару товщиною  $d_0$  до теплопровідності  $\kappa_{mono}$  монокристала:

$$\kappa/\kappa_{mono} = \frac{d_0}{l_{ph}} \ln \left( 1 + \frac{l_{ph}}{d_0} \right). \quad (1)$$

Тут довжина вільного пробігу фонона  $l_{ph} = 3\kappa_{mono} / c_v \rho_{v||}$ ,  $c_v$  – питома теплоємність,  $\rho$  – густина,  $v_{||}$  – швидкість звуку в площині шару. Ця формула отримана шляхом усереднення виразів для теплопровідності по всіх довжинах вільного пробігу фононів у шарі, включаючи найкоротші. Формула (1) відрізняється від отриманих у роботі [2] виразів лише способом усереднення по можливих довжинах вільного пробігу фононів у шарі з урахуванням його товщини.

Тепер розглянемо ґраткову теплопровідність тонкого шару ТЕМ з урахуванням залежності часу релаксації фононів від частоти. У цьому випадку за аналогією з результатами, отриманими в [2] за методикою, описаною в [3], теплопровідність тонкого шару відносно монокристала визначається таким співвідношенням:

$$\kappa / \kappa_{mono} = \int_0^1 \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{||}(x)z} + \frac{2k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{\perp}(x)z} \right) dz dx \left\{ \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{1}{Q_{||}(x)} + \frac{2}{Q_{\perp}(x)} \right) dx \right\}^{-1} \quad (2)$$

У цій формулі  $\theta = T/T_D$ ,  $T$  – абсолютна температура,  $T_D$  – температура Дебая матеріалу. Безрозмірний параметр  $k_{||}^*$  обчислюється в такий спосіб:

$$k_{||}^* = \frac{d_0 \gamma^2 \theta}{\rho} \left( \frac{k_B T_D}{\hbar v_{||}} \right)^4 \left( \frac{k_B T_D}{v_{||}^2} \right), \quad (3)$$

де  $\gamma$ ,  $\rho$  та  $v_{||}$  відповідно параметр Грюнаїзена, густина і швидкість звуку в ТЕМ,  $k_B$  – постійна Больцмана, інші позначення загальноприйняті. Індекс "||" означає, що відповідний параметр береться в напрямку, паралельному площині шарів ТЕМ. Крім того, частотні поліноми  $Q_{||}(x)$  та  $Q_{\perp}(x)$  відповідно мають вигляд

$$Q_{||}(x) = x^4 + 0.082x, \quad (4)$$

$$Q_{\perp}(x) = (0.082 + 3.125\theta^3)x. \quad (5)$$

У цих формулах враховано як нормальні процеси, так і процеси перекидання для поздовжньої ( $l$ ) і поперечної ( $t$ ) фонових мод. Доданок  $0.082x$  відповідає за процеси перекидання, причому числовий коефіцієнт підбирається так, щоб забезпечити узгодження теоретичних і експериментальних значень теплопровідності для матеріалу на основі телуриду вісмуту в діапазоні температур 100 – 600 К [4] з урахуванням внеску електронної теплопровідності в повну теплопровідність. Також враховано, що розсіювання фонових за рахунок нормальних процесів відбувається по-різному для поздовжніх і поперечних мод, що описується відповідно іншими доданками в (4), (5).

Обчислення граткової теплопровідності тонкого шару здійснювалося на прикладі матеріалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  з такими параметрами:  $\gamma = 1.5$  [4],  $\rho = 6854$  кг/м<sup>3</sup> [1],  $T_D = 157$  К [5],  $v_{||} = 2900$  м/с [1]. Результати розрахунків відносної граткової теплопровідності в наближенні постійної довжини вільного пробігу фонових і з урахуванням залежності часу релаксації фонових від частоти наведено на рис. 1.

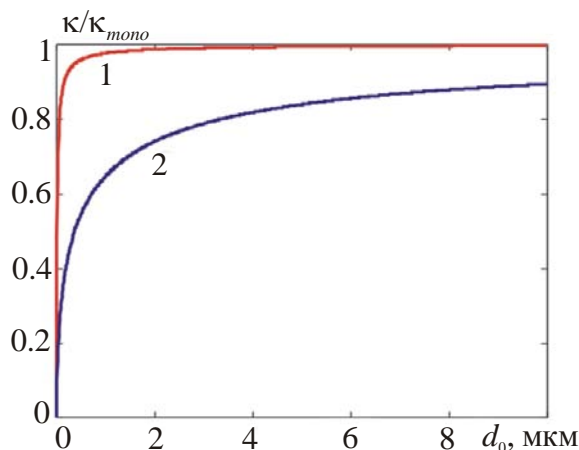


Рис. 1. Залежності граткової теплопровідності  $\kappa$  тонкого шару відносно граткової теплопровідності  $\kappa_{mono}$  монокристала  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  від товщини шару  $d_0$  за  $T = 300$  К: 1 - у наближенні постійної довжини вільного пробігу фонових, 2 - з урахуванням залежності часу релаксації фонових від частоти.

З рисунка видно, що за постійної довжини вільного пробігу теплопровідність тонкого шару прагне до теплопровідності монокристалу помітно швидше, ніж за врахування частотної залежності часу релаксації фононів. Так, у наближенні постійного часу релаксації теплопровідність монокристалу досягається вже за товщини шару рівній 2 мкм. У той же час з врахуванням частотної залежності часу релаксації навіть за товщини шару рівній 10 мкм, досягається лише 90% ґраткової теплопровідності монокристалу.

Залежності поправки до ґраткової теплопровідності монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  від температури й товщини шару наведено на рис.2 а, б. Дані залежності розраховувалися за формулами (2) – (5).

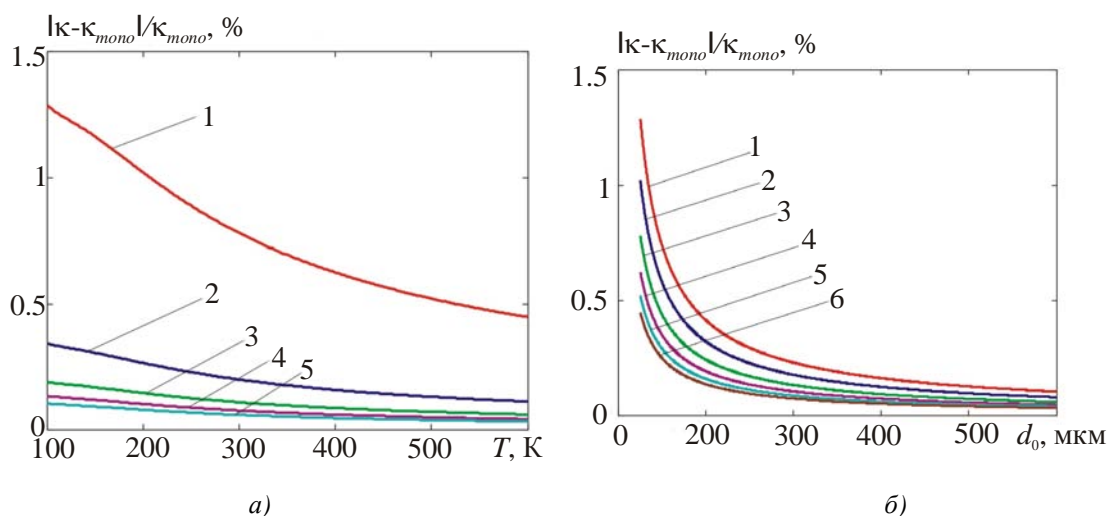


Рис.2. Залежності поправки до ґраткової теплопровідності  $\kappa_{\text{моно}}$  монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ : а) від температури для шарів товщиною: 1 - 50 мкм; 2 - 250 мкм; 3 - 500 мкм; 4 - 750 мкм; 5 - 1000 мкм; б) від товщини шару для температур: 1 - 100; 2 - 200; 3 - 300; 4 - 400; 5 - 500; 6 - 600 К.

З рисунка видно, що величина поправки зменшується з температурою внаслідок зменшення довжини вільного пробігу фононів, а також поправка зменшується з ростом товщини шару внаслідок того, що час релаксації фононів перестає лімітуватися товщиною шару. У діапазоні температур 100 – 600 К для шарів товщиною понад 50 мкм поправка до теплопровідності монокристалу не перевищує 1.5%. Отже, товщина шару ТЕМ, що перевищує 50 мкм, практично не впливає на ґраткову теплопровідність.

### Вплив розсіювання носіїв заряду на границях тонких шарів на електропровідність

Припустимо, що довжина вільного пробігу носіїв заряду в масивному матеріалі залежить від їх енергії за степеневим законом  $l_e \propto \varepsilon^q$ . Врахуємо, що обмеження товщини шару впливає на час релаксації носіїв заряду по тій же причині й у такий же спосіб, як на час релаксації фононів. Тоді за аналогією з роботами [6 – 8], у яких розглядалося розсіювання електронів на границях часток порошку або на контактах між ними, одержимо таку формулу для електропровідності  $\sigma$  тонкого монокристалічного шару ТЕМ відносно електропровідності монокристалу  $\sigma_{\text{моно}}$ :

$$\frac{\sigma}{\sigma_{mono}} = \frac{1}{\Gamma(q+2)} \int_0^1 \int_0^1 \frac{k^* z x^{q+1} \exp(-x)}{x^q + k^* z} dz dx, \quad (6)$$

де  $k^* = [\Gamma(q+1.5)/\Gamma(1.5)](d_0/l_e)$ ,  $l_e$  – середня довжина вільного пробігу носія заряду,  $q$  – показник степеня в законі залежності довжини вільного пробігу від енергії. Формула (6) відрізняється від аналогічних формул, отриманих раніше в [6], лише способом усереднення за можливими довжинами вільного пробігу носіїв заряду.

Результати обчислення електропровідності тонкого монокристалічного шару  $Bi_2Te_{2.7}Se_3$  відносно масивного монокристала наведено на рис. 3.

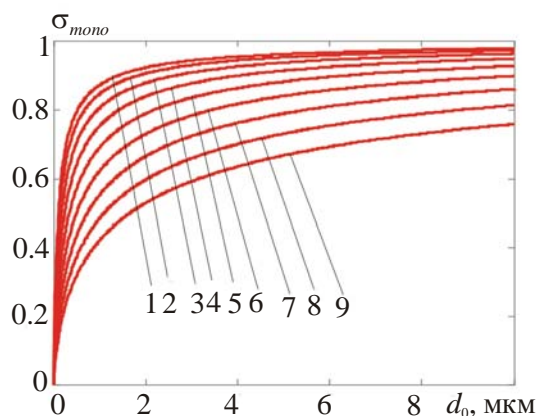


Рис. 3. Залежність електропровідності тонкого шару  $\sigma Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  щодо монокристала  $\sigma_{mono}$  від товщини шару  $d_0$  при 300 К. Залежності 1 – 9 побудовані для значень  $q$  в інтервалі від 0 до 4 із кроком 0.5.

З результатів розрахунків випливає, що для показника степеня  $q = 0$ , який найчастіше трапляється в напівпровідникових ТЕМ в актуальній для застосування області температур, товщина плоского шару, необхідна для збереження електропровідності на рівні 90% відносно монокристала за 300 К, становить близько 1.5 мкм.

Зауважимо, що внаслідок дії ефекту Казіміра [3] ґраткова теплопровідність (рис. 1) і електропровідність (рис. 3) тонкого шару завжди менша відповідних характеристик монокристала.

Для розрахунків залежності електропровідності монокристалічного шару від його товщини попередньо проводилася оцінка довжини вільного пробігу електронів у матеріалі  $Bi_2Te_{2.7}Se_3$  і розділення ґраткової складової теплопровідності від електронної складової. Це виконувалося на підставі даних про концентрацію електронів  $n_0$ , ефективну масу густини електронних станів  $m_e^*$  і електропровідність  $\sigma_{mono}$  за температури 300 К за відомими співвідношеннями [4] у припущенні, що довжина вільного пробігу електрона не залежить від енергії, отже, показник розсіювання, що використовується у [4],  $r = -0.5$ . Це припущення виправдовується за умови розсіювання електронів як на деформаційному потенціалі акустичних фононів, так і на домішках, принаймні, за високих рівнів легування. Відмінність полягає лише в тому, що з розсіюванням на акустичних фонах довжина вільного пробігу електрона обернено пропорційна температурі, а при розсіюванні на домішках – не залежить від температури.

Спочатку в діапазоні температур 100–600 К розв'язувалось рівняння, що визначає нормований на енергію теплового руху хімічний потенціал  $\eta$  електронного газу, що має вигляд:

$$n_0 = \frac{4(2\pi m_e^* k_B T)^{3/2}}{\sqrt{\pi} h^3} F_{1/2}(\eta). \quad (7)$$

Після цього оцінювалася довжина вільного пробігу  $l_e$  на підставі співвідношення для електропровідності монокристалу:

$$\sigma_{mono} = \frac{2n_0 e^2 l_e \sqrt{\pi} F_0(\eta)}{3\Gamma(1.5) \sqrt{2m_e^* k_B T} F_{1/2}(\eta)}. \quad (8)$$

Тут  $F_r(\eta)$  – інтеграли Фермі відповідних індексів, що визначаються співвідношенням

$$F_r(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^r dx}{\exp(x - \eta) + 1}. \quad (9)$$

Враховуючи, що для монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$   $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $m^* = 1.25m_0$ ,  $\sigma_{mono} = 1100 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ , одержимо  $l_e = 21 \text{ нм}$  за температури 300 К. Далі, беручи до уваги співвідношення (7)–(9), розраховувалася температурна залежність електропровідності монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ .

Залежності поправки до електропровідності монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$   $n$ -типу від температури й товщини шару наведено на рис. 4. Дані залежності розраховувалися за формулою (6), причому вважалося, що  $q = 0$ , а довжина вільного пробігу електрона обернено пропорційна температурі [4], тобто слушне співвідношення

$$l_e(T) = \frac{300l_e(300)}{T}, \quad (10)$$

де  $l_e(300)$  – довжина вільного пробігу за температури 300 К.

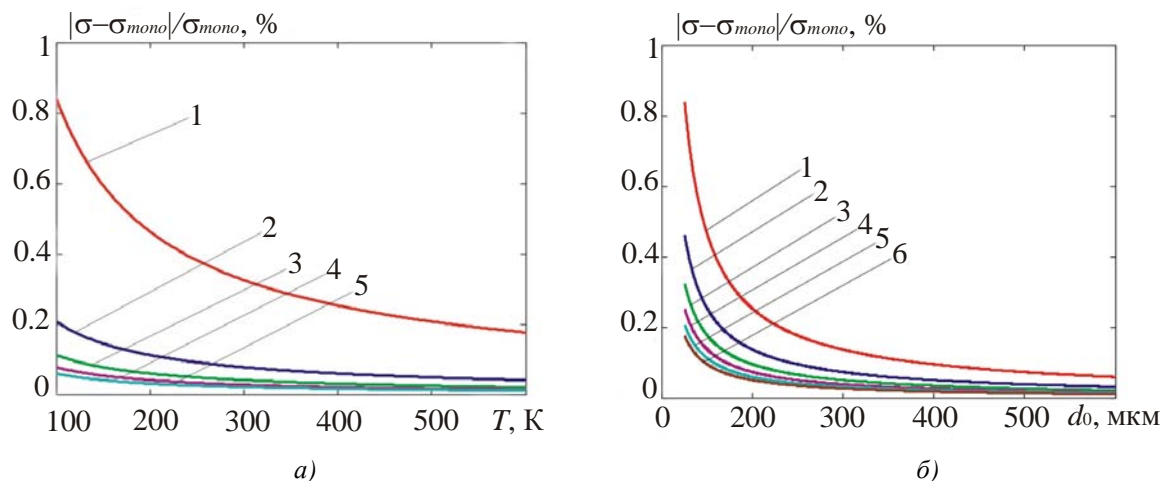


Рис.4. Залежності величини поправки до електропровідності монокристалу  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ :  
 а) від температури за товщина шарів, мкм: 1 - 50; 2 - 250; 3 - 500; 4 - 750; 5 - 1000;  
 б) від товщини шару за температур, К: 1 - 100; 2 - 200; 3 - 300; 4 - 400; 5 - 500; 6 - 600.

Залежності поправки до електропровідності монокристалу від температури й товщини шару визначаються тими ж факторами, що й температурні й товщинні залежності ґраткової теплопровідності, а саме зменшенням довжини вільного пробігу електрона із зростанням

температури й поступовим нівелюванням ролі розсіювання на границях шару із ростом його товщини. У діапазоні температур 100 – 600 К для шарів товщиною більшою 50 нм поправка до електропровідності монокристала не перевищує 1 %. Отже, товщина шару ТЕМ, що перевищує 50 нм, практично не впливає на його електропровідність.

### Термоелектрична добротність тонких шарів

Розглянемо тепер температурні й товщинні залежності термоелектричної добротності тонкого шару відносно монокристала. Врахуємо, що в наближенні постійної відносно енергії довжини вільного пробігу розсіювання носіїв заряду на границях шару не впливає на термоЕРС. Справді, загальна формула для коефіцієнта термоЕРС у випадку квадратичного й ізотропного закону дисперсії електронів має вигляд:

$$\alpha = \frac{1}{eT} \frac{\int_0^{\infty} \tau(\varepsilon) \varepsilon (\varepsilon - \zeta) f_0'(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} \tau(\varepsilon) \varepsilon f_0'(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}, \quad (11)$$

де  $f_0'(\varepsilon)$  – похідна від функції розподілу Фермі-Дірака за енергією. Для часу релаксації  $\tau(\varepsilon)$  за умови постійної відносно енергії довжини вільного пробігу  $l^*$  носіїв заряду справедливе співвідношення

$$\tau(\varepsilon) = \frac{l^* \sqrt{m^*}}{\sqrt{2\varepsilon}}, \quad (12)$$

де  $l^*$  визначається розсіюванням як в об'ємі, так і на границях шару, тобто за формулою

$$l^* = l_e \left\langle \frac{L^*}{l_e + L^*} \right\rangle, \quad (13)$$

де  $l_e$  – довжина вільного пробігу електрона в монокристалі,  $L^*$  – довжина вільного пробігу, обумовлена розсіюванням на границях шару, кутові дужки означають усереднення по товщині шару. Тому  $l^*$  входить у чисельник і знаменник формули (11) як постійний множник, який виноситься з-під знака інтеграла, і не впливає на термоЕРС. Отже, розсіювання на границях шару не впливає на термоЕРС.

Необхідна для обчислення добротності матеріалу електронна складова теплопровідності монокристала  $\kappa_{e\text{ mono}}$  визначається зі співвідношення Відемана-Франца

$$\kappa_{e\text{ mono}} = L \sigma_{\text{mono}} T, \quad (14)$$

де число Лоренца  $L$  є рівним

$$L = \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 \left[ \frac{3F_2(\eta)}{F_0(\eta)} - \frac{4F_1^2(\eta)}{F_0^2(\eta)} \right]. \quad (15)$$

Перейдемо тепер безпосередньо до обчислення термоелектричної добротності тонкого шару відносно монокристала з урахуванням внеску електронної теплопровідності. Для цього

скористаємося допоміжним виразом, записаним з урахуванням співвідношень (2) і (6), у такий спосіб:

$$Z_a = \left( \int_0^1 \frac{d_0 l_e^{-1}(T) z}{d_0 l_e^{-1}(T) z + 1} dz \right) \left[ \int_0^1 \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{k_{\parallel}^* z}{1 + k_{\parallel}^* Q_{\parallel}(x) z} + \frac{2k_{\parallel}^* z}{1 + k_{\parallel}^* Q_{\parallel}(x) z} \right) dz dx \right]^{-1} \left\{ \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{1}{Q_{\parallel}(x)} + \frac{2}{Q_{\parallel}(x)} \right) dx \right\} \quad (16)$$

Враховуючи, що розсіювання на границях шару не впливає на термоЕРС, а електронна теплопровідність і електропровідність, у випадку незалежності довжини вільного пробігу електрона від енергії, залежать від товщини шару через той самий множник, одержимо наступний кінцевий вираз для термоелектричної добротності  $Z$  тонкого шару відносно монокристала  $Z_{mono}$ :

$$Z/Z_{mono} = \frac{1 + \kappa_{e\,mono} / \kappa_{mono}}{Z_a^{-1} + \kappa_{e\,mono} / \kappa_{mono}} \quad (17)$$

Залежності добротності тонкого шару  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  від товщини й температури наведено на рис. 5.

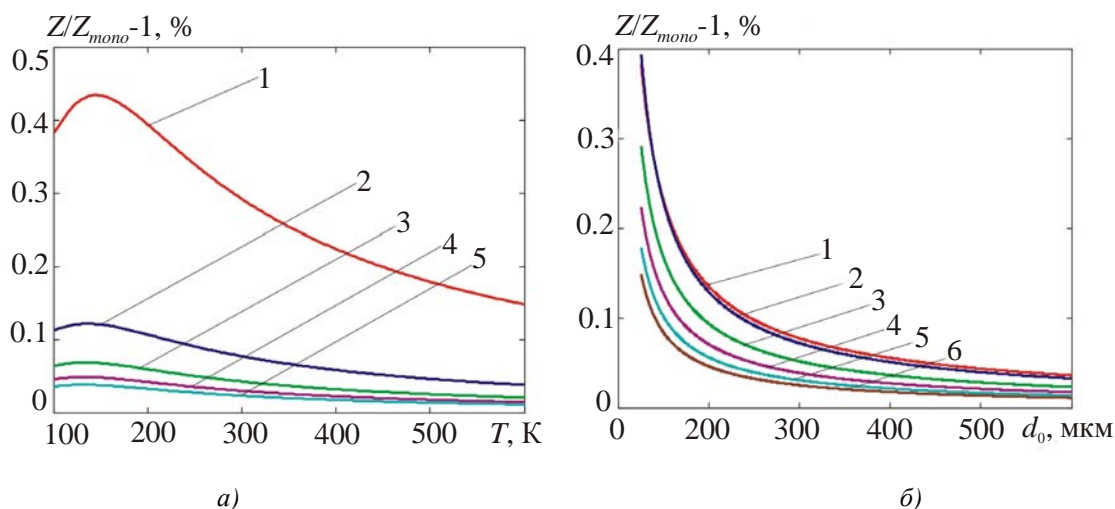


Рис.5. Залежності добротності  $Z$  тонкого шару  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  щодо монокристала  $Z_{mono}$ :

а) від температури за товщина шарів, мкм: 1 - 50; 2 - 250; 3 - 500; 4 - 750; 5 - 1000;

б) від товщини шару за температур, К: 1 - 100; 2 - 200; 3 - 300; 4 - 400; 5 - 500; 6 - 600.

З рисунка видно, що із зростанням температури й товщини шару добротність шару прагне до добротності монокристала. Температурні й товщинні залежності добротності шару відносно монокристала визначаються зменшенням довжин вільного пробігу електронів і фононів, а також нівелюванням розсіювання на границях шару зі зростанням його товщини. У діапазоні товщин від 50 до 1000 мкм за температур 100 – 600 К очікуване збільшення добротності тонких шарів  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$   $n$ -типу відносно монокристала не перевищує 0.5%.



Слід зазначити, що залежно від співвідношення між довжинами вільного пробігу носіїв заряду й фононів добротність ТЕМ з переходом від монокристала до тонкого шару може як зростати, так і зменшуватися.

### **Висновки**

1. Вплив на електропровідність і граткову теплопровідність розсіювання фононів і носіїв заряду на границях мікромініатюрних шарів є найбільш істотним за товщин, менших 10 мкм.
2. Врахування залежності часу релаксації фононів від частоти й довжини вільного пробігу носіїв заряду від енергії підсилює вплив розсіювання на границях мікромініатюрних шарів на їх кінетичні коефіцієнти.
3. Більш сильне зниження граткової теплопровідності порівняно з електропровідністю створює передумови для підвищення добротності ТЕМ з переходом від масивних монокристалів до мікромініатюрних шарів.
4. При товщинах, що перевищують 50 мкм і температурах 100 – 600 К, очікуване збільшення добротності тонких шарів  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  *n*-типу відносно монокристала не перевищує 0.5%.

### **Література**

1. Da Silva L.W., Kaviani M. Micro-thermoelectric cooler: interfacial effect on thermal and electrical transport. // Int. Journ. of heat and mass transfer. – 2004. – Vol.478. – P.2417 – 2435.
2. Горський П.В. Снижение решеточной теплопроводности термоэлектрического материала путем оптимизации формообразующего элемента. / П.В. Горський, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2013, №1. – С.19 – 27.
3. Klemens P.G. Lattice thermal conductivity. – In book: Solid State Physics. Advances in Research and Applications. Vol.7, pp. 1 – 98. Academic Press. Inc. Publishers, New York – 1958, 526 p.
4. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $Bi_2Te_3$ . – М: Наука, 1972. – 320с
5. CRC Handbook of Thermoelectrics, edited by D.M.Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.
6. Горський П.В. Электропроводность контактирующих частиц термоэлектрического материала. / П.В. Горський, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2013, №2. – С. 13 – 19.
7. Горський П.В. К вопросу о механизме увеличения термоэлектрической добротности объемных наноструктурированных материалов. / П.В. Горський, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2013, №5. – С. 5 – 11
8. Анатычук Л.И. Влияние размерных эффектов на свойства термоэлектрических материалов. / Л.И. Анатычук, П.В. Горський, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2014, №1, С. 5 – 13.

Надійшла до редакції 4.09.2015