

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.

**ПЕРЕНОС ТЕПЛА Й ЕЛЕКТРИЧНОГО
ЗАРЯДУ НА ГРАНИЦІ
«ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИЙ МАТЕРІАЛ –
МЕТАЛ»**

Розглянуто фізичну модель переносу тепла й електричного заряду на границі «термоелектричний матеріал – метал», яка враховує відбивання фононів на границі та вплив потенціального бар'єра на рух носіїв заряду через границю. Описано методи розрахунків теплового і електричного опорів та термоЕРС границі відповідно до розглянутої моделі. Зроблено оцінку величин цих опорів та коефіцієнта термоЕРС границі матеріалів на основі Bi-Te з металами Cu або Ni і визначено їх температурні залежності. Показано, що тепловий опір границі досягає величини 10^{-8} К/Вт·м², значення електричного опору перебуває на рівні $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м², а гранична термоЕРС, обумовлена емісією, становить приблизно 500 мкВ/К. Обумовлені зазначеними опорами теплові й електричні втрати на границі термоелектричного матеріалу з металом можуть суттєво впливати на показники мікромініатюрних перетворювачів енергії.

Ключові слова: тепловий опір границі, електричний опір границі, гранична термоЕРС.

A physical model of heat and electric charge transport at thermoelectric material-metal boundary is considered that takes into account phonon reflection at the boundary and the impact of potential barrier on charge carrier motion through the boundary. The methods for calculation of the boundary thermal and electric resistances and thermopower in conformity with said model are described. The values of these resistances and the Seebeck coefficient at the boundary between Bi-Te materials and Cu or Ni metals are evaluated and their temperature dependences are determined. It is shown that the boundary thermal resistance reaches the value of 10^{-8} K/W·m², the electric resistance is at a level of $5 \cdot 10^{-11}$ Ohm·m², and the boundary thermopower due to emission is about 500 μV/K. Caused by the above resistances, the thermal and electric losses at thermoelectric material-metal boundary can have a considerable impact on the parameters of microminiature power converters.

Key words: boundary thermal resistance, boundary electric resistance, boundary thermopower.

Вступ

Сьогодні широке практичне застосування термоелектрики суттєво стримується високими значеннями питомої вартості перетворення енергії. Основний внесок у собівартість перетворювачів з термопарних елементів вносить термоелектричний матеріал (ТЕМ). Особливістю термоелектричного способу перетворення енергії є незалежність його максимальної ефективності від геометричних розмірів термопар. Тому шляхом

мікромініатюризації в ідеалі можна було б досягти зменшення вартості без зниження ефективності.

Однак істотна проблема мікромініатюризації полягає в зростанні впливу теплових і електричних втрат у зоні контакту напівпровідникового матеріалу віток термопар з металевими комутаційними електродами. Ці втрати обумовлені наявністю теплового й електричного опорів перехідного контактного шару, що утворюється між ТЕМ і металом при комутації віток. В умовах мікромініатюризації товщина контактного шару стає порівнянною з висотою вітки, а теплове й електричне контактні опори – порівнянними з відповідними опорами віток. При цьому вплив втрат у контактному шарі зростає і ефективність термоелектричного перетворювача знижується [1, 2].

Сучасні технології створення мікромодулів шляхом спресовування, напилювання або хімічного осадження пліткових електродів з антидифузійними мікрошарами на торці віток [3] дають можливість зменшити до мінімуму товщину контактного шару й одержати фактично "ідеальну" (без перехідного шару) границю ТЕМ-метал. Однак різка відмінність фізичних властивостей напівпровідника й металу впливає на рух носіїв заряду й фононів через границю ТЕМ-метал, що обумовлює тепловий та електричний опори і термоЕРС такої "ідеальної" границі [4–6]. Визначення величин опорів границь і граничної термоЕРС – актуальне і важливе завдання для проектування мікромодульних термоелектричних перетворювачів енергії [6, 7].

Тому мета пропонованої роботи – оцінка величин теплового і електричного опорів та термоЕРС, визначення їх температурних залежностей для границь традиційних термоелектричних матеріалів на основі $Bi - Te$ з металевими комутаційними електродами для їх дальшого використання у проектуванні термоелектричних мікроперетворювачів енергії.

Фізична модель переносу тепла й електричного заряду на границі «ТЕМ – метал»

Рис. 1 ілюструє фізичну модель переносу тепла й електричного заряду фононами й носіями заряду на границі «ТЕМ – метал».

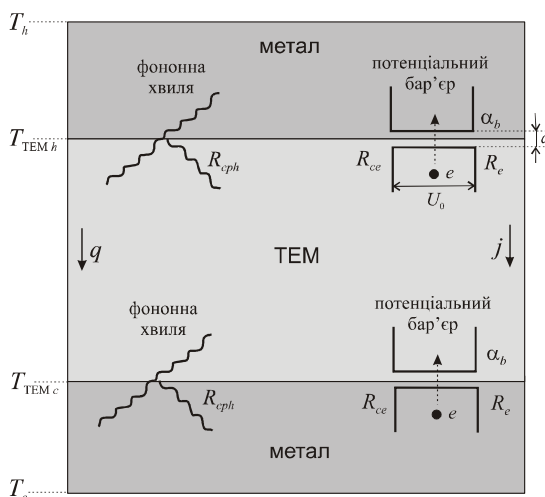


Рис. 1. Фізична модель переносу тепла й носіїв заряду на границі «ТЕМ – метал»

Ідеальна границя характеризується неузгодженістю фізичних властивостей напівпровідника й металу, що обумовлює тепловий і електричний опір руху фононів і носіїв заряду через границю.

Фононна хвиля, що переносить тепловий потік, частково проходить через границю, а частково відбивається. Відбиття фононів є причиною фононної складової теплового опору границі R_{cph} [8, 9].

Руху носіїв заряду через границю перешкоджає потенціальний бар'єр, що утворюється внаслідок відмінності зонних структур напівпровідника й металу [5]. Цей бар'єр є причиною опору переносу тепла носіями, що рухаються через границю, тобто електронної складової теплового опору R_{ce} .

R_{cph} і R_{ce} є основними складовими повного теплового опору границі R_c , що визначається в такий спосіб:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{1}{R_{cph}} + \frac{1}{R_{ce}}. \quad (1)$$

Перенос носіїв заряду через границю «ТЕМ – метал» супроводжується виникненням електричного граничного опору R_e , обумовленого їх проходженням через потенціальний бар'єр. Величина R_e залежить від характеристик бар'єра, тобто його висоти U_0 , ширини d і форми, а також механізму (тунелювання або емісії) проходження носіїв заряду через бар'єр.

Потенціальний бар'єр є також причиною виникнення на границі термоЕРС, яка характеризується граничним коефіцієнтом [5] α_b . Слід зазначити, що α_b не є різницею коефіцієнтів Зеебека матеріалів, які граничать один з одним.

Розрахунки фононної складової граничного теплового опору

Термоелектричний матеріал і метал суттєво відрізняються між собою швидкостями звуку, густиною фононних станів, температурами й частотами Дебая. Внаслідок неузгодженості цих властивостей створюється опір потоку фононів через границю. Для оцінки величини фононної складової граничного теплового опору R_{cph} використовуються дві моделі [10]. Першу іменують моделлю акустичної неузгодженості (АММ – acoustic mismatch model) [11]. Основне наближення АММ полягає в тому, що границя вважається "абсолютно плоскою" і фонони відбиваються від неї дзеркально, тобто розсіювання фононів на границі відсутнє. Друга, так звана модель дифузійної неузгодженості (DMM – diffuse mismatch model) [9, 10], ураховує дифузійне розсіювання фононів на шорсткостях і дефектах границі.

Припущення, що фонони не розсіюються, справедливе лише за умови досить низьких температур, за яких довжина хвилі фононів λ суттєво перевищує розмір b , що характеризує шорсткість границі або її відхилення від ідеальної площинності. Таким чином, для АММ моделі $\lambda/b \ll 1$, а для DMM $\lambda/b \geq 1$ [10].

Довжину хвилі (можна приблизно оцінити за формулою [12]

$$\lambda \approx \frac{\theta_D}{T} a, \quad (2)$$

де θ_D – температура Дебая, a – усереднене значення розміру елементарної комірки кристалічної ґратки. Для термоелектричних матеріалів на основі $Bi - Te$ $\theta_D \sim 160$ К, $a \sim 20$ Å [13, 14]. Отже, для типових робочих інтервалів температур термоелементів $T = 200 \div 300$ К довжина звукових хвиль $\lambda = 1 \div 2$ нм. Таким чином, для використання АММ – моделі шорсткість границі має бути набагато меншою 1 – 2 нм, що малоімовірно. Тому для оцінок величини

фононної складової теплового опору R_{cph} границі «ТЕМ – метал», як правило, доцільно використовувати DMM – модель.

Метод розрахунків R_{cph} , відповідно до DMM детально описано в [10]. Згідно з результатами цієї роботи можна записати

$$R_{cph} = \frac{\Delta T}{q}, \quad (3)$$

де $\Delta T = T_{TEM} - T_m$, T_{TEM} , T_m – температури ТЕМ і металу відповідно. Тепловий потік q , що переноситься через границю «ТЕМ – метал», пов'язаний зі швидкостями u_j фононів j -ої моди та функцією густини станів $g(\omega)$ фононів із частотою ω наступним співвідношенням [10, 6]:

$$q = \frac{\hbar}{4} \tau \sum_j u_{TEM,j} \int_0^\infty g(\omega) \omega \left[\frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT_{TEM}}) - 1} - \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT_m}) - 1} \right] d\omega. \quad (4)$$

Тут k – стала Больцмана. Коефіцієнт пропущення фононів τ визначається в такий спосіб:

$$\tau = \frac{\sum_j u_{m,j}^{-2}}{\sum_j u_{TEM,j}^{-2} + \sum_j u_{m,j}^{-2}}. \quad (5)$$

Формулу (5) отримано в [10] у наближенні $\Delta T \rightarrow 0$. У [10] показано, що фактично немає відхилень у значеннях R_{cph} , визначених за різних ΔT за формулою (3), за умови $\Delta T < 10$ К. Тому для розрахунків R_{cph} обмежуються $\Delta T = 1$ К.

Наступне наближення пов'язане з визначенням швидкості фононів у термоелектричному матеріалі. Внаслідок відсутності інформації про швидкості поздовжньої й двох поперечних фононних мод у матеріалах на основі $Bi - Te$ робиться припущення, що ці швидкості однакові [6], тобто:

$$\sum_j u_{TEM,j}^{-2} = \frac{3}{u_{TEM}^2}. \quad (6)$$

При цьому u_{tem} визначається за формулою, що зв'язує швидкість фононів з температурою Дебая

$$\frac{kT_D}{\hbar} = (6\pi^2 u_{TEM}^3 n)^{1/3}, \quad (7)$$

де n – кількість елементарних комірок кристалічної ґратки в одиниці об'єму.

Для розрахунків q за формулою (4) можна скористатися експериментальною функцією густини станів (ФГС) $g(\omega)$, знайденою для ряду сполук на основі $Bi - Te$ [15], або взяти її наближено за Дебаєм, тобто у вигляді

$$g_D(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2 u_{TEM}^3}. \quad (8)$$

Помітимо, що в останньому випадку інтегрування у (4) проводиться до максимально можливого значення частоти фононів, тобто до частоти Дебая $\omega_D = kT_D/\hbar$. В [6] показано, що

значення фононної складової опору границі «ТЕМ – метал», знайдені з використанням експериментальної ФГС і ФГС за Дебаєм фактично збігаються.

Отже, користуючись співвідношеннями (3) – (8), можна досить точно оцінити величину фононної складової теплового опору границі «ТЕМ – метал».

Електронна складова теплового опору, електричний опір і термоЕРС границі

Як відзначалося, потенціальний бар'єр – причина електронної складової теплового опору границі R_{ce} і електричного граничного опору R_e , а також граничної термоЕРС α_b . Метод розрахунків цих граничних імпедансів запропоновано у роботах [4, 5, 16]. Він заснований на аналогії опису переносу тепла й електричного заряду носіями заряду через потенціальний бар'єр на границі і в об'ємі самого ТЕМ.

Потенціальний бар'єр на границі вважається прямокутним висотою U_0 і шириною d . Носії заряду можуть долати його шляхом тунелювання або електронної емісії. Максимальне значення ширини бар'єра d , за якої можливо тунелювання, визначається нерівністю

$$\Lambda kT \leq 1, \quad (9)$$

де $\Lambda = 1/\sqrt{E_d U_0}$, $E_d = \hbar^2/2md^2$, m – маса електрона в ТЕМ. Для більш широких бар'єрів працює механізм емісії.

Співвідношення для граничних імпедансів у випадку тунелювання отримані у [4,5,16]. Електричний граничний опір R_e визначається за формулою

$$\frac{1}{R_e} = \frac{e^2 m P}{2\pi^2 \Lambda \hbar^3}, \quad (10)$$

де P – імовірність тунелювання крізь бар'єр, що обчислюється в такий спосіб [17]:

$$P = \left\{ 1 + \frac{U_0^2 \sinh^2 [2m(U_0 - E)d^2/\hbar^2]^{1/2}}{4E(U_0 - E)} \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Тут E – енергія носіїв і $E < U_0$. Зазвичай обирають $E = U_0/2$.

Електронна складова теплового граничного опору R_{ce} пов'язана з електричним опором R_e законом Відемана-Франца [16]:

$$\frac{1}{R_{ce}} = \frac{\pi^2}{3} \frac{T}{R_e} \left(\frac{k}{e} \right)^2. \quad (12)$$

Коефіцієнт граничної термоЕРС дорівнює:

$$\alpha_b = \left(\frac{k}{e} \right) \frac{\pi^2}{3} \Lambda kT. \quad (13)$$

У випадку емісії для визначення імпедансів користуються виразом [5, 18]

$$\frac{1}{R_e} = \frac{e}{k} AT \exp(-U_0/kT), \quad (14)$$

$$\frac{1}{R_{ce}} = 2 \frac{T}{R_e} \left(\frac{k}{e} \right)^2, \quad (15)$$

$$\alpha_b = \frac{1}{eT}(U_0 + 2kT), \quad (16)$$

де $A = \frac{emk^2}{2\pi^2\hbar^3}$ – постійна Річардсона для ТЕМ.

Для того, щоб визначити, тунелювання або емісія мають місце в конкретному випадку, необхідно знати характеристики бар'єра, а саме висоту U_0 і ширину d . В [19] отримано оцінку для висот бар'єрів метал-напівпровідник $U_0 \leq 0.1$ еВ. Для розрахунків імпедансів доцільно скористатися максимальним значенням висоти бар'єра $U_0 = 0.1$ еВ, як це прийнято в [6]. Ширина бар'єра оцінюється за формулою [17]

$$d = \frac{1}{2} \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_0}{eN} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

де ε – діелектрична проникність ТЕМ, ε_0 – діелектрична постійна, N – концентрація носіїв заряду в ТЕМ.

Таким чином, співвідношення (10)–(17) використовуються для оцінок величин граничних імпедансів, що характеризують рух носіїв заряду через потенційний бар'єр.

Результати розрахунків опорів і термоЕРС границі «ТЕМ – метал»

Оцінки величин теплового й електричного опорів і термоЕРС були виконані для границь між традиційними термоелектричними матеріалами $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ n -типу провідності та $Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ p -типу і металевими комутаційними електродами з Cu або Ni . Необхідні для розрахунків параметри ТЕМ і металів наведено в табл. 1.

Таблиця 1

Параметри ТЕМ і металів

Параметр	ТЕМ		Посилання
	$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ n -тип	$Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ p -тип	
Концентрація носіїв заряду N , m^{-3}	$3 \cdot 10^{25}$	$2 \cdot 10^{25}$	[22]
Маса носіїв заряду m (m_0 – маса електрона)	$1.25m_0$	$0.6m_0$	[13,22]
Параметри гексагональної комірки кристалічної ґратки			[14]
a , Å	4.35	4.3	
c , Å	30.2	30.5	
Температура Дебая T_D , К	157	159	
Діелектрична проникність ε , К ² /Дж·м	98	62	
	Метал		
	Cu	Ni	
Швидкості фононів			[23]
$\kappa_{ }$, м/с	4760	5630	
u_{\perp} , м/с	2325	2960	

Температури Дебая (табл. 1) твердих розчинів $0.9Bi_2Te_3 + 0.1Bi_2Se_{0.3}Se_3$ та $0.25Bi_2Te_3 + 0.75Sb_2Te_3$ визначалися за формулою

$$T_D = \left(\frac{x_1}{T_{D1}^3} + \frac{x_2}{T_{D2}^3} \right)^{-1/3}, \quad (18)$$

де x_i , T_{Di} – молярний вміст і температура Дебая компонентів розчинів (табл. 2) відповідно.

Діелектрична проникність твердих розчинів ϵ розраховувалася за формулою

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \sum_{i=1}^2 x_i \frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + 2}, \quad (19)$$

де ϵ_i – діелектрична проникність компонентів (таблиця 2).

Таблиця 2

Параметри компонентів твердих розчинів на основі $Bi - Te$

Параметр	Bi_2Te_3	Sb_2Te_3	Bi_2Se_3	Посилання
Температура Дебая T_{Di} , К	155.5	160	180	[13]
Діелектрична проникливість ϵ_i , $K^2/Дж \cdot м$	100	55	80	[6, 24]

Формули (18) і (19) виведено нами на основі формули для теплоємності твердих тіл за низьких температур і формули Клаузіуса-Мосотті, наведених в [20].

Розраховані властивості ТЕМ, необхідні для оцінок теплового й електричного граничних опорів, наведено в табл. 3.

Таблиця 3

Розраховані властивості ТЕМ

Параметр	$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ <i>n-type</i>	$Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ <i>p-type</i>
Частота Дебая ω_D , рад/с	$2.06 \cdot 10^{13}$	$2.08 \cdot 10^{13}$
Кількість елементарних комірок в одиниці об'єму n , $м^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{27}$	$6.14 \cdot 10^{27}$
Швидкість фононів u_{tem} , м/с	$2.9 \cdot 10^3$	$2.91 \cdot 10^3$
Коефіцієнт пропускання фононів $\tau_{TEM \rightarrow Cu}$ $\tau_{TEM \rightarrow Ni}$	0.537 0.421	0.539 0.424
Ширина потенціального бар'єра d , нм	3.0	2.93
Λ , $Дж^{-1}$	$3.39 \cdot 10^{20}$	$2.29 \cdot 10^{20}$
$\Lambda \cdot kt$	1.4	0.95

З даних табл. 3 випливає, що умова тунелювання (9) для носіїв заряду не виконується. Тому граничні імпеданси визначалися для емісійної моделі потенціального бар'єра. Результати розрахунків фоновної і електронної складових та повного значення теплового граничного опору за $T = 300$ К показано в табл. 4.

Таблиця 4

Розрахункові значення теплового опору границь «ТЕМ – метал» за $T=300$ К

Границя	$n\text{-}bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}/Cu$	$n\text{-}bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}/Ni$	$p\text{-}bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3/Cu$	$p\text{-}bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3/Ni$
Фоновна складова R_{cph} К·м ² /Вт	$1.04 \cdot 10^{-8}$	$1.32 \cdot 10^{-8}$	$1.01 \cdot 10^{-8}$	$1.29 \cdot 10^{-8}$
Електронна складова R_{ce} К·м ² /Вт	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.43 \cdot 10^{-5}$	$0.43 \cdot 10^{-5}$
Повний тепловий опір R_c , К·м ² /Вт	$1.03 \cdot 10^{-8}$	$1.31 \cdot 10^{-8}$	$1.01 \cdot 10^{-8}$	$1.29 \cdot 10^{-8}$

Температурні залежності цих опорів показано на рис. 2 – 5.

З отриманих даних випливає, що електронна складова суттєво залежить від температури (рис. 3), слабо впливає на величину теплового опору. Як наслідок, тепловий граничний опір практично не залежить від температури (рис.4). Величина теплового опору на границі ТЕМ з міддю досягає значень, близьких до 10^{-8} К·м²/Вт, а на границі з нікелем – $1.3 \cdot 10^{-8}$ К·м²/Вт.

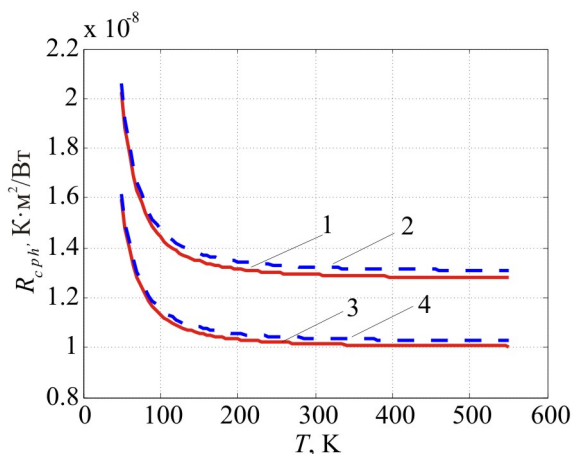


Рис. 2. Температурні залежності фоновної складової теплового опору границь:
1 – $p\text{-}bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3/Ni$, 2 – $n\text{-}bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}/Ni$,
3 – $p\text{-}bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3/Cu$, 4 – $n\text{-}bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}/Cu$.

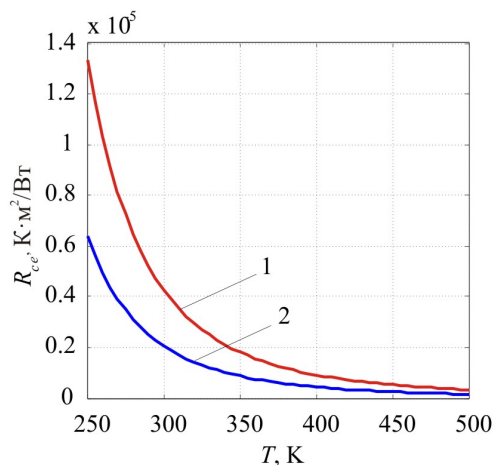
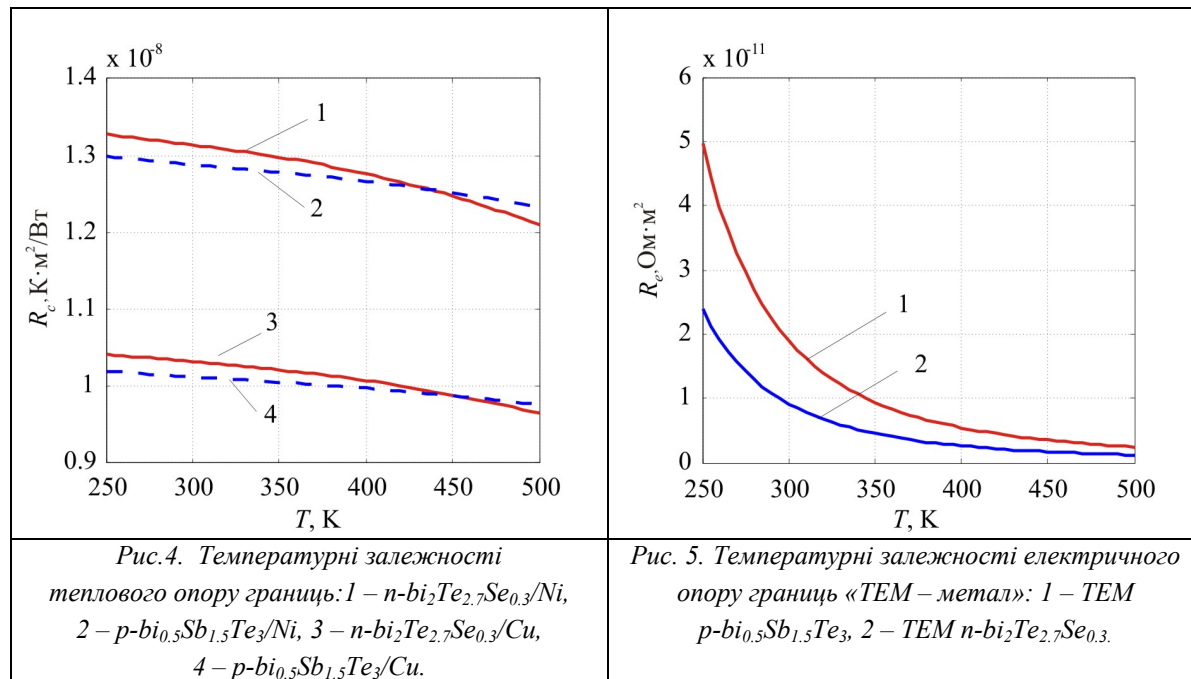


Рис. 3. Температурні залежності електронної складової теплового опору границь ТЕМ-метал:
1 – ТЕМ $p\text{-}bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, 2 – ТЕМ $n\text{-}bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$.

Розраховані температурні залежності електричного граничного опору, що виникає внаслідок емісії носіїв заряду, показано на рис. 5. Цей опір не перевищує значення $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м², що на порядок менше величини опору контактного шару, що утворюється у випадку

неідеальної границі ТЕМ-метал і, як правило, становить приблизно $10^{-9} \div 5 \cdot 10^{-10}$ Ом·м² [1, 2, 21].



Очевидно, що така величина електричного граничного опору в термоелементах може впливати на показники ефективності мікромініатюрних модулів для холодильників і генераторів.

Температурну залежність коефіцієнта граничної термоЕРС $|\alpha_b|$ показано на рис. 6.

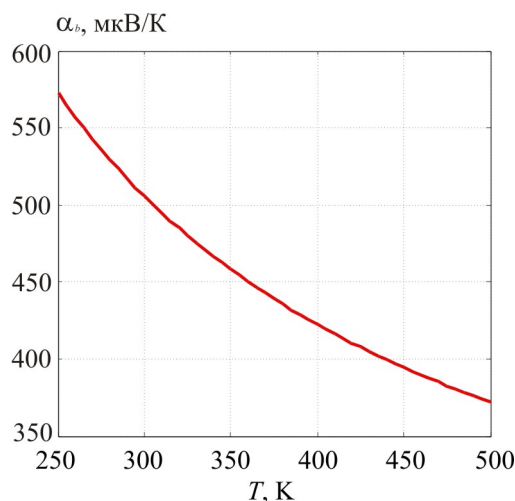


Рис. 6. Температурна залежність термоЕРС електронної емісії на границі «ТЕМ – метал».

Слід зазначити, що в умовах справедливості емісійної моделі бар'єра абсолютна величина коефіцієнта термоЕРС для границь металу з ТЕМ n - або p -типу провідності однакова і досягає значення $|\alpha_b| \approx 500$ $\mu\text{В}/\text{К}$ за $T = 300$ К. У [6] показано, що для границь ТЕМ n -типу–метал α_b слід вважати величиною позитивною, а для границь ТЕМ p -типу–метал – негативною.

Відповідно до визначення, коефіцієнт термоЕРС термоелектричної вітки (рис. 1) визначається в такий спосіб:

$$\alpha = \frac{\Delta\varphi}{T_h - T_c}, \quad (20)$$

де $\Delta\varphi$ – різниця потенціалів між гарячою й холодною сторонами віток, що враховує ефект Зеебека в матеріалі самої вітки і термоЕРС границь, тобто

$$\Delta\varphi = \alpha_b(T_h - T_{TEMh}) + \alpha_{TEM}(T_{TEMh} - T_{TEMc}) + \alpha_b(T_{TEMc} - T_c), \quad (21)$$

де α_{TEM} – коефіцієнт Зеебека ТЕМ. Тоді, згідно з (20), одержимо

$$\alpha = \alpha_b + (\alpha_{TEM} - \alpha_b) \frac{T_{TEMh} - T_{TEMc}}{T_h - T_c}. \quad (22)$$

З (22) випливає, що $\alpha \approx \alpha_{TEM}$, оскільки $T_{TEMh} - T_{TEMc} \approx T_h - T_c$. Таким чином, термоЕРС границі «ТЕМ – метал» фактично не впливає на показники ефективності термоелемента.

Висновки

1. Розглянуто методи розрахунків теплового й електричного опорів та термоЕРС, що виникають в умовах переносу тепла та електричного заряду через границю ТЕМ-метал. Здійснено оцінки величин теплового та електричного опорів і термоЕРС границь матеріалів $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ *n*-типу провідності та $Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ *p*-типу з металами *Cu* або *Ni*.
2. Установлено, що тепловий граничний опір становить приблизно 10^{-8} К/Вт·м² і слабо залежить від температури.
3. Електричний граничний опір обумовлений емісією носіїв заряду через границю, і його величина досягає значень порядку $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м².
4. Показано, що величина граничної термоЕРС, обумовлена емісією, становить приблизно 500 мкВ/К.

Література

1. Анатычук Л.И. Энергетические и экономические показатели термоэлектрических генераторных модулей на основе *Bi-Te* для рекуперации отходов тепла. / Л.И. Анатычук, Р.В. Кузь // Термоэлектричество. – 2012, №4. – С.75-82.
2. Fleurial, J.-P., Borshchevsky, A., Ryan, M.A., Phillips, W., Kolawa, E., Kacisch, T., and Ewell, R., Thermoelectric microcoolers for thermal management applications, Proceedings of the 16th International Conference on Thermoelectrics, pp. 641 – 645. Dresden, Germany, August, IEEE, Piscataway, NJ, 1997.
3. Harald Bottner, Joachim Nurnus, Axel Schubert, Miniaturized Thermoelectric Converters, in: Thermoelectrics Handbook, Macro to Nano., Edited by D.M. Rowe, CRC Taylor&Francis, 2006, P.46-1 – 46-18.
4. Bartkowiak M., Mahan G.D. Boundary Effects in Thin-Film Thermoelectrics. Proc. of Mat. Res. Soc. Symp., 545, 1999, P.265-272.
5. Bartkowiak M., Mahan G.D. Heat and electricity transport through interfaces, in: Recent Trends in Thermoelectric Materials, vol. II, Semiconductors and Semimetals, vol. 70, Academic Press, New York, 2001, P. 245-271.

6. Da Silva, L. W., Kaviani, M. Microthermoelectric Cooler: Interfacial Effects on Thermal and Electrical Transport, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, N 10 – 11, 2004, P. 2417–2435.
7. Kong Hoon Lee, Hyunsen Kim, Ook Joong Kim, Effect of Thermoelectric and Electrical Properties on the Cooling Performance of a Micro Thermoelectric Cooler, *J. of Electronic Materials*, 39, N 9, 2010, P.1566-1571.
8. Peterson R.E., Anderson A.C. The Kapitza Thermal Boundary Resistance, *J. Low Temp. Phys.*, 11, 1973, P.639-644.
9. Swartz E.T., Pohl R.O. Thermal Boundary Resistance, *Rev. Mod. Phys.* 61, N3, 1989, P.605-658.
10. Phelan P.E., Application of Diffuse Mismatch Theory to the Prediction of Thermal Boundary Resistance in Thin-Film High-Tc Superconductors, *ASME J. Heat Transfer*, 120, 1998, P. 37-43.
11. Little W.A. The Transport of Heat between Dissimilar Solids at Low Temperatures, *Canadian J. of Phys.* 37, 1959, P.334-339.
12. Rosenberg H.M. *The Solid State*, 3-rd ed. Oxford University Press, NY, 1988.
13. *CRC Handbook of Thermoelectrics*, edited by D.M.Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.
14. Гольцман Б.М. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . / Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов // – М: Наука, 1972. – 320 с.
15. Rauh H., Geick R., Kohler H., Nucker N., Lehner N. Generalized Phonon Density of States of the Layer Compounds Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 and $Bi_2(Te_{0.5}Se_{0.5})_3$, $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$, *Solid State Phys.* 14, 1981, P. 2705–2712.
16. Mahan G.D., Bartkowiak M. Wiedemann-Franz Law at Boundaries, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1998, P.4016-4020.
17. Sze S.M., *Semiconductor Devices - Physics and Technology*, John Wiley & Sons, 1985.
18. Mahan G.D., Sofo J.O., Bartkowiak M. Multilayer Thermionic Refrigerator and Generator, *J. Appl. Phys.*, 83, 1998, P.4683-4690.
19. Mahan G.D., Woods L.M., Multilayer Thermionic Refrigeration, *Phys. Rev. Lett.*, 80, N 18, 1998, P. 4016–4019.
20. Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, Гос. изд. физ.-мат. лит., Москва, 1963, 696 с.
21. Анатычук Л.И. Компьютерное проектирование каскадных модулей для генераторов. / Л.И. Анатычук, Л.Н. Вихор // Термоэлектричество. – 2002, №4. – С.19-27.
22. Термоэлектрические генераторы / А.С. Охотин, А.А. Ефремов, В.С. Охотин, А.С. Пушкарский / Под ред. А.Р. Регеля. – М.: Атомиздат, 1971. – 288 с.
23. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991, 1231 с.
24. Madelung O., Rössler U., Schulz M. (ed.). *SpringerMaterials — The Landolt-Bornstein Database* (<http://www.springermaterials.com>).

Надійшла до редакції 10.07.2015