

УДК 537.32



Вихор Л.Н.

Вихор Л.Н., Горский П.В.

Институт термоэлектричества НАН и МОН  
Украины, ул. Науки, 1, Черновцы, 58029, Украина



Горский П.В.

**ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА  
В МИНИАТЮРНЫХ СЛОЯХ  
«МЕТАЛЛ-ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ  
МАТЕРИАЛ-МЕТАЛЛ»**

Рассчитаны фонная теплопроводность и электропроводность миниатюрной термоэлектрической структуры «металл-термоэлектрический материал-металл». Учтено влияние толщины слоя термоэлектрического материала (ТЭМ), находящегося между слоями металла. Расчеты теплопроводности выполнены в двух приближениях: постоянной длины свободного пробега фононов, и с учетом частотной зависимости времени релаксации фононов при их рассеянии друг на друге за счет ангармонизма тепловых колебаний решетки. В последнем случае рассматривались как процессы переброса, так и нормальные процессы, способные модифицировать рассеяние электронов на границах слоя. Электропроводность рассматривалась с учетом зависимости длины свободного пробега носителей заряда от энергии. На примере тонких слоев  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  показано, что при уменьшении их толщины до 50 мкм решеточная теплопроводность уменьшается не более, чем на 1.5%, а электропроводность – не более, чем на 1% в сравнении с монокристаллом. Вследствие этого ожидаемый рост термоэлектрической добротности при переходе от монокристалла к слою толщиной 50 мкм не превышает 0.5%.

**Ключевые слова:** Ключевые слова: решеточная теплопроводность, электропроводность, фононы, носители заряда, время релаксации, нормальные процессы, процессы переброса.

*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  $\mu\text{m}$ , 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  $\mu\text{m}$  layer does not exceed 0.5%.*

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

## Введение

Микроминиатюрные термоэлектрические модули изготавливаются на основе тонких слоев ТЭМ, контактирующих со слоями металла. В частности, в работе [1] рассмотрен термоэлектрический микрохолодильник с термоэлементами высотой 4 мкм. Для таких микротермоэлементов исследовалось влияние на перенос тепла и электрического заряда энергетических барьеров для носителей заряда и диффузного рассеяния фононов на поверхности раздела между ТЭМ и металлом. На основе такого подхода рассчитывались электрические и тепловые сопротивления границы «ТЭМ-металл» и анализировалось их влияние на характеристики микрохолодильника. Однако, при этом не учитывалось влияние собственно толщины слоя ТЭМ на его кинетические коэффициенты за счет соизмеримости длин свободного пробега носителей заряда и фононов с этой толщиной.

Целью настоящей работы является анализ влияния толщины монокристаллического слоя ТЭМ на его теплопроводность, электропроводность и термоэлектрическую добротность. При этом, учитывая, что рассматривается слоистый термоэлектрический материал, будем считать, что градиент температуры и электрический ток параллельны плоскостям слоев кристалла.

## Решеточная теплопроводность тонкого слоя

Теплопроводность монокристалла не зависит от его размеров в случае, когда они существенно превышают длину свободного пробега фононов, обусловленную, например, рассеянием их друг на друге за счет ангармонизма тепловых колебаний решетки. Однако, если эти величины будут соизмеримыми то соизмеримыми также станут время пробега фонона в слое и время релаксации фононов. В этом случае обратное время релаксации фононов, постоянное или зависящее от частоты, должно складываться с обратным временем их пробега в слое, вследствие чего итоговое время релаксации существенно уменьшится. Это уменьшение должно учитываться при расчетах решеточной теплопроводности.

При рассмотрении решеточной теплопроводности будем считать фронт звуковой волны плоским и параллельным плоскостям слоев ТЭМ. Тогда, по аналогии с работой [2], в которой исследовалось влияние рассеяния фононов на границах сферических частиц порошка и контактов между ними на решеточную теплопроводность, в приближении постоянной длины свободного пробега фононов получим такое выражение для отношения теплопроводности к плоского слоя толщиной  $d_0$  к теплопроводности  $\kappa_{mono}$  монокристалла:

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

где длина свободного пробега фонона  $l_{ph} = 3\kappa_{mono} / c_V \rho v_{||}$ ,  $c_V$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $v_{||}$  – скорость звука в плоскости слоя. Данная формула получена путем усреднения выражения для теплопроводности по всем длинам свободного пробега фононов в слое, включая кратчайшие. Формула (1) отличается от полученных в работе [2] выражений лишь способом усреднения по возможным длинам свободного пробега фононов в слое с учетом его толщины.

Теперь рассмотрим решеточную теплопроводность тонкого слоя ТЭМ с учетом зависимости времени релаксации фононов от частоты. В этом случае, по аналогии с результатами, полученными в [2] по методике [3], теплопроводность тонкого слоя относительно монокристалла определяется соотношением:

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

Здесь  $\theta = T/T_D$ ,  $T$  – абсолютная температура,  $T_D$  – температура Дебая материала. Безразмерный параметр  $k_{||}^*$  вычисляется следующим образом:

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

где  $\gamma$ ,  $\rho$  и  $v_{||}$  – параметр Грюнайзена, плотность и скорость звука в ТЭМ соответственно;  $k_B$  – постоянная Больцмана. Прочие обозначения общеприняты. Индекс "||" означает, что соответствующий параметр берется в направлении, параллельном плоскости слоев ТЭМ. Частотные полиномы  $Q_{||}(x)$  и  $Q_{\perp}(x)$ , содержащиеся в (2), имеют вид:

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

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

Эти формулы учитывают как нормальные процессы, так и процессы переброса для продольной ( $l$ ), и поперечной ( $t$ ) фононных мод. Слагаемое  $0.082x$  отвечает за процессы переброса, причем числовой коэффициент подбирается так, чтобы обеспечить согласование теоретических и экспериментальных значений теплопроводности для материала на основе теллурида висмута в диапазоне температур 100 – 600 К [4] с учетом вклада электронной теплопроводности в полную теплопроводность. Также учтено, что рассеяние фононов за счет нормальных процессов происходит по-разному для продольных и поперечных мод, что описывается соответственно другими слагаемыми в (4), (5).

Вычисление решеточной теплопроводности тонкого слоя производилось на примере материала  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  со следующими параметрами:  $\gamma = 1.5$  [4],  $\rho = 6854 \text{ кг/м}^3$  [1],  $T_D = 157 \text{ К}$  [5],  $v_{||} = 2900 \text{ м/с}$  [1]. Результаты расчетов относительной решеточной теплопроводности, выполненных в приближении постоянной длины свободного пробега фононов с учетом зависимости времени релаксации фононов от частоты, приведены на рис. 1.

Анализ полученных результатов показывает, что при постоянной длине свободного пробега теплопроводность тонкого слоя стремится к теплопроводности монокристалла существенно быстрее, чем при учете частотной зависимости времени релаксации фононов. Так, в приближении постоянного времени релаксации теплопроводность монокристалла достигается уже при толщине слоя, равной 2 мкм. При учете же частотной зависимости времени релаксации достигается лишь 90% решеточной теплопроводности монокристалла даже при толщине слоя, равной 10 мкм.

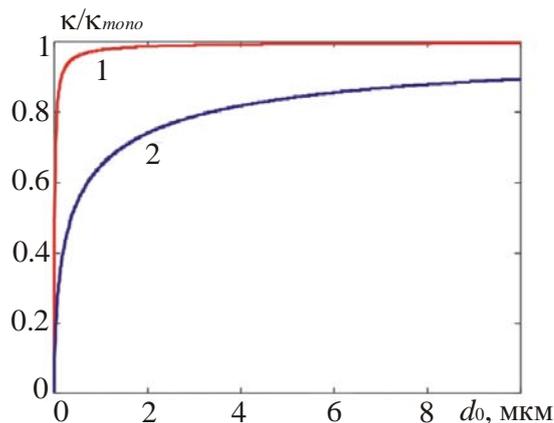


Рис. 1. Зависимости решеточной теплопроводности  $\kappa$  тонкого слоя относительно его значения  $\kappa_{mono}$  в монокристалле  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  от толщины слоя  $d_0$  при  $T = 300\text{ K}$ ; Рассчитанные: 1 – в приближении постоянной длины свободного пробега фононов, 2 – с учетом зависимости времени релаксации фононов от частоты.

Зависимости величины поправки к решеточной теплопроводности монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  от температуры и толщины слоя приведены на рис. 2. Указанные зависимости рассчитывались по формулам (2) – (5).

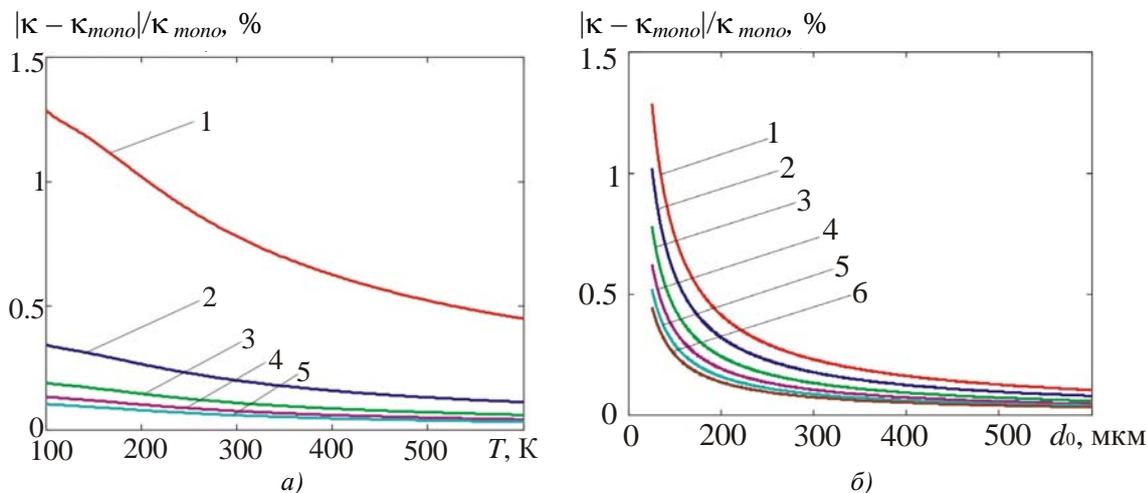


Рис. 2. Зависимости поправки к решеточной теплопроводности  $\kappa_{mono}$  монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ : а) от температуры для слоев толщиной: 1 – 50 мкм; 2 – 250 мкм; 3 – 500 мкм; 4 – 750 мкм; 5 – 1000 мкм; б) от толщины слоя для температур: 1 – 100 К; 2 – 200 К; 3 – 300 К; 4 – 400 К; 5 – 500 К; 6 – 600 К.

Из рисунка видно, что величина поправки убывает с увеличением температуры вследствие уменьшения длины свободного пробега фононов; она уменьшается также с ростом толщины слоя вследствие того, что время релаксации фононов перестает лимитироваться толщиной слоя. В диапазоне температур 100 – 600 К для слоев толщиной сверх 50 мкм поправка к теплопроводности монокристалла не превышает 1,5%. Следовательно, толщина слоя ТЭМ, превышающая 50 мкм, практически не влияет на решеточную теплопроводность.

### Влияние на электропроводность рассеяния носителей заряда на границах тонких слоев

Предположим, что длина свободного пробега носителей заряда в массивном материале – степенная функция их энергии:  $l_e \propto \varepsilon^q$  и учтем, что ограничение толщины слоя влияет на время релаксации носителей заряда по той же причине и таким же образом, как и на время релаксации фононов. Тогда, по аналогии с работами [6-8], в которых рассматривалось рассеяние электронов на границах частиц порошка или на контактах между ними, представим отношение электропроводности  $\sigma$  тонкого монокристаллического слоя ТЭМ к электропроводности монокристалла  $\sigma_{mono}$ :

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

Здесь  $k^* = [\Gamma(q+1.5)/\Gamma(1.5)](d_0/l_e)$ ,  $l_e$  – средняя длина свободного пробега носителя заряда,  $q$  – показатель степени в законе зависимости длины свободного пробега от энергии. Формула (6) отличается от аналогичных, полученных ранее в [6], лишь способом усреднения по возможным длинам свободного пробега носителей заряда.

Результаты вычисления электропроводности тонкого монокристаллического слоя  $Bi_2Te_{2.7}Se_3$  относительно массивного монокристалла приведены на рис. 3.

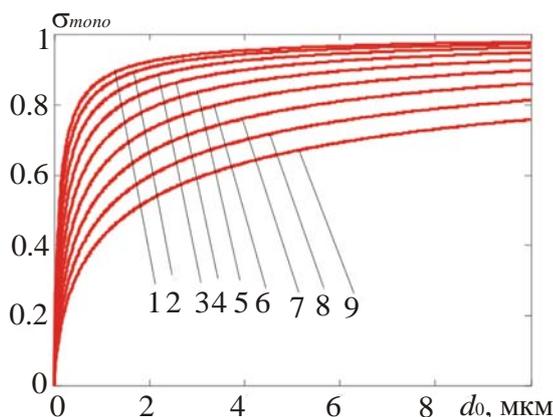


Рис. 3. Зависимость отношения электропроводности  $\sigma$  тонкого слоя  $Bi_2Te_{2.7}Se_3$  к электропроводности  $\sigma_{mono}$  монокристалла от толщины слоя  $d_0$  при 300 К. Зависимости 1 – 9 построены для значений  $q$ , измеряющихся в интервале от 0 до 4 с шагом 0.5.

Из результатов расчетов следует, что для показателя степени  $q = 0$ , который чаще всего используется для полупроводниковых ТЭМ в актуальной для применения области температур, толщина плоского слоя, необходимого для сохранения электропроводности на уровне 90% относительно монокристалла при 300 К, составляет около 1.5 мкм.

Заметим, что вследствие действия эффекта Казимира [3] решеточная теплопроводность (рис. 1) и электропроводность (рис. 3) тонкого слоя всегда меньше соответствующих характеристик монокристалла.

Для расчета зависимости электропроводности монокристаллического слоя от его толщины предварительно проводилась оценка длины свободного пробега электронов в материале  $Bi_2Te_{2.7}Se_3$  и отделение решеточной составляющей теплопроводности от

электронной. Это выполнялось на основании данных о концентрации электронов  $n_0$ , эффективной массе плотности электронных состояний  $m_e^*$  и электропроводности  $\sigma_{mono}$  при температуре 300 К по известным соотношениям [4] в предположении, что длина свободного пробега электрона не зависит от энергии, следовательно, показатель рассеяния, используемый в [4],  $r = -0.5$ . Это предположение оправдывается при условии рассеяния электронов, как на деформационном потенциале акустических фононов, так и на примесях, по крайней мере, при высоких уровнях легирования. Отличие состоит лишь в том, что при рассеянии на акустических фононах длина свободного пробега электрона обратно пропорциональна температуре, а при рассеянии на примесях – не зависит от нее.

Сначала решалось уравнение, определяющее в диапазоне температур 100 – 600 К химический потенциал  $\eta$  электронного газа, нормированный на энергию теплового движения:

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

После этого оценивалась длина свободного пробега  $l_e$  на основании соотношения для электропроводности монокристалла:

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

де  $F_r(\eta)$  – интегралы Ферми:

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

Учитывая, что для монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$   $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $m^* = 1.25m_0$ ,  $\sigma_{mono} = 1100 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ , получим  $l_e = 21 \text{ нм}$  при температуре 300 К. Далее, принимая во внимание соотношения (7) – (9), рассчитывалась температурная зависимость электропроводности монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ .

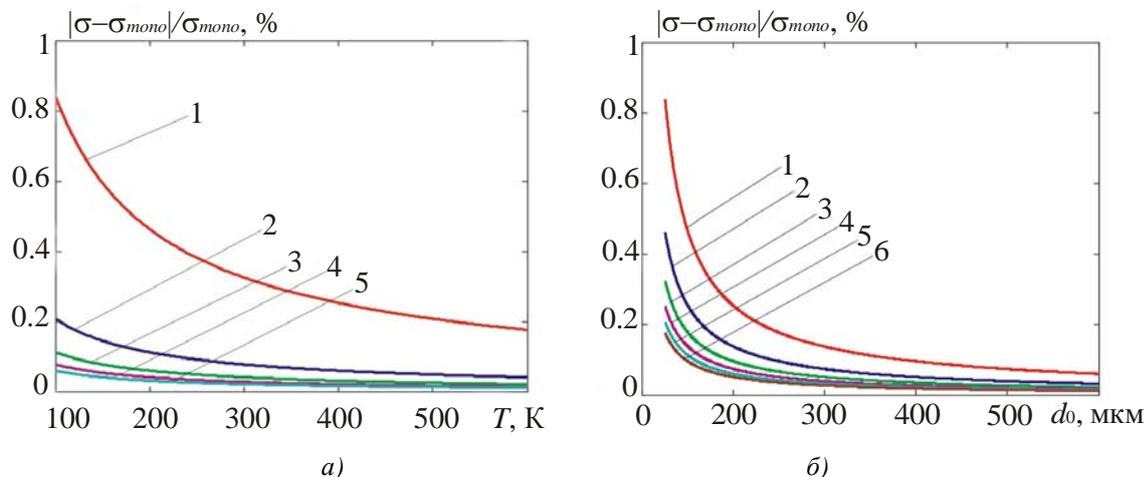


Рис. 4. Зависимости величины поправки к электропроводности монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ :  
 а) от температуры при толщинах слоев, мкм: 1 – 50; 2 – 250; 3 – 500; 4 – 750; 5 – 1000;  
 б) от толщины слоя при температурах, К: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 300; 4 – 400; 5 – 500; 6 – 600.

Зависимости поправки к электропроводности монокристалла  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$   $n$ -типа от температуры и толщины слоя приведены на рис. 4. Эти зависимости рассчитывались по формуле (6), причем считалось, что  $q = 0$ , а длина свободного пробега электрона обратно пропорциональна температуре [4], т.е. справедливо соотношение:

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

где  $l_e(300)$  – длина свободного пробега при температуре 300 К.

Зависимости поправки к электропроводности монокристалла от температуры и толщины слоя определяются теми же факторами, что и температурные и толщинные зависимости решеточной теплопроводности, а именно: уменьшением длины свободного пробега электрона при возрастании температуры и постепенным нивелированием роли рассеяния на границах слоя при росте его толщины. В диапазоне температур 100 – 600 К для слоев толщиной более 50 мкм поправка к электропроводности монокристалла не превышает 1%. Следовательно, значеные толщины слоя ТЭМ, превышающее 50 мкм, практически не влияет на его электропроводность.

### Термоэлектрическая добротность тонких слоев

Рассмотрим теперь температурные и толщинные зависимости термоэлектрической добротности тонкого слоя. Учтем, что в приближении постоянной относительно энергии длины свободного пробега рассеяние носителей заряда на границах слоя не влияет на термоЭДС. Действительно, общая формула для коэффициента термоЭДС в случае квадратичного и изотропного закона дисперсии электронов имеет вид:

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

где  $f_0'(\varepsilon)$  – производная от функции распределения Ферми-Дирака по энергии. Для времени релаксации  $\tau(\varepsilon)$  при условии постоянной относительно энергии длины свободного пробега  $l^*$  носителей заряда справедливо соотношение:

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

де  $l^*$  определяется рассеянием как в объеме, так и на границах слоя, т.е. по формуле:

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

где  $l_e$  – длина свободного пробега электрона в монокристалле,  $L^*$  – длина свободного пробега, обусловленная рассеянием на границах слоя; угловые скобки означают усреднение по толщине слоя. Поэтому  $l^*$  входит в числитель и знаменатель формулы (11) как постоянный множитель, который выносится из-под знака интеграла, и не влияет на термоЭДС. Следовательно, рассеяние на границах слоя не влияет на термоЭДС.

Необходимая для вычисления добротности материала электронная составляющая теплопроводности монокристалла  $\kappa_{e\text{ моно}}$  определяется из соотношения Видемана-Франца:

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

где

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

– число Лоренца.

Перейдем теперь непосредственно к вычислению термоэлектрической добротности тонкого слоя относительно ее значения для монокристалла с учетом вклада ее электронной теплопроводности. Для этого воспользуемся вспомогательным выражением, записанным с учетом соотношений (2) и (6), следующим образом:

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

Учитывая, что рассеяние на границах слоя не влияет на термоЭДС, а электронная теплопроводность и электропроводность в случае независимости длины свободного пробега электрона от энергии зависят от толщины слоя через один и тот же множитель, получим следующее окончательное выражение для термоэлектрической добротности  $Z$  тонкого слоя относительно монокристалла  $Z_{\text{mono}}$ :

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

Рассчитанные зависимости добротности тонкого слоя  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  от его толщины и температуры приведены на рис. 5.

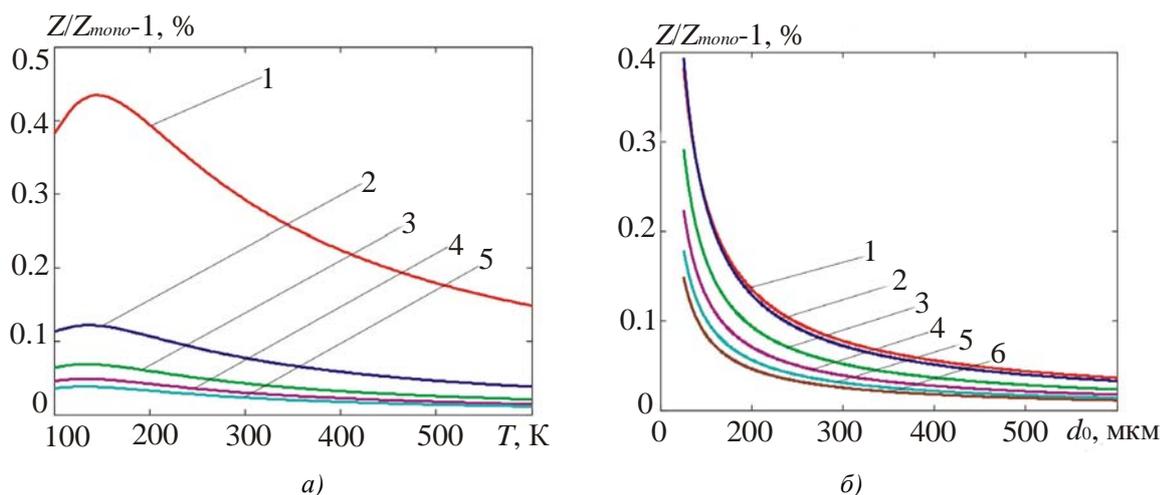


Рис. 5. Зависимости добротности  $Z$  тонкого слоя  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  относительно ее значения для монокристалла  $Z_{\text{mono}}$ :

- а) от температуры при толщинах слоев (мкм): 1 – 50; 2 – 250; 3 – 500; 4 – 750; 5 – 1000;  
 б) от толщины слоя при температурах (К): 1 – 100; 2 – 200; 3 – 300; 4 – 400; 5 – 500; 6 – 600.

Видно, что при возрастании температуры и толщины слоя его добротность приближается к добротности монокристалла. Температурные и толщинные зависимости добротности слоя

относительно ее значения для монокристалла определяются уменьшением длин свободного пробега электронов и фононов, а также ослаблением рассеяния на границах слоя при возрастании его толщины. В диапазоне толщин от 50 до 1000 мкм при температурах 100 – 600 К ожидаемое увеличение добротности тонких слоев  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  *n*-типа относительно монокристалла не превышает 0.5%.

Следует отметить, что в зависимости от соотношения между длинами свободного пробега носителей заряда и фононов добротность ТЭМ при переходе от монокристалла к тонкому слою может как возрастать, так и уменьшаться.

## Выводы

1. Влияние рассеяния фононов и носителей заряда на границах микроминиатюрных слоев на электропроводность и решеточную теплопроводность является наиболее существенным при толщинах, меньших 10 мкм.
2. Учет зависимости времени релаксации фононов от частоты и длины свободного пробега носителей заряда от энергии усиливает влияние рассеяния на границах микроминиатюрных слоев на их кинетические коэффициенты.
3. Более сильное снижение решеточной теплопроводности в сравнении с электропроводностью создает предпосылки для повышения добротности ТЭМ при переходе от массивных монокристаллов к микроминиатюрным слоям.
4. При толщинах, превышающих 50 мкм, и температурах 100 – 600 К ожидаемое увеличение добротности тонких слоев  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  *n*-типа относительно ее значения для монокристалла не превышает 0.5%.

## Литература

1. Da Silva L.W., Kaviany 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. Горский П.В., Михальченко В.П. Снижение решеточной теплопроводности термоэлектрического материала путем оптимизации формообразующего элемента. // 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. – 320 с.
5. CRC Handbook of Thermoelectrics, edited by D.M.Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.
6. Горский П.В., Михальченко В.П. Электропроводность контактирующих частиц термоэлектрического материала. // Термоэлектричество. – 2013, №2. – С. 13-19.
7. Горский П.В., Михальченко В.П. К вопросу о механизме увеличения термоэлектрической добротности объемных наноструктурированных материалов. // Термоэлектричество. – 2013, №5. – С. 5-11.
8. Анатычук Л.И., Горский П.В., Михальченко В.П. Влияние размерных эффектов на свойства термоэлектрических материалов. // Термоэлектричество. – 2014, №1. – С. 5-13.

Поступила в редакцию 04.09.2015.