

Влияние межзонного рассеяния на термоэлектрические свойства полупроводников и полуметаллов

© Д.А. Пшеная-Северин, М.И. Федоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: d.pshenay@mail.ru, m.fedorov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 24 ноября 2009 г.)

Исследуется влияние межзонного рассеяния на термоэлектрическую эффективность полупроводниковых материалов и полуметаллов. Показано, что учет межзонного рассеяния при наличии двух типов носителей одного знака приводит к уменьшению термоэлектрической эффективности. Если же в материале имеются два типа носителей разных знаков и существует перекрытие зоны проводимости и валентной зоны, как в полуметаллах, то межзонное рассеяние положительно влияет на величину термоэлектрической эффективности.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-08-00302-а) и Фондом содействия отечественной науке.

1. Введение

В работе [1] исследовалось влияние параметров сложной зонной структуры полупроводников на их термоэлектрические свойства. Изучалась зависимость термоэлектрической эффективности от соотношения эффективных масс и подвижностей носителей в двух зонах проводимости (или валентных зонах) и от величины энергетического зазора между экстремумами зон. Выводы работы [1] качественно согласуются с поведением термоэлектрической эффективности в твердых растворах $(\text{Mg}_2\text{Si})_x(\text{Mg}_2\text{Sn})_{1-x}$ [2].

Однако в этих материалах рассеяние, связанное с переходами между двумя зонами проводимости, отсутствует либо пренебрежимо мало [3]. В случае, когда межзонное рассеяние существенно, оно может повлиять на условия оптимизации параметров твердого раствора. При этом оказывается, что влияние межзонного рассеяния будет различным в полупроводниковых материалах с двумя типами носителей одного знака и в полуметаллах (например, в Bi [4,5] или в моносилциде кобальта [6]), в которых имеется перекрытие электронных и дырочных зон. Кроме того, в работе [1] не учитывался вклад в теплопроводность за счет переходов носителей между двумя зонами, аналогичный биполярной теплопроводности. Этот вклад важен, например, в $p\text{-PbTe}$, где существуют два типа дырок и возможны переходы между валентными зонами [7].

В настоящей работе исследовано совместное влияние указанных факторов на термоэлектрическую эффективность материалов с двумя типам носителей.

2. Основные соотношения

В работе рассматривается материал, в котором наибольший вклад в явления переноса вносят два типа носителей одного или разных знаков. Предполагается,

что закон дисперсии в обеих зонах (B_1 и B_2) изотропный и параболический. Для определенности будем считать, что B_1 является зоной проводимости, а B_2 может быть либо зоной проводимости, либо валентной зоной. Основным механизмом рассеяния считается рассеяние на акустических фононах, причем учитывается возможность рассеяния носителей с переходом между зонами (межзонное рассеяние). Акустическое рассеяние преобладает в термоэлектрических материалах при комнатной температуре и выше. При этом можно считать, что возбужден весь спектр акустических колебаний, а соответствующая энергия фононов много меньше k_0T , т.е. рассеяние упругое. Будем обозначать энергетический зазор между экстремумами зон величиной $\Delta = \Delta^*k_0T$, которая отсчитывается от дна первой зоны. Время релаксации для электронов в зоне B_1 с учетом межзонного рассеяния в зону проводимости B_2 описывается выражением [4,8]

$$\tau_1^{-1} = \tau_{01}^{-1} \begin{cases} \sqrt{\epsilon^*}, & \epsilon^* < \Delta^*, \\ \sqrt{\epsilon^* + w_{12}\sqrt{\epsilon^* - \Delta^*}}, & \epsilon^* > \Delta^*, \end{cases} \quad (1)$$

где ϵ^* — энергия носителя в единицах k_0T , величина $w_{12} = (m_2/m_1)^{3/2}(\Xi_{12}/\Xi_{11})^2$ определяет интенсивность межзонного рассеяния, m_i — эффективные массы носителей в i -й подзоне ($i = 1, 2$), Ξ_{ii} — константы деформационного потенциала, соответствующие внутризонному рассеянию, а Ξ_{12} — межзонному.

Время релаксации для электронов из зоны B_2 может быть получено из (1) заменой индексов 1 и 2 с учетом того, что межзонное рассеяние в упругом приближении возможно только для переходов в области энергий, где зоны перекрываются. При этом величина, определяющая интенсивность межзонного рассеяния, равна $w_{21} = (m_1/m_2)^{3/2}(\Xi_{12}/\Xi_{22})^2$ (здесь учтено равенство констант $\Xi_{21} = \Xi_{12}$). Для оценки вклада межзонного рассеяния имеет смысл ввести параметр $\xi_{12} = \Xi_{12}/\Xi_{11}$.

В случае, когда зона B_2 является дырочной, межзонное рассеяние возможно только при $\Delta > 0$ в диапазоне

энергий электронов от 0 до Δ

$$\tau_1^{-1} = \tau_{01}^{-1} \begin{cases} \sqrt{\epsilon^*} + w_{12} \sqrt{\Delta^* - \epsilon^*}, & \epsilon^* < \Delta^*, \\ \sqrt{\epsilon^*}, & \epsilon^* > \Delta^*. \end{cases} \quad (2)$$

Кинетические коэффициенты можно выразить через интегралы следующего вида:

$$I_{i,n} = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0(\epsilon^* - \mu_i^*)}{\partial \epsilon^*} \right) \tau_i^*(\epsilon^*) \epsilon^{*n} \epsilon^{*3/2} d\epsilon^*, \quad (3)$$

где $f_0(\epsilon^* - \mu_i^*)$ — функция распределения Ферми–Дирака, а $\tau_i^*(\epsilon) = \tau_i(\epsilon)/\tau_{0i}$. С учетом (3) можно получить, например, для электропроводности следующее выражение:

$$\sigma_i = \sigma_{0i} I_{i,0}, \quad (4)$$

в котором $\sigma_{0i} \sim \Xi_{ii}^{-2} m_i^{-1}$. Введем, как и в [1], величину $b = \sigma_{02}/\sigma_{01}$, характеризующую отношение подвижностей. В данном случае она равна $b = (m_1 \Xi_{11}^2)/(m_2 \Xi_{22}^2)$.

Термоэдс и число Лоренца равны

$$\alpha_i = \pm \frac{k_0}{e} \left(\frac{I_{i,1}}{I_{i,0}} - \mu_i^* \right), \quad (5)$$

$$L_i = \frac{k_0^2}{e^2} \left(\frac{I_{i,2}}{I_{i,0}} - \frac{I_{i,1}^2}{I_{i,0}^2} \right). \quad (6)$$

В результате выражение для безразмерной термоэлектрической эффективности будет иметь вид

$$ZT = \frac{((I_{11} - I_{10}\mu_1^*) \pm (I_{21} - I_{20}\mu_2^*))^2}{(I_{10} + bI_{20})(I_{10}L_1^* + bI_{20}L_2^* + \kappa_{12}^* + \beta^{-1})}, \quad (7)$$

где $L_i^* = L_i/(k_0/e)^2$, а величина κ_{12}^* соответствует биполярной теплопроводности

$$\kappa_{12}^* = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{k_0^2/e^2} \frac{bI_{10}I_{20}}{I_{10} + bI_{20}}. \quad (8)$$

Параметр β в выражении (7) связан с параметром качества материала и равен $\beta = k_0^2 T \sigma_{01} / (\kappa_{ph} e^2)$ (см., например, [9]).

Из приведенных выражений видно, что в данном случае, как и в [1], термоэлектрическая эффективность определяется относительным положением минимумов Δ^* энергии, отношением подвижностей носителей b , параметром качества материала β , параметром межзонного рассеяния ξ_{12} и величиной химического потенциала μ^* , отсчитываемого от дна первой зоны.

3. Влияние межзонного рассеяния на термоэлектрическую эффективность в полупроводнике n -типа с двумя зонами проводимости

Для оценки влияния межзонного рассеяния на термоэлектрическую эффективность используем тот же диапазон изменения параметров, что и в [1]. В термо-

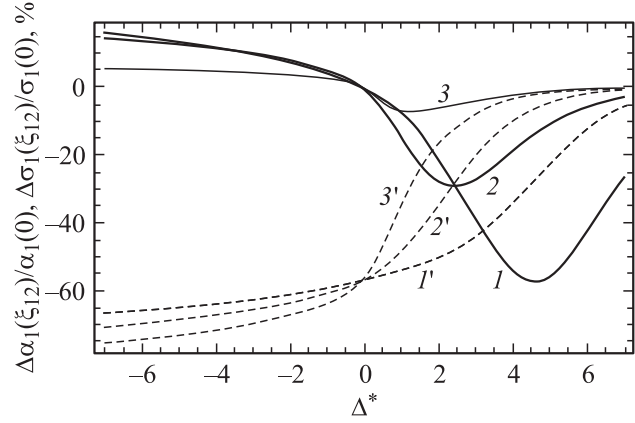


Рис. 1. Зависимости относительного изменения термоэдс α_1 (1–3) и электропроводности σ_1 (1'–3') за счет межзонного рассеяния от величины зазора между зонами проводимости при нескольких значениях химпотенциала. μ^* ; k_0T : 1, 1' — -3 , 2, 2' — -2 , 3, 3' — 5 .

электрических материалах при комнатной температуре значения теплопроводности решетки находятся в интервале $0.8-5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [10–13], значения электропроводности — в интервале $500-2500 \text{ S/cm}$ [13], а подвижности носителей в каждой из зон в термоэлектрических материалах обычно различаются не более чем на порядок. Таким образом, диапазон возможных значений β составляет $0.02-3$, а диапазон значений b — $0.1-10$.

Отношение подвижностей определяется как эффективными массами носителей, так и величинами деформационных потенциалов, однако последние обычно имеют один порядок. Поэтому для упрощения анализа положим, что $\Xi_{11} \approx \Xi_{22}$. Константа деформационного потенциала для межзонного рассеяния обычно меньше, чем для внутризонного [5], поэтому будем считать, что $\xi_{12} < 1$.

Рассмотрим сначала, как влияет межзонное рассеяние на электропроводность и термоэдс (рис. 1). Заметим, что при смене знака Δ^* выражение для термоэлектрической эффективности (7) не изменится при замене b, β на $1/b, \beta b$. Поэтому достаточно рассмотреть поведение кинетических коэффициентов при определенном значении b и различных знаках Δ^* . Будем рассматривать изменение кинетических коэффициентов за счет межзонного рассеяния по отношению к их значениям при $\xi_{12} = 0$. Например, для электропроводности $\Delta\sigma(\xi_{12})/\sigma(0) = (\sigma(\xi_{12}) - \sigma(0))/\sigma(0)$, аналогично для термоэдс и теплопроводности.

Проследим, как изменяется электропроводность и термоэдс в зоне V_1 при уменьшении Δ^* . При больших Δ^* межзонное рассеяние слабо влияет на электропроводность. С уменьшением Δ^* это влияние становится сильнее, σ_1 убывает. Ситуация не изменяется и при отрицательных Δ^* .

Термоэдс ведет себя по-другому. Если фиксировать химпотенциал и менять только Δ^* , то термоэдс может

измениться только за счет отношения $I_{1,1}/I_{1,0}$ (1). Усиление межзонного рассеяния при уменьшении Δ^* уменьшает как $I_{1,1}$, так и $I_{1,0}$, однако относительная скорость их изменения различна при $\Delta^* > 0$ и $\Delta^* < 0$. При $\Delta^* > 0$ существует область энергий $\epsilon^* < \Delta^*$, в которой отсутствует межзонное рассеяние. Носители с $\epsilon^* > \Delta^*$ рассеиваются сильнее, а поскольку эта область энергий дает больший вклад в $I_{1,1}$, чем в $I_{1,0}$, сильнее убывает $I_{1,1}$, и термоэдс уменьшается.

Если положения экстремумов зон совпадают, то дополнительное межзонное рассеяние может изменить только подвижность носителей, но не термоэдс (рис. 1). Это связано с тем, что при $\Delta^* = 0$ энергетическая зависимость времени релаксации будет такой же, как и в отсутствие межзонного рассеяния (1).

При $\Delta^* < 0$ термоэдс начинает слабо возрастать, поскольку в этой области $I_{1,1}$ убывает слабее, чем $I_{1,0}$. Легче всего это видеть в предельных случаях отсутствия вырождения или вырожденной статистики. В первом случае в пределе малых Δ^* вычисления дают

$$\alpha(\xi_{12}) - \alpha(0) = -\frac{\Delta^* w_{12}}{2(1 + w_{12})}. \quad (9)$$

В случае вырожденной статистики

$$\alpha(\xi_{12}) - \alpha(0) = -\frac{\pi^2 \Delta^* w_{12}}{6\mu^* (1 + w_{12})}. \quad (10)$$

В обоих случаях оказывается, что термоэдс возрастает при отрицательных Δ^* и убывает при положительных Δ^* . В случае сильного вырождения изменение термоэдс более слабое за счет множителя μ^* в знаменателе (10). Однако поскольку вклад в полную термоэдс образца определяется произведением $\sigma_1 \alpha_1$, а уменьшение электропроводности более сильное, чем рост термоэдс, улучшения фактора мощности в результате не происходит.

Все то же самое можно сказать и о второй зоне. Заметим, что термоэдс и электропроводность за счет межзонного рассеяния сильнее меняются в более легкой зоне, так как интенсивности рассеяния $w_{ik} \sim (m_k/m_i)^{3/2}$.

Рассмотрим теперь, как влияет межзонное рассеяние на биполярный вклад в теплопроводность κ_{12} . На рис. 2 изображено отношение κ_{12} к электронной теплопроводности κ_e (без учета биполярного вклада). Из выражения (8) видно, что величина κ_{12} зависит как от разности термоэдс, так и от парциальных электропроводностей обеих зон, поскольку второй множитель в (8) равен $\sigma_1 \sigma_2 / (\sigma_1 + \sigma_2) < \min(\sigma_1, \sigma_2)$. Когда минимумы обеих зон находятся при одном значении энергии, термоэдс в них совпадают и $\kappa_{12} = 0$. Если зона тяжелых электронов находится при более высокой энергии ($b < 1$, $\Delta^* > 0$, кривые 1 и 1' на рис. 2), то электропроводность $\sigma_2 < \sigma_1$, а изменение σ_2 невелико. Поэтому второй множитель в (8) слабо уменьшается за счет межзонного рассеяния. При не слишком сильном вырождении термоэдс $\alpha_2 > \alpha_1$. Межзонное рассеяние приводит к некоторому увеличению α_2 и сильному уменьшению α_1 .

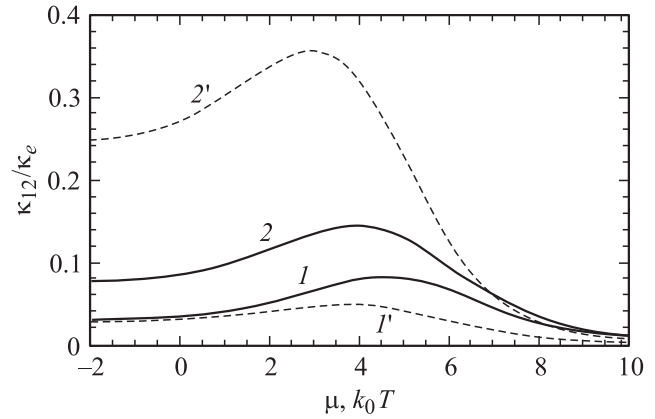


Рис. 2. Зависимость отношения биполярной теплопроводности κ_{12} к электронной κ_e от величины химпотенциала для $\Delta = 5k_0T$ и различных отношений $b = 0.33$ (1, 1') и 3 (2, 2'). 1', 2' — без учета межзонного рассеяния, 1, 2 — для $\xi_{12} = 0.5$.

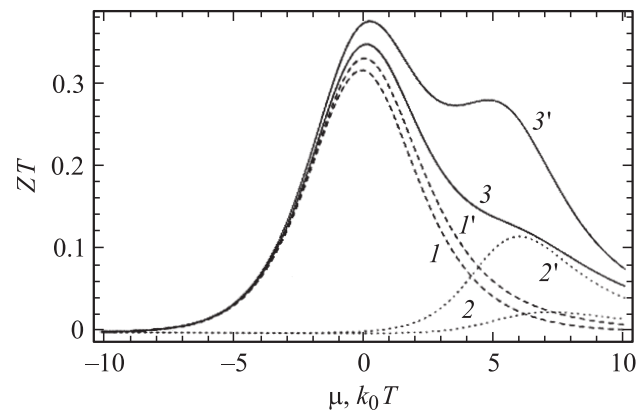


Рис. 3. Зависимость ZT от величины химпотенциала для $\Delta = 5k_0T$ и $b = 3$. Кривые 1, 1' и 2, 2' соответствуют вкладам зон B_1 и B_2 ; 3, 3' — их суммы. 1–3 — с учетом межзонного рассеяния $\xi_{12} = 0.5$, 1'–3' — без учета.

В результате учет межзонного рассеяния приводит к увеличению биполярной теплопроводности. Если же зона легких электронов находится при более высокой энергии ($b > 1$, $\Delta^* > 0$, кривые 2 и 2' на рис. 2), то электропроводность легких электронов, а с ней и второй множитель в (8) сильно уменьшаются за счет межзонного рассеяния. Увеличение разности термоэдс в этом случае не так значительно, так как наиболее сильные изменения при межзонном рассеянии происходят в легкой зоне, в которой термоэдс должна возрасти. Но, как видно из рис. 1, прирост термоэдс всегда значительно слабее, чем ее уменьшение. В результате в данном случае уменьшение электропроводности оказывает большее влияние и биполярная теплопроводность уменьшается за счет межзонного рассеяния (кривые 2 и 2' на рис. 2).

Рассмотрим теперь, как влияют все эти факторы на термоэлектрическую эффективность. Как было показано в [1], зависимость термоэлектрической эффективности

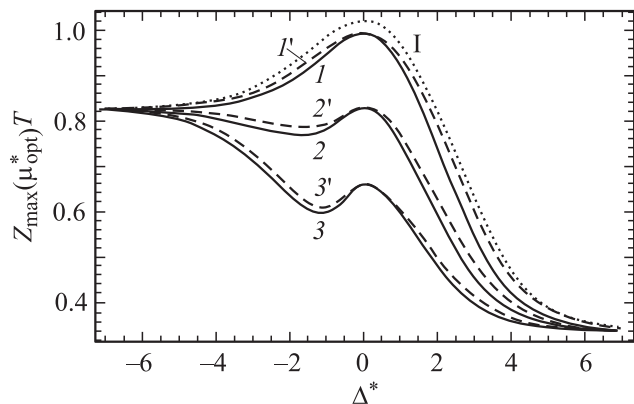


Рис. 4. Зависимость оптимизированной термоэлектрической эффективности $Z_{\max}(\mu_{\text{opt}}^*)T$ от относительного энергетического положения второй зоны проводимости Δ^* при $b = 3$, $\beta = 0.1$. $I-3$ — с учетом межзонного рассеяния и биполярной теплопроводности для $\xi_{12} = 0.1, 0.3, 0.5$ соответственно, $I'-3'$ — без учета биполярной теплопроводности. I — данные работы [1] при $\xi_{12} = 0$ и $\kappa_{12} = 0$.

от химпотенциала может иметь два максимума при значениях μ вблизи дна каждой из подзон. Когда минимум зоны легких электронов расположен выше по энергии, вклад второй зоны наиболее заметен и оба максимума хорошо различимы (рис. 3). В присутствии межзонного рассеяния вклад в перенос от легких электронов особенно сильно уменьшается и второй максимум на кривой 3 (рис. 3) исчезает. Таким образом, межзонное рассеяние меняет условия оптимизации термоэлектрической эффективности.

Величина $Z_{\max}T$ и соответствующее значение μ_{opt} определяются параметрами b, β и ξ_{12} . На рис. 4 приведены зависимости оптимизированной термоэлектрической эффективности $Z_{\max}(\mu_{\text{opt}}^*)T$. Кривая I на рис. 4 соответствует $\xi_{12} = 0$ и $\kappa_{12} = 0$, поэтому в отсутствие межзонного рассеяния и биполярной теплопроводности термоэлектрическая эффективность максимальна. Наибольшего значения она достигает при $\Delta^* = 0$; если же $\Delta^* \neq 0$, то более предпочтительной является ситуация, когда зона легких носителей расположена ниже по энергии. В данном случае $b > 1$, этому соответствует $\Delta^* < 0$.

Кривые $I-3$ на рис. 4 соответствуют разной интенсивности межзонного рассеяния ($\xi_{12} = 0.1, 0.3, 0.5$). Из рисунка видно, что межзонное рассеяние понижает термоэлектрическую эффективность за счет уменьшения электропроводности и термоэдс. Наиболее заметно это влияние в области малых Δ^* , когда энергетическое перекрытие зон находится в области заполненных электронных состояний. При сильном увеличении $|\Delta^*|$ вклад в перенос будет давать только нижняя зона и влияние межзонного рассеяния уменьшается. Локальный максимум на этих кривых при $\Delta^* = 0$ связан с тем, что при малых Δ^* межзонное рассеяние почти не изменяет термоэдс. При этом биполярная теплопроводность также

отсутствует, а уменьшение $Z_{\max}T$ связано только с изменением подвижности.

Кривые $I-3$ на рис. 4 иллюстрируют влияние биполярной теплопроводности. Из рисунка видно, что это влияние невелико, поэтому уменьшение κ_{12} за счет межзонного рассеяния практически незаметно.

4. Влияние межзонного рассеяния на термоэлектрическую эффективность в полуметаллах

Интересно также рассмотреть, как влияет межзонное рассеяние не термоэлектрическую эффективность полуметаллов. В качестве примера возьмем висмут. Межзонное рассеяние в висмуте рассматривалось в [4,5]. В Bi при комнатной температуре перекрытие электронной (B_1) и дырочной (B_2) зон составляет $\Delta = 3.83k_0T$, отношение деформационных потенциалов

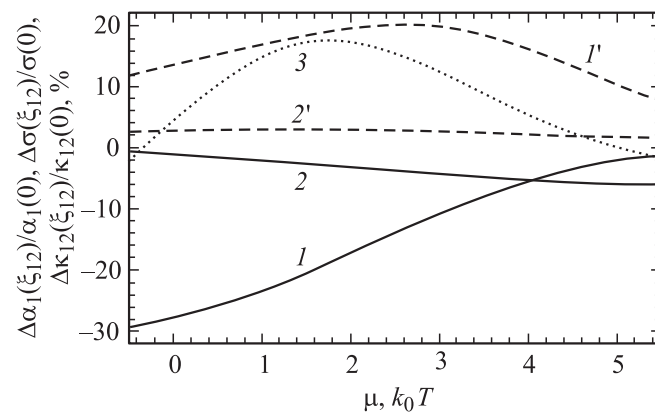


Рис. 5. Зависимости от величины химпотенциала изменения коэффициентов электропроводности σ_1 (I), σ_2 (2), термоэдс α_1 (I'), α_2 ($2'$) и биполярной теплопроводности κ_{12} (3) в полуметалле при учете межзонного рассеяния.

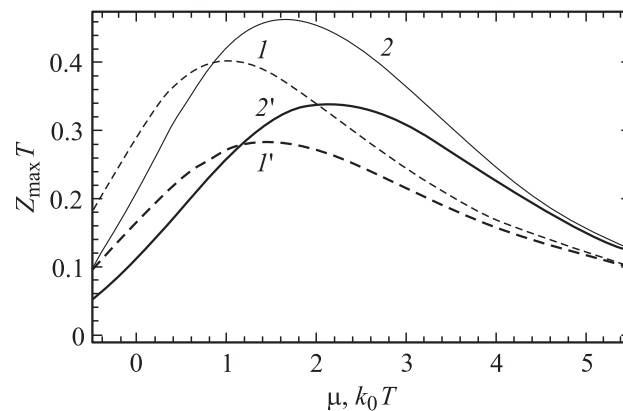


Рис. 6. Зависимость термоэлектрической эффективности в полуметалле от величины химпотенциала с учетом вкладов от межзонного рассеяния и биполярной теплопроводности. I — при $\xi_{12} = 0$ и $\kappa_{12} = 0$; 2 — при $\xi_{12} \neq 0$ и $\kappa_{12} = 0$; I' — при $\xi_{12} = 0$ и $\kappa_{12} \neq 0$; $2'$ — при $\xi_{12} \neq 0$ и $\kappa_{12} \neq 0$.

$\Xi_{22}/\Xi_{11} = 2.6$, а $\xi_{12} = 0.64$. Эффективная масса в валентной зоне $m_2 = 0.142m_0$ [5]. Зона проводимости непараболична; кроме того, в висмуте присутствует анизотропия. Здесь, однако, для качественного понимания влияния межзонного рассеяния выберем эффективную массу в зоне проводимости так, чтобы она обеспечила значения термоэдс в зонах $\alpha_1 = -138 \mu\text{V/K}$ и $\alpha_2 = 118 \mu\text{V/K}$ [5], близкие к экспериментальным. При этом значение химпотенциала $\mu^* = 1.9$, а эффективная масса $m_2 = 0.13m_0$ из-за непараболичности оказывается больше значения на дне зоны, приведенного в [5]. В результате $b = 0.14$.

В случае полуметаллов межзонное рассеяние возможно только при $\Delta > 0$. При этом плотность состояний в каждой зоне растет в глубь зоны, а интенсивность межзонного рассеяния падает с увеличением энергии носителей (в отличие от предыдущего случая, рассмотренного в разделе 3). Это приводит к тому, что электропроводность в обеих зонах уменьшается, а термоэдс возрастет (рис. 5). Кроме того, поскольку знаки термоэдс в обеих зонах различны, биполярная теплопроводность может играть в этом случае более заметную роль.

На рис. 6 приведены зависимости термоэлектрической эффективности от величины химпотенциала. В расчетах использовались значения теплопроводности $\kappa_{\text{ph}} = 1.9 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ [14] и подвижности электронов $1.5 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [5], это позволяет вычислить $\beta \approx 1$. Кривая I построена без учета биполярной теплопроводности и межзонного рассеяния. Межзонное рассеяние приводит к увеличению добротности (кривая 2). В свою очередь биполярная теплопроводность уменьшает ZT (кривая I'). Это уменьшение частично компенсируется при учете межзонного рассеяния (кривая 2').

Таким образом, в полуметаллах влияние межзонного рассеяния может играть положительную роль.

5. Заключение

Проведенные оценки позволяют сделать следующие выводы о влиянии межзонного рассеяния на термоэлектрическую эффективность. В материалах с двумя типами носителей одного знака межзонное рассеяние приводит к уменьшению термоэлектрической эффективности. При невысокой интенсивности рассеяния условия оптимизации совпадают с таковыми без межзонного рассеяния (рис. 4), а именно наиболее предпочтительной является ситуация, когда оба экстремума лежат при одном значении энергии $\Delta = 0$. При ненулевых Δ наиболее выгодна для повышения термоэлектрической эффективности ситуация, когда экстремум зоны легких носителей находится при более низкой энергии. В присутствии более сильного межзонного рассеяния оптимизированная термоэлектрическая эффективность $Z_{\text{max}}T$ имеет два максимума: один при $\Delta = 0$, а другой — в предельном случае больших $|\Delta|$, которые обеспечивают ситуацию,

когда экстремум зоны легких носителей находится при более низкой энергии. Выбор одного из этих вариантов зависит от интенсивности межзонного рассеяния.

В полуметаллах, где имеются два типа носителей разных знаков, межзонное рассеяние возможно только при $\Delta > 0$. При этом в отличие от предыдущего случая (двух типов носителей одного знака) оно играет положительную роль и компенсирует отрицательное влияние биполярной теплопроводности. Основной причиной повышения ZT в этом случае является уменьшение интенсивности межзонного рассеяния с ростом энергии носителей и вызванное этим увеличение термоэдс.

Список литературы

- [1] Д.А. Пшенай-Северин, М.И. Федоров. ФТТ **49**, 1559 (2007).
- [2] V.K. Zaitsev, M.I. Fedorov, E.A. Gurieva, I.S. Eremin, P.P. Konstantinov, A.Yu. Samunin, M.V. Vedernikov. Proc. of XXIV Int. Conf. on Thermoelectrics (ICT 2005). Clemson, USA (2005). P. 189.
- [3] M.I. Fedorov, D.A. Pshenay-Severin, V.K. Zaitsev, S. Sano, M.V. Vedernikov. Proc. of XXII Int. Conf. on Thermoelectrics (ICT 2003). Montpellier, France (2003). P. 142.
- [4] Ю.И. Равич, А.В. Раппопорт. ФТТ **34**, 1801 (1992).
- [5] Ю.И. Равич, Ю.В. Иванов, А.В. Раппопорт. ФТП **29**, 884 (1995).
- [6] Г.Т. Алексеева, В.К. Зайцев, А.В. Петров, В.И. Тарасов, М.И. Федоров. ФТТ **23**, 2888 (1981).
- [7] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. Наука, М. (1968). 384 с.
- [8] Н.В. Коломоец. ФТТ **8**, 997 (1966).
- [9] G.S. Nolas, J. Sharp, H.J. Goldsmid. Thermoelectrics. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–N. Y. (2001). P. 60.
- [10] V.K. Zaitsev, M.I. Fedorov, E.A. Gurieva, I.S. Eremin, P.P. Konstantinov, A.Yu. Samunin, M.V. Vedernikov. Phys. Rev. B **74**, 045 207 (2006).
- [11] R.J. Labotz, D.R. Mason. J. Electrochem. Soc. **110**, 120 (1963).
- [12] В.К. Зайцев, Э.Н. Ткаленко, Е.Н. Никитин. ФТТ **11**, 274 (1969).
- [13] M.I. Fedorov, V.K. Zaitsev. Proc. of XIX Int. Conf. on Thermoelectrics (ICT 2000). Cardiff, UK (2000). P. 17.
- [14] O. Madelung, U. Roessler, M. Schulz. Landolt–Börnstein. Group III. condensed matter. Numerical data and functional relationships in science and technology. Springer-Verlag (2006). V. 41C. P. 1.