

# 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  $\text{Bi}$  [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  $\epsilon^*$  — 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 ( $i = 1, 2$ ),  $\Xi_{ii}$  — константы деформационного потенциала, соответствующие внутризонному рассеянию, а  $\Xi_{12}$  — 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  $\Delta$

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

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  $\kappa_{12}^*$  соответствует биполярной теплопроводности

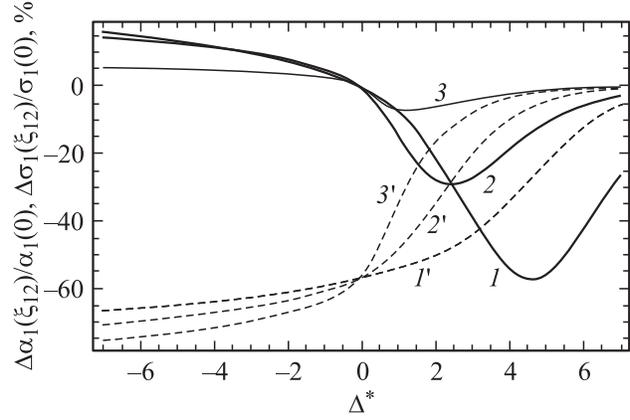
$$\kappa_{12}^* = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{k_0^2/e^2} \frac{bI_{10}I_{20}}{I_{10} + bI_{20}}. \quad (8)$$

Параметр  $\beta$  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  $\Delta^*$  энергии, отношением подвижностей носителей  $b$ , параметром качества материала  $\beta$ , параметром межзонного рассеяния  $\xi_{12}$  и величиной химического потенциала  $\mu^*$ , 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  $\alpha_1$  (1–3) и электропроводности  $\sigma_1$  (1'–3') за счет межзонного рассеяния от величины зазора между зонами проводимости при нескольких значениях химпотенциала.  $\mu^*$ ;  $k_0T$ : 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  $\beta$  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  $\Delta^*$  выражение для термоэлектрической эффективности (7) не изменится при замене  $b, \beta$  на  $1/b, \beta b$ . Поэтому достаточно рассмотреть поведение кинетических коэффициентов при определенном значении  $b$  и различных знаках  $\Delta^*$ . 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  $\Delta^*$ . При больших  $\Delta^*$  межзонное рассеяние слабо влияет на электропроводность. С уменьшением  $\Delta^*$  это влияние становится сильнее,  $\sigma_1$  убывает. Ситуация не изменяется и при отрицательных  $\Delta^*$ .

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

измениться только за счет отношения  $I_{1,1}/I_{1,0}$  (1). Усиление межзонного рассеяния при уменьшении  $\Delta^*$  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  $\Delta^*$  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  $\Delta^*$  и убывает при положительных  $\Delta^*$ . В случае сильного вырождения изменение термоэдс более слабое за счет множителя  $\mu^*$  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  $\kappa_{12}$ . На рис. 2 изображено отношение  $\kappa_{12}$  к электронной теплопроводности  $\kappa_e$  (без учета биполярного вклада). Из выражения (8) видно, что величина  $\kappa_{12}$  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  $\sigma_2$  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  $\alpha_2$  и сильному уменьшению  $\alpha_1$ .

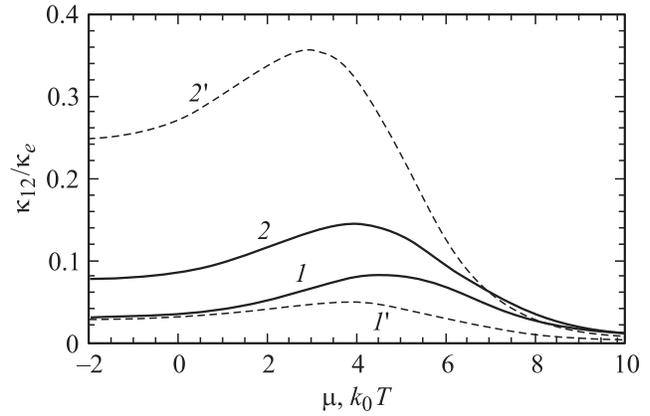


Рис. 2. Зависимость отношения биполярной теплопроводности  $\kappa_{12}$  к электронной  $\kappa_e$  от величины химпотенциала для  $\Delta = 5k_0T$  и различных отношений  $b = 0.33$  (1, 1') и 3 (2, 2'). 1', 2' — без учета межзонного рассеяния, 1, 2 — для  $\xi_{12} = 0.5$ .

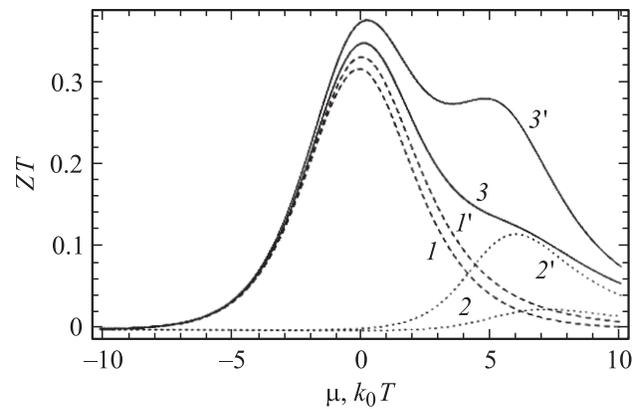
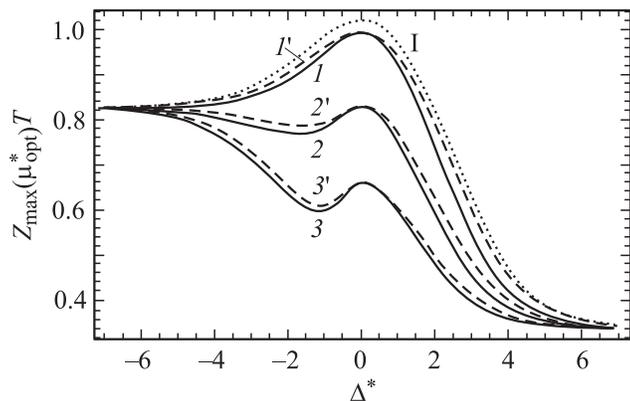


Рис. 3. Зависимость  $ZT$  от величины химпотенциала для  $\Delta = 5k_0T$  и  $b = 3$ . Кривые 1, 1' и 2, 2' соответствуют вкладам зон  $B_1$  и  $B_2$ ; 3, 3' — их суммы. 1–3 — с учетом межзонного рассеяния  $\xi_{12} = 0.5$ , 1'–3' — без учета.

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  $\Delta^*$  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  $\mu$  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  $\mu_{\text{opt}}$  определяются параметрами  $b, \beta$  и  $\xi_{12}$ . 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  $\Delta^* < 0$ .

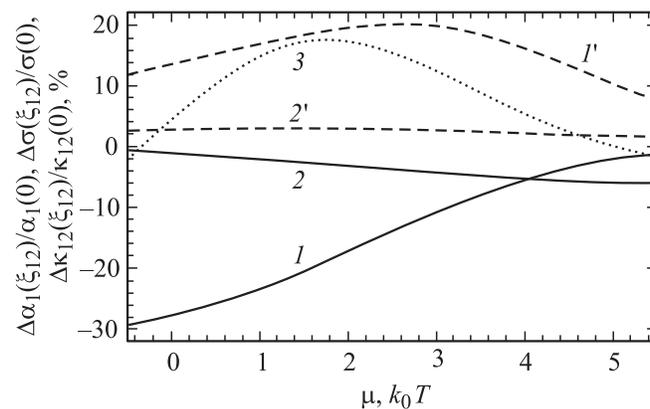
Кривые  $I-3$  на рис. 4 соответствуют разной интенсивности межзонного рассеяния ( $\xi_{12} = 0.1, 0.3, 0.5$ ). Из рисунка видно, что межзонное рассеяние понижает термоэлектрическую эффективность за счет уменьшения электропроводности и термоэдс. Наиболее заметно это влияние в области малых  $\Delta^*$ , 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  $\Delta^*$  межзонное рассеяние почти не изменяет термоэдс. При этом биполярная теплопроводность также

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

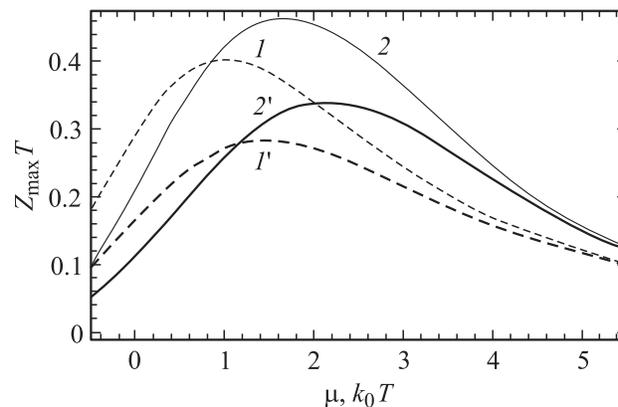
Кривые  $I-3$  на рис. 4 иллюстрируют влияние биполярной теплопроводности. Из рисунка видно, что это влияние невелико, поэтому уменьшение  $\kappa_{12}$  за счет межзонного рассеяния практически незаметно.

#### 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  $\sigma_1$  (1),  $\sigma_2$  (2), термоэдс  $\alpha_1$  ( $I'$ ),  $\alpha_2$  ( $2'$ ) и биполярной теплопроводности  $\kappa_{12}$  (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  $\Delta$  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. Коломеец. 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.