Влияние межзонного рассеяния на явления переноса в p-$PbSb_2Te_4$

© С.А. Немов[*+¶], Н.М. Благих[*], М.Б. Джафаров[•]

[*] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
[+] Забайкальский государственный университет,
672039 Чита, Россия
[•] Азербайджанский технологический университет,
Az-2011 Гянджа, Азербайджан

(Получена 18 декабря 2013 г. Принята к печати 23 декабря 2013 г.)

Экспериментальные данные по явлениям переноса в p-$PbSb_2Te_4$ качественно и количественно объяснены в двухзонной модели с межзонным рассеянием в диапазоне температур 77–300 K. Определены параметры двухзонной модели: эффективные массы плотности состояний легких и тяжелых дырок $m_{d1} \approx 0.5m_0$, $m_{d2} \approx 0.9m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), энергетический зазор между неэквивалентными экстремумами $\Delta E_v(T) \approx 0.23{-}4.5 \cdot 10^{-2}(T/100 - 1)$ эВ.

1. Введение

Соединение $PbSb_2Te_4$ получается по перитектической реакции с большим количеством собственных дефектов [1]. Дефекты электрически активны и приводят к дырочной проводимости кристаллов с концентрацией носителей тока $p \approx 3.2 \cdot 10^{20}\,см^{-3}$ [2]. Столь высокая концентрация дырок и отсутствие кристаллов с другими значениями p сильно затрудняют анализ данных по электропроводности, термоэдс и эффекту Холла [3].

В связи с этим анализ экспериментальных данных по явлениям переноса первоначально проводился в однозонной модели [3]. Отметим, что обе компоненты тензора термоэдс ($S_{\parallel}$ — вдоль тригональной оси и $S_{\perp}$ — в плоскости скола кристаллов) практически линейно растут с температурой, а обе компоненты электропроводности $\sigma_{\parallel}$ и $\sigma_{\perp}$ убывают по степенному закону в соответствии с теорией кинетических явлений в полупроводниках с одним сортом носителей тока в случае сильного вырождения электронного газа [4]. Однако экспериментально наблюдаемый сильный рост коэффициента Холла R с температурой (отношение $R_{300\,K}/R_{77\,K}$ для обеих компонент тензора Холла достигает величины около двух) [5] не описывается в однозонной модели.

Качественно увеличение коэффициента Холла с температурой традиционно в физике полупроводников интерпретируется в двухзонной модели с разными эффективными массами и подвижностями носителей тока. Зависимость $R(T)$ объясняется перераспределением носителей между неэквивалентными экстремумами при изменении температуры.

Введение Cu в шихту кристаллов $PbSb_2Te_4$ позволило снизить концентрацию дырок до значения $p_{min} \approx 1.6 \cdot 10^{20}\,см^{-3}$ [6,7]. Подробный анализ экспериментальных данных по температурным зависимостям удельной электропроводности, коэффициентов Холла, Зеебека и Нернста–Эттингсгаузена Q, выполненный в работах [8,9], показал, что в кристалле с p_{min} в области низких температур (77–150 K) экспериментальные данные хорошо описываются однозонной моделью, а при повышении температуры необходимо учитывать вклад дырок из дополнительного экстремума валентной зоны. В этом приближении были оценены параметры легких и тяжелых дырок в $PbSb_2Te_4$ [8,9]. Тем не менее их использование не позволило удовлетворительно количественно описать температурные зависимости кинетических коэффициентов [9].

В настоящей работе приводятся результаты количественного описания экспериментальных данных по температурным зависимостям основных кинетических коэффициентов в двухзонной модели с учетом межзонного рассеяния и проводимости по тяжелой зоне.

2. Модель энергетического спектра дырок

Согласно результатам [6,8,9], валентная зона в $PbSb_2Te_4$ имеет сложное строение. Предположим, что основной вклад в явления переноса вносят два сорта дырок в основном (1) и дополнительном (2) экстремумах с различающимися эффективными массами плотности состояний m_{d1} и m_{d2} и подвижностями u_1 и u_2. Таким образом, мы предполагаем, что энергетический спектр дырок в валентной зоне $PbSb_2Te_4$ имеет вид, изображенный на рис. 1. Согласно оценкам, сделанным в [9], спектр дырок характеризуется следующими значениями: $m_{d1} \approx (0.5{-}0.6)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $m_{d2} \approx (1{-}2)m_0$, энергетический зазор между неэквивалентными экстремумами валентной зоны $\Delta E_v \approx (0.22{-}0.23)$ эВ при $T = 100\,K$, химический потенциал μ в $PbSb_2Te_4$ только в кристалле с p_{min} не входит в дополнительный экстремум ($\mu < \Delta E_v$) при низких температурах, $\mu^* = \mu/k_0T \approx 25 \gg 1$ (k_0 — постоянная Больцмана), что позволяет использовать вырожденную

¶ E-mail: nemov_s@mail.ru

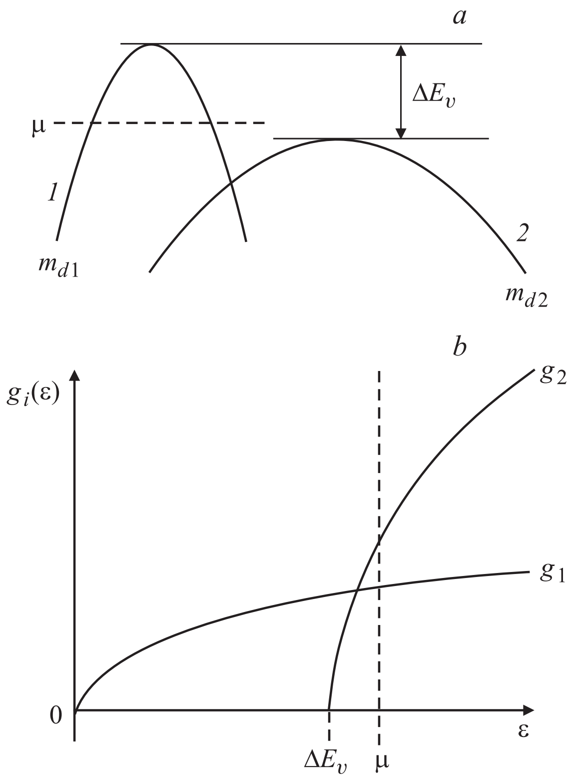

Рис. 1. Качественный вид энергетического спектра валентной зоны $PbSb_2Te_4$ (a) и плотности состояний (b) в двухзонной модели. ε — энергия носителей тока, отсчитывается в шкале дырок от вершины основного (1) экстремума, ΔE_v — энергетический зазор между основным (1) и дополнительным (2) экстремумами валентной зоны, μ — химический потенциал, m_{d1} и m_{d2} — эффективные массы плотности состояний в (1) и (2) зоне соответственно, $g_i(\varepsilon)$ — функция плотности состояний в i-ой зоне ($i = 1, 2$).

статистику при описании вклада легких дырок в основном экстремуме валентной зоны в кинетические коэффициенты.

3. Кинетические коэффициенты в двухзонной модели

Как известно из теории явлений переноса (см., например, [4,10]), кинетические коэффициенты электропроводности (σ), термоэдс (S), Холла (R) и поперечного эффекта Нернста−Эттингсгаузена (Q) определяются вкладами носителей тока обоих экстремумов в соответствии с выражениями:

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_1 + \sigma_2, & (1) \\ S = \dfrac{\sigma_1}{\sigma} S_1 + \dfrac{\sigma_2}{\sigma} S_2, & (2) \\ R = \left(\dfrac{\sigma_1}{\sigma}\right)^2 R_1 + \left(\dfrac{\sigma_2}{\sigma}\right)^2 R_2, & (3) \\ Q = \dfrac{\sigma_1}{\sigma} Q_1 + \dfrac{\sigma_2}{\sigma} Q_1 + \dfrac{\sigma_1\sigma_2}{\sigma} Q_{12}, & (4) \end{cases}$$

где индексы 1 и 2 — обозначают соответствующие парциальные кинетические коэффициенты обеих зон, а Q_{12} — смешанный член, равный

$$Q_{12} = (S_1 - S_2)(u_1 - u_2), \tag{5}$$

где u_1 и u_2 — холловские подвижности дырок в первом и во втором экстремумах соответственно.

При изменении температуры полная концентрация носителей тока p в валентной зоне постоянна, носители лишь перераспределяются между экстремумами:

$$p = p_1(T) + p_2(T) = \text{const}. \tag{6}$$

В общем случае она выражается через интеграл Ферми $F_{1/2}$ [см., например, 11]:

$$F_{1/2}(\mu^*) = \int_0^\infty f_0(x, \mu^*) x^{1/2} dx, \tag{7}$$

$$p_1 = \frac{4\pi}{h^3} (m_{d1}, k_0 T)^{\frac{3}{2}} F_{\frac{1}{2}}(\mu_1^*), \tag{8}$$

$$p_2 = \frac{4\pi}{h^3} (m_{d2}, k_0 T)^{\frac{3}{2}} F_{\frac{1}{2}}(\mu_1^* - \Delta E_v^*), \tag{9}$$

где f_0 — равновесная функция распределения Ферми−Дирака, $x = \varepsilon/k_0T$, $\Delta E v^* = \Delta E_v/k_0T$, $\mu_1^* = \mu_1/k_0T$, μ_1 — химический потенциал, отсчитанный от вершины основного (1-го) экстремума (шкала дырок).

Все парциальные кинетические коэффициенты в случае степенной зависимости времени релаксации (τ) от энергии (ε), т.е. когда $\tau \propto \varepsilon^{r-1/2}$ (r — параметр рассеяния, равный $r = 0$ для акустического и $r = 2$ для примесного рассеяния), выражаются через интегралы Ферми с индексом n:

$$F_n(\mu^*) = \int_0^\infty f_0(x, \mu^*) x^n dx. \tag{10}$$

4. Оценки параметров тяжелых дырок в $PbSb_2Te_4$

Для проведения расчетов в двухзонной модели формулы (1)−(4) удобно выразить через отношения концентраций дырок $\eta = p_1/p_2$ и их подвижностей $b = u_1/u_2$:

$$\begin{cases} 1 = \left(\frac{\eta b}{1+\eta b}\right) + \left(\frac{1}{1+\eta b}\right), & (11) \\ S = S_1 \left(\frac{\eta b}{1+\eta b}\right) + S_2 \left(\frac{1}{1+\eta b}\right), & (12) \\ R = R_1 \left(\frac{\eta b}{1+\eta b}\right)^2 + R_2 \left(\frac{1}{1+\eta b}\right)^2, & (13) \\ Q = Q_1 \left(\frac{\eta b}{1+\eta b}\right) + Q_2 \left(\frac{1}{1+\eta b}\right) + Q_{12} \left(\frac{\eta b}{(1+\eta b)^2}\right). & (14) \end{cases}$$

Коэффициент Холла в относительных единицах равен:

$$\frac{R}{R_0} = \left(1 + \frac{A_1/A_2}{\eta}\right)\left(\frac{\eta}{1+\eta b}\right)^2 + \left(1 + \frac{\eta}{A_1/A_2}\right)\left(\frac{1}{1+\eta b}\right)^2, \qquad (15)$$

где R_0 — низкотемпературное значение, полученное экстраполяцией $R(T)$ к нулевой температуре, A_1 и A_2 — холл-факторы для носителей в основном и дополнительном экстремумах.

Термоэдс для носителей одного типа описывается выражением

$$S = \frac{k_0}{e}\left[\frac{r+2}{r+1}\frac{F_{r+1}}{F_r} - \mu^*\right], \qquad (16)$$

$$F_n(\mu^*) = \int_0^\infty \frac{x^n dx}{e^{x-\mu^*}+1}, \qquad (17)$$

где r — эффективный параметр рассеяния.

В PbSb$_2$Te$_4$ расчеты удобно делать, используя экспериментальные данные для компонент тензоров кинетических коэффициентов в плоскости скола. Дело в том, что, как показано в работах [3,12] на основании анализа данных по анизотропии термоэдс и коэффициента Нернста–Эттингсгаузена, в плоскости скола кристаллов PbSb$_2$Te$_4$ доминирует акустический механизм рассеяния дырок и эффективный параметр рассеяния r_{eff}, определяемый в вырожденных образцах соотношением

$$r_{\mathrm{eff}} = \left.\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \varepsilon}\right|_{\varepsilon=\mu} + 0.5, \qquad (18)$$

имеет значение, близкое к нулю, что характерно для рассеяния на длинноволновых продольных акустических фононах ($r = 0$).

В формуле (15) величины холл-факторов точно не известны и в расчетах кинетических коэффициентов принято полагать их отношение равным единице [10,13]. Это предположение оправдано, поскольку в основном экстремуме при обычных механизмах рассеяния ($\tau \propto \varepsilon^{r-1/2}$) в случае сильного вырождения коэффициент $A_1 = 1$, а величина A_2 немного отличается от 1 для невырожденной статистики при рассеянии на акустических фононах ($A \approx 1.17$). Отметим, что акустический механизм рассеяния обычно доминирует в полупроводниках при комнатной и более высоких температурах, поэтому в расчетах обычно полагают отношение $A_1/A_2 = 1$, при этом формула (15) принимает вид

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\eta^2 b^2 + \eta b^2 \eta + 1}{(\eta b + 1)^2}. \qquad (19)$$

Максимум коэффициента Холла отвечает условию $\sigma_1 = \sigma_2$ или эквивалентному ему соотношению $\eta b = 1$, а величина максимального значения коэффициента Холла равна

$$\frac{R_{\max}}{R_0} = \frac{(b+1)^2}{4b}, \qquad (20)$$

и определяется отношением подвижностей $b = u_1/u_2$.

Экспериментальные данные по температурным зависимостям коэффициента Холла $R(T)$ и производной $dR/dT = f(T)$ для кристалла PbSb$_2$Te$_4$ с минимальной концентрацией дырок (см. рис. 2) свидетельствуют, что R достигает максимального значения $R_{\max}/R_0 \approx 2.3$ при температуре вблизи $T = 500$ K. Из формулы (20) находим параметр $b \approx 7$.

Численный расчет по формуле (19) показал, что температурная зависимость коэффициента Холла слабо чувствительна к вариациям параметра b в пределах от 4 до 9, а определяется в основном величиной и температурной зависимостью отношения концентраций дырок $\eta(T)$. Из экспериментальной зависимости $R(T)$ по формуле (19) с найденным значением b была рассчитана зависимость $\eta(T)$, а из значения b в случае доминирующего акустического механизма рассеяния легких и тяжелых дырок была оценена эффективная масса тяжелых дырок по формуле [4,13,14]

$$b \approx \left(\frac{m_{d1}}{m_{d2}}\right)^{\frac{5}{2}}\left(\frac{\Xi_{11}}{\Xi_{22}}\right)^2, \qquad (21)$$

где Ξ_{11} и Ξ_{22} — константы деформационного потенциала для легких и тяжелых дырок соответственно (это

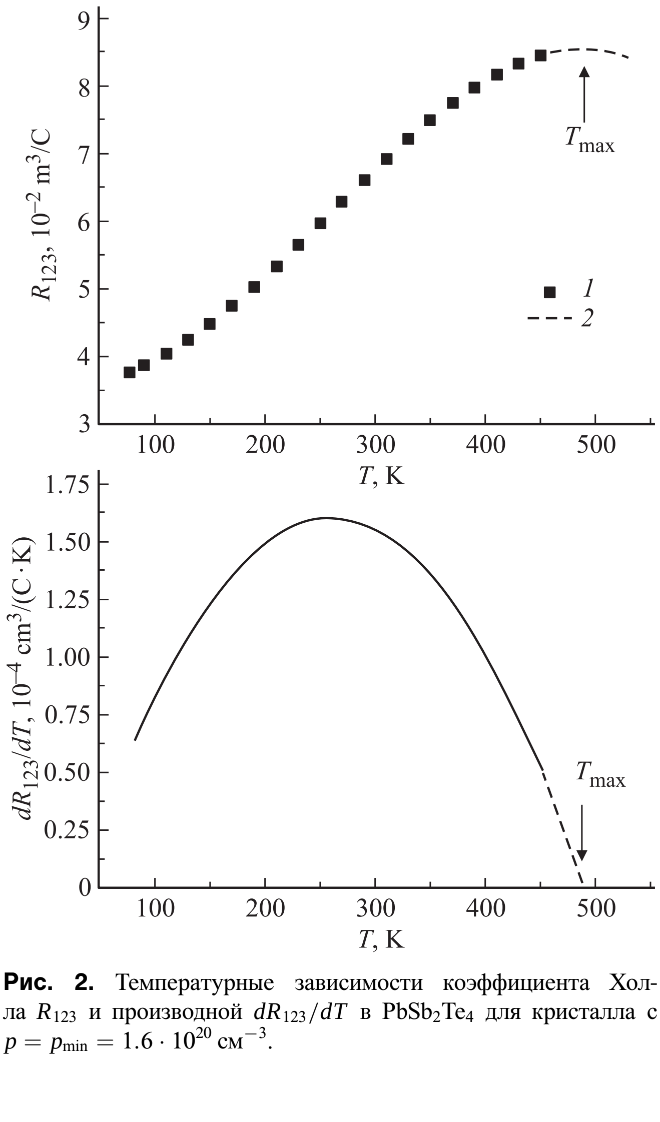

Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла R_{123} и производной dR_{123}/dT в PbSb$_2$Te$_4$ для кристалла с $p = p_{\min} = 1.6 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$.

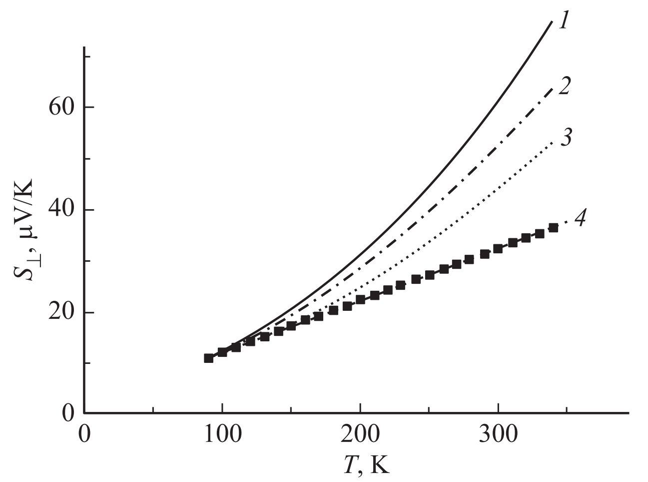

Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента Зеебека $S_\perp$ в плоскости скола в кристалле $PbSb_2Te_4$ с концентрацией дырок $p = 1.6 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Точки — эксперимент, линии — расчет в двухзонной модели: *1* — без учета межзонного рассеяния, $\Delta E_v \approx 0.23$ эВ; *2* — с учетом межзонного рассеяния, $\Delta E_v(T) \approx 0.24{-}0.05(T/100 - 1)$ эВ; *3* — с учетом межзонного рассеяния, $A_1/A_2 = 1$; *4* — с учетом межзонного рассеяния, $A_2 = 1$, $A_1 = f(T)$.

близкие величины, входящие в вероятности внутризонного рассеяния дырок в основном и дополнительном экстремумах). При отношении $\Xi_{11}/\Xi_{22} \approx 1$ из (21) получаем $m_{d2} \approx m_0$.

При известных эффективных массах m_{d1}, m_{d2} и ΔE_v, используя уравнение (6), формулы (7), (8) и найденную из $R(T)$ зависимость $\eta(T)$, были вычислены химический потенциал и его температурная зависимость $\mu(T)$, а затем по формуле (12) — температурная зависимость термоэдс (см. рис. 3). Из рис. 3 видно, что расчет (линия *1*) не согласуется с экспериментальной почти линейной зависимостью $S(T)$. Учет температурной зависимости энергетического зазора $\Delta E_v(T)$ между неэквивалентными экстремумами существенно не улучшает согласия расчета с экспериментом (кривая *2* на рис. 3).

Таким образом, выполненные расчеты свидетельствуют о том, что необходим учет факторов, существенно уменьшающих величину полной термоэдс и ее парциальных составляющих. Подобным фактором в двухзонной модели является межзонное рассеяние.

5. Учет межзонного рассеяния в двухзонной модели

Представления о межзонном рассеянии носителей тока впервые были использованы в работе [15] для объяснения аномалий температурных и концентрационных зависимостей термоэлектрических свойств образцов *p*-SnTe. Коломоец в работе [16] вывел формулы для термоэдс, электропроводности и электронной теплопроводности (æ) в предположении, что энергетический спектр характеризуется двумя зонами легких и тяжелых носителей (см. рис. 1). Межзонное рассеяние, обусловленное переходами электронов между неэквивалентными экстремумами, учитывалось во времени релаксации τ (частоте переходов τ^{-1}) только для легких носителей тока. Вклад в проводимость тяжелых носителей в работе [16] не учитывался. В этом приближении обратное время релаксации имеет вид

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\tau} \propto |M_1|^2 g_1(\varepsilon), & \varepsilon < \Delta E_v \\ \dfrac{1}{\tau} \propto |M_1|^2 g_1(\varepsilon) + |M_{12}|^2 g_2(\varepsilon), & \varepsilon \geq \Delta E_v, \end{cases} \tag{22}$$

где M_1 и M_{12} — матричные элементы переходов между состояниями внутри 1-го экстремума и между 1 и 2 экстремумами.

Подстановка τ в виде (22) в формулу (16) для термоэдс легких носителей позволила качественно и достаточно хорошо количественно объяснить экспериментальные зависимости коэффициента термоэдс от состава в сплавах переходных металлов со слабо заполненной *d*-полосой, в частности, данные по термоэдс для Ni и сплава Ni–Cu [16].

Развитые Коломойцом в работе [16] представления о межзонном рассеянии были с успехом использованы авторами работы [17] для качественного объяснения особенностей термоэдс и коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в легированном *p*-PbTe, валентная зона которого характеризуется наличием двух зон — легких и тяжелых дырок. Выполненные в модели Коломойца авторами работы [17] расчеты качественно подтвердили существенное влияние межзонного рассеяния дырок на величину и характер температурной и концентрационной зависимостей коэффициента Зеебека в *p*-PbTe и показали, что коэффициент Нернста–Эттингсгаузена также весьма чувствителен к этому механизму рассеяния. Однако количественного описания экспериментальных данных по $S(T)$ и $Q(T)$ в дырочном теллуриде свинца получить не удалось.

Следует отметить, что межзонное рассеяние играет важную роль не только при низких температурах, но и при более высоких. В недавней работе [18] рассмотрено влияние межзонного рассеяния на термоэлектрические свойства полупроводников и полуметаллов. Расчеты [18] делались в модели Коломойца [16] в предположении, что основным механизмом внутризонного рассеяния и легких, и тяжелых носителей тока является рассеяние на акустических фононах. В этом случае время релаксации легких носителей имеет вид

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \begin{cases} \sqrt{x}, & x < \Delta E_v^* \\ \sqrt{x} + w_{12}\sqrt{x - \Delta E_v^*}, & x > \Delta E_v^*, \end{cases} \tag{23}$$

где τ_0 — постоянный коэффициент в выражении для времени релаксации, $w_{12} = (m_{d2}/m_{d1})^{3/2}(\Xi_{12}/\Xi_{11})^2$ — вероятность межзонного перехода, Ξ_{11}, Ξ_{12} — константы деформационного потенциала для случаев внутризонного и межзонного рассеяния носителей тока.

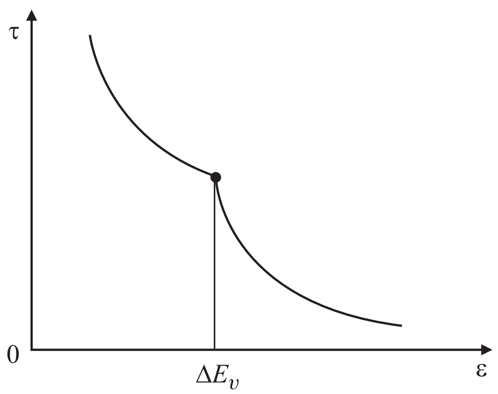

Рис. 4. Качественный вид энергетической зависимости времени релаксации $\tau(\varepsilon)$ в двухзонной модели с межзонным рассеянием.

Термоэдс рассчитывалась по формулам [18]:

$$S_1 = \frac{k_0}{e}\left(\frac{I_1(\mu_1^*)}{I_0(\mu_1^*)} - \mu_1^*\right), \tag{24}$$

$$S_2 = \frac{k_0}{e}\left(\frac{I_1(\mu_1^* - \Delta E_v^*)}{I_0(\mu_1^* - \Delta E_v^*)} - (\mu_1^* - \Delta E_v^*)\right), \tag{25}$$

где $I_1(\mu^*)$, $I_0(\mu^*)$ — модифицированные интегралы Ферми:

$$I_i(\mu^*) = \int_0^\infty -\left(\frac{\partial}{\partial x}(1 + e^{(x-\mu^*)})^{-1}\right)\tau^*(x)x^{i+3/2}dx, \tag{26}$$

где $\tau^*(x) = \tau(x)/\tau_0$.

Выполненные в работе [18] расчеты показали, что межзонное рассеяние в двухзонной модели с $\Delta E_v > 0$ уменьшает термоэдс и термоэлектрическую эффективность Z полупроводников в согласии с экспериментом. Однако количественное описание температурных зависимостей кинетических коэффициентов отсутствует [18].

Наш расчет температурных зависимостей S и R в модели Коломойца [17] и модифицированной в [18] даже с учетом вклада в проводимость тяжелых дырок не согласуется с экспериментальными данными для PbSb$_2$Te$_4$ (см. рис. 3, линия *3*). На наш взгляд, это связано с тем, что энергетическая зависимость времени релаксации $\tau(\varepsilon)$ имеет особенность при энергии носителей $\varepsilon = \Delta E_v$ (см. рис. 4), связанную с появлением канала межзонного рассеяния. В этом случае при расположении уровня Ферми (μ) вблизи ΔE_v нельзя использовать приближение Зоммерфельда и холл-фактор $A_1 = \langle\tau_1^2\rangle\langle\tau_2\rangle^2$ [19], где угловые скобки обозначают усреднение, описываемое формулой

$$\langle\tau\rangle = \frac{\int_0^\infty \tau\left(-\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\right)\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}{\int_0^\infty \left(-\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\right)\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}, \tag{27}$$

для носителей в первой зоне $A_1 \neq 1$ в общем случае даже для сильно вырожденного газа носителей тока. Аналогичный эффект наблюдается при резонансном рассеянии дырок в полосу резонансных состояний таллия, расположенную на фоне спектра зонных состояний в валентной зоне PbTe [20]. Как показали численные расчеты [21], холл-фактор в образцах с уровнем Ферми, расположенным в пределах примесной полосы Tl, при сильном резонансном рассеянии может существенно отличаться от единицы и достигать значения, близкого к 3.

По нашему мнению, учет температурной зависимости холл-фактора должен привести к улучшению согласия расчетов с экспериментальными данными для PbSb$_2$Te$_4$. При этом следует отметить, что выполненный нами расчет носит приближенный характер, поскольку отсутствует информация о величинах ряда параметров (таких как константы деформационного потенциала) и о температурных зависимостях эффективных масс и отношения подвижностей (мы их полагали постоянными).

Поэтому в приведенных далее расчетах мы считали, что холл-фактор тяжелых дырок $A_2 = 1$, а холл-фактор легких дырок A_1 был подгоночным параметром, определяемым из наилучшего согласия расчетных температурных зависимостей термоэдс и коэффициента Холла с экспериментальными данными. Подобный расчет был выполнен для кристалла PbSb$_2$Te$_4$ с минимальной концентрацией дырок. Результат расчета приведен на рис. 3 (штриховая линия *4*). Как видно из рис. 3, изменение холл-фактора от 1 при 77 K (межзонного рассеяния еще нет) до 1.5 при 300 K позволяет согласовать результаты расчетов с экспериментом. Таким образом, в нашей модели рост коэффициента Холла с температурой обусловлен не только перераспределением дырок между двумя зонами, но и увеличением холл-фактора. Это привело к необходимости корректировки полученных ранее значений параметров дополнительного экстремума. Наилучшее согласие расчетов с экспериментальными данными по термоэдс в диапазоне температур 77–300 K (штриховая линия *4* и точки на рис. 3) достигается при следующих значениях параметров зонной структуры PbSb$_2$Te$_4$: $m_{d1} \approx 0.5m_0$, $m_{d2} \approx 0.9m_0$. Энергетический зазор ΔE_v уменьшается при увеличении температуры в соответствии с соотношением $\Delta E_v(T) \approx 0.23 - 4.5 \cdot 10^{-2}(T/100 - 1)$ эВ (см. рис. 5), отношение подвижностей легких и тяжелых дырок $b \approx 4$.

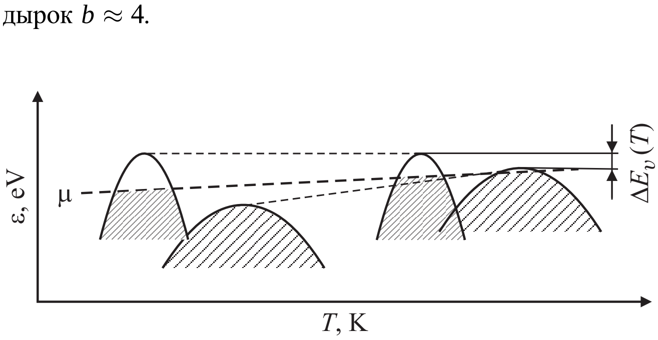

Рис. 5. Качественное изменение энергетического спектра и положения химического потенциала с температурой в PbSb$_2$Te$_4$. $\mu_1 = \mu$; $\mu_2 = \mu - \Delta E_v$.

6. Заключение

Выполненный анализ температурных зависимостей удельной электропроводности и коэффициентов Холла, Зеебека и Нернста–Эттингсгаузена в p-$PbSb_2Te_4$ подтвердил участие в явлениях переноса разных групп дырок с различающимися эффективными массами и подвижностями и важную роль межзонного рассеяния.

Совместное решение системы уравнений для электропроводности, коэффициентов Холла, Зеебека и Нернста–Эттингсгаузена в двухзонной модели с учетом межзонного рассеяния и уравнения электронейтральности с использованием экспериментальных данных в плоскости скола позволило описать температурные зависимости коэффициентов Холла и термоэдс в диапазоне температур 77–350 K и сделать оценки параметров двухзонной модели: $b \approx 4$, $m_{d1} \approx 0.5m_0$, $m_{d2} \approx 0.9m_0$, $\mu_1 \approx 0.22$ эВ, $\Delta E_v(T) \approx 0.23 - 0.04(T/100 - 1)$ эВ.

Список литературы

[1] Л.Е. Шелимова, О.Г. Карпинский, П.П. Константинов, Т.Е. Свечникова, Е.С. Авилов, М.А. Кретова, В.С. Земсков. Перспективные материалы, № 3, 5 (2006).
[2] Л.Е. Шелимова, О.Г. Карпинский, Т.Е. Свечникова, Е.С. Авилов, М.А. Кретова, В.С. Земсков. Неор. матер., **40** (12), 1440 (2004).
[3] М.К. Житинская, С.А. Немов, Л.Е. Шелимова, Т.Е. Свечникова, П.П. Константинов. ФТТ, **50**, 8 (2008).
[4] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Л., Наука, 1970).
[5] L.E. Shelimova, M.K. Zhitinskaya, S.A. Nemov, T.E. Svechnikova, P.P. Konstantinov, E.S. Avilov, M.A. Kretova, V.S. Zemskov. 5th Eur. Conf. on Thermoelectrics (Odessa, Ukraine, 2007).
[6] Л.Е. Шелимова, О.Г. Карпинский, П.П. Константинов, Т.Е. Свечникова, М.К. Житинская, Е.С. Авилов, М.А. Кретова, В.С. Земсков. Неогр. матер., **43**, (2), 28 (2008).
[7] С.А. Немов, Н.М. Благих, Н.С. Дёма, М.К. Житинская, В.И. Прошин, Т.Е. Свечникова, Л.Е. Шелимова. ФТП, **46**, 463 (2012).
[8] С.А. Немов, Н.М. Благих, Л.Е. Шелимова. Матер. IV Междунар. науч.-практ. конф. „Инновационные технологии в технике и образовании" (Чита, ЗабГГПУ, 2012) с. 57.
[9] С.А. Немов, Н.М. Благих, Л.Е. Шелимова. ФТП, **47**, 18 (2013).
[10] Б.М. Гольцман, З.М. Дашевский, В.И. Кайданов. *Пленочные термоэлементы: физика и применение* (М., Наука. 1985).
[11] Л.С. Стильбанс. *Физика полупроводников* (М., Сов. радио, 1967).
[12] С.А. Немов, М.К. Житинская, Л.Е. Шелимова, Т.Е. Свечникова. ФТТ, **50**, 1166 (2008).
[13] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнова. *Методы исследования полупроводниковых материалов в применении к халькогенидам свинца* PbTe, PbSe и PbS. (М., Наука, 1968).
[14] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
[15] Б.А. Ефимова, Л.А. Коломоец. ФТТ, **7**, 424 (1965).
[16] Н.В. Коломоец. ФТТ, **8**, 997 (1966).
[17] В.И. Кайданов, И.А. Черник, Б.А. Ефимова. ФТП, **1**, 869 (1967).
[18] Д.А. Пшенай-Северин, М.И. Федоров. ФТТ, **52**, 1257 (2010).
[19] П.С. Киреев. *Физика полупроводников: учебное пособие для втузов* (М., Высш. шк. 1975).
[20] С.А. Немов, Ю.И. Равич. УФН, **168**, 817 (1998).
[21] Л.В. Прокофьева, А.А. Шабалдин, В.А. Корчагин, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП, **42**, 1180 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

Influence on interband scattering phenomena in the p-$PbSb_2Te_4$

S.A. Nemov+, N.M. Blagikh*, M.B. Dzhafarov•*

* Saint Petersburg State Polytechnical University, 195251 St. Petersburg, Russia
+ Zabaykalsky State University, 672039 Chita, Russia
• Azerbaydzhansky Technological University, Az-2011 Ganja, Azerbaijan

Abstract Experimental data on the transport phenomena in p-$PbSb_2Te_4$ qualitatively and quantitatively explained in the two-band model with interband scattering in the temperature range 77–300 K. The parameters of the two-band model: effective mass density of states of light and heavy holes $m_{d1} \approx 0.5m_0$, $m_{d2} \approx 0.9m_0$ (m_0 — the free electron mass), the energy gap between nonequivalent extremes $\Delta E_v(T) \approx 0.23 - 4.5 \cdot 10^{-2}(T/100 - 1)$ eV.