

Эффекты Нернста–Эттингсгаузена, Зеебека и Холла в монокристаллах Sb_2Te_3

© М.К. Житинская, С.А. Немов, Л.Д. Иванова*

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии наук,
117911 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 22 января 2001 г.
В окончательной редакции 8 июня 2001 г.)

На высококачественных монокристаллах Sb_2Te_3 , выращенных по методу Чохральского, в интервале 77–420 К измерены температурные зависимости следующих компонент кинетических коэффициентов: электропроводности в плоскости скола σ_{11} , Зеебека S_{11} и S_{33} (ось 3 — направление тригональной оси кристалла), Холла R_{123} и R_{321} и Нернста–Эттингсгаузена Q_{123} .

Проведен анализ полученных результатов с использованием феноменологической теории. Показано, что основные особенности экспериментальных данных, включая данные по анизотропии эффектов Зеебека и Холла, можно объяснить в рамках двухзонной модели с заметно различающейся анизотропией подвижности дырок первого и второго сорта в направлениях плоскости скола и тригональной оси. Сделаны оценки ширины запрещенной зоны ($\epsilon_g \cong 0.3$ eV), а также энергетического зазора между основным и дополнительным экстремумами валентной зоны ($\Delta\epsilon_v \sim 0.1$ eV).

Теллурид сурьмы является компонентом высокоэффективных термоэлектрических материалов — твердых растворов $(Sb_{1-x}Bi_x)_2Te_3$, используемых в области комнатных температур. Этим объясняются его важное практическое значение и активный интерес исследователей [1–5]. Однако, несмотря на то что литературных данных достаточно много, вид зонной структуры продолжает дискутироваться.

Sb_2Te_3 — узкозонный полупроводник, принадлежит к классу слоистых соединений и характеризуется наличием большого количества собственных дефектов акцепторного типа, предположительно антиструктурных, т.е. когда часть избыточных атомов сурьмы занимает места атомов теллура — Sb_{Te} [3]. Это соединение имеет большую концентрацию дырок ($p \sim 10^{20}$ cm⁻³), которую удастся изменять лишь в узком интервале, что усложняет изучение энергетического спектра Sb_2Te_3 . Насколько нам известно, в литературе отсутствуют удовлетворительные теоретические расчеты зонной структуры Sb_2Te_3 .

В ряде работ по исследованию явлений переноса [6–10] экспериментальные данные объясняются в двухзонной модели, в других (см., например, [4]) — в однозонной непараболической. Однако всю совокупность данных по кинетическим явлениям не удается объяснить; детали зонной структуры продолжают оставаться дискуссионными. Некоторые особенности экспериментальных данных, такие как анизотропия термоэдс, пересечение температурных зависимостей компонент тензора Холла, температурная зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена (ПЭНЭ), не нашли удовлетворительного истолкования.

В настоящей работе расширен круг исследованных явлений переноса. Подробно изучен ПЭНЭ совместно с эффектами Зеебека и Холла, а также их анизотропия

и температурные зависимости. Исследование кинетических эффектов проведено на более совершенных монокристаллах. Кроме того, мы попытались осуществить несколько иной подход к анализу полученных результатов, а именно — на основе феноменологической теории без использования конкретных предположений о зонной структуре.

1. Образцы

Монокристаллы Sb_2Te_3 были выращены по методу Чохральского с использованием плавающего тигля для подпитки растущего кристалла жидким расплавом по уникальной технологии, разработанной в Институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова [1]. Данный метод позволяет получать кристаллы достаточно больших размеров в заданных кристаллографических направлениях, в том числе и в направлении, параллельном тригональной оси. Монокристаллы имели толщину 15–20 мм и хорошо выраженные плоскости спайности. Кристаллы обладали совершенной структурой и высокой однородностью по составу. Микрораспределение концентрации носителей тока оценивалось по локальным значениям коэффициента термоэдс на поверхности монокристаллов. Разброс значений не превышал 2–3%. Эксперимент проводился на образцах трех типов: стехиометрического состава и легированных изовалентными примесями Bi и Se. Кристаллы получали из компонентов (Te, Sb, Bi, Se) полупроводниковой степени чистоты, содержащих 99.9999 wt% основного вещества. Содержание примесей определялось с помощью химического анализа. Все кристаллы обладали дырочной проводимостью.

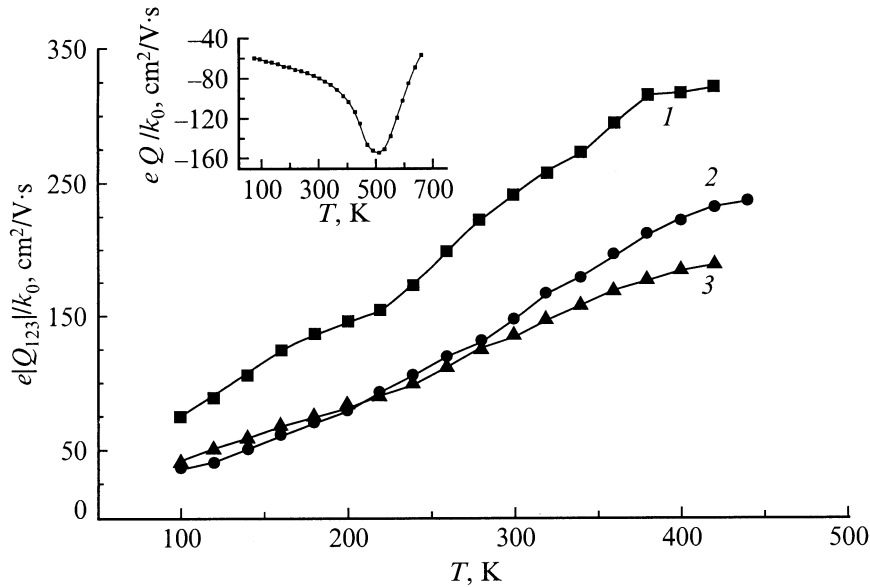


Рис. 1. Температурные зависимости одной из компонент тензора поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена Q_{123} ($\nabla T \perp \mathbf{c} \perp \mathbf{B}$) для монокристаллических образцов Sb_2Te_3 с различной исходной концентрацией дырок p , 10^{20} cm^{-3} : 1 — 0.78, 2 — 1.21, 3 — 1.36; \mathbf{c} — направление тригональной оси c_3 кристалла, ∇T — направление градиента температуры, \mathbf{B} — направление магнитного поля. На вставке представлена температурная зависимость $Q(T)$ для поликристаллического прессованного образца, из которой определена ширина запрещенной зоны ε_g из области температур выше 500 К ($\varepsilon_g \cong 0.3 \text{ eV}$).

2. Эксперимент

На каждом из исследованных образцов были измерены следующие независимые компоненты тензоров переноса: Зеебека S_{11} и S_{33} , Холла R_{123} и R_{321} , Нернста–Эттингсгаузена (ПЭНЭ) Q_{123} и электропроводности σ_{11} . Ось 3 в этих обозначениях — направление тригональной оси C_3 кристалла. Индексы при коэффициентах соответствуют в порядке их расположения: первый — направлению измеряемого электрического поля, второй — направлению электрического тока или градиента температуры, третий — направлению магнитного поля. При исследовании эффектов Холла и Нернста–Эттингсгаузена мы использовали методики, позволяющие свести к минимуму влияние паразитных неизо-термических составляющих эффектов, которые могут достигать значительной доли от общего измеряемого эффекта в термоэлектрических материалах.

Измерения в основном проводились в интервале температур 77–420 К (один из образцов изготовлен металлокерамическим способом и измерен вплоть до 650 К). Концентрация носителей заряда в соответствии с [11] определялась из большей компоненты тензора Холла R_{321} при температуре 77 К по формуле

$$p = (eR_{321})^{-1}. \quad (1)$$

3. Результаты и обсуждение

Прежде всего отметим, что наши результаты по анизотропии и температурным зависимостям коэффициентов Холла, Зеебека и электропроводности хорошо согласу-

ются с данными [12]. В связи с этим мы приводим их не полностью. Основное внимание в статье уделено менее изученным в других работах кинетическим коэффициентам: анизотропии термоэдс и эффекту Нернста–Эттингсгаузена. Экспериментальные данные по эффекту Нернста–Эттингсгаузена в Sb_2Te_3 в представляемом объеме, насколько нам известно, публикуются впервые.

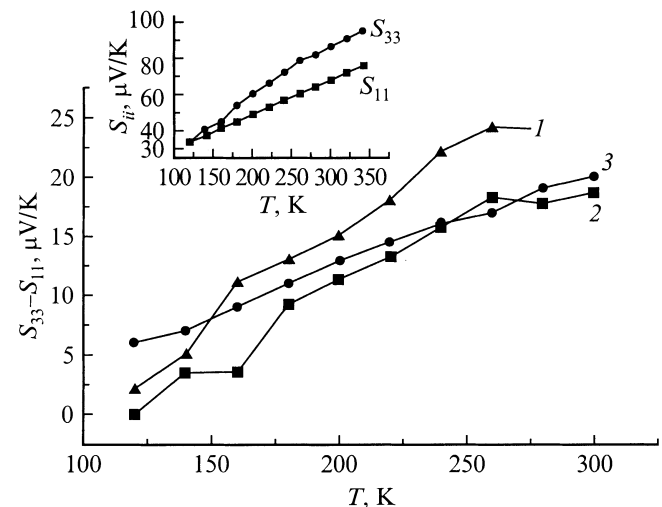


Рис. 2. Температурные зависимости анизотропии коэффициента Зеебека $\Delta S = S_{33} - S_{11}$ ($S_{11}(\nabla T \perp \mathbf{c})$ и $S_{33}(\nabla T \parallel \mathbf{c})$). На вставке изображены температурные зависимости обеих компонент тензора Зеебека для образца с $p = 1.21 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (кривая 2 на рис. 1).

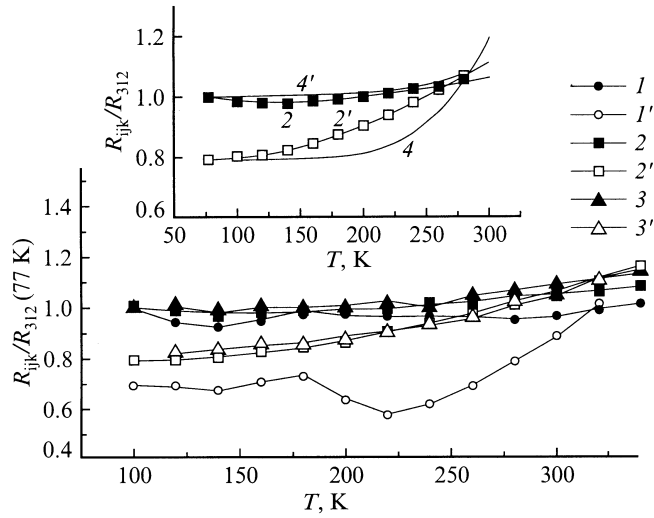


Рис. 3. Температурные зависимости отношений компонент коэффициента Холла $R_{321}(\mathbf{j} \perp \mathbf{c} \perp \mathbf{B})$ ($I-3$) и $R_{123}(\mathbf{j} \perp \mathbf{c} \parallel \mathbf{B})$ ($I'-3'$) к величине R_{321} при 77 К монокристаллов Sb_2Te_3 . Обозначение кривых то же, что и на рис. 1. На вставке — сравнение экспериментальных температурных зависимостей R_{ijk}/R_{321} для образца с $p = 1.21 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. (2, 2') с теоретическими значениями (4, 4'), полученными в двухзонной модели с легким дополнительным экстремумом с параметрами, взятыми из [4].

Во всех исследованных образцах Sb_2Te_3 наблюдались следующие характерные особенности в температурных зависимостях кинетических коэффициентов:

- отрицательный знак коэффициента Нернста–Эттингсгаузена Q_{123} во всем исследованном интервале температур, температурные зависимости нернстовской подвижности $|Q_{ijk}|e/k_0$ имеют вид кривых с производной $d|Q|/dT > 0$ и с максимумом около $T \cong 400 \text{ K}$ (рис. 1);
- изотропность коэффициента Зеебека (в пределах точности эксперимента) в низкотемпературной области (вблизи 100 К) и появление при $T \geq 140 \text{ K}$ анизотропии $\Delta S = S_{33} - S_{11}$ (рис. 2), растущей с температурой;
- рост обеих компонент тензора Холла R_{321} и R_{123} при повышении температуры с различной скоростью, сопровождающийся уменьшением анизотропии коэффициента Холла ($R_{321}/R_{123} \sim 1.3$ при 77 К) и пересечением его компонент около 300 К (рис. 3).

3.1. Эффект Нернста–Эттингсгаузена. Обсуждение результатов начнем с данных по эффекту Нернста–Эттингсгаузена. На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента Q_{123} монокристаллов Sb_2Te_3 и зависимость $Q(T)$ для поликристаллического образца (на вставке). Малая величина коэффициента Холла ($R_{321} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{C}$) свидетельствует о высокой концентрации дырок в исследованных образцах, поэтому дырочный газ следует считать вырожденным. В этом случае в однозонной модели коэффициент ПЭНЭ имеет вид

$$eQ_{123}/k_0 = R_{123}\sigma_{11}\pi^2/3(r - 1/2)(k_0T/\mu), \quad (2)$$

где μ — химический потенциал, $R_{123}\sigma_{11}$ — холловская подвижность носителей тока, k_0 — постоянная Больцма-

на, r — показатель степени в энергетической зависимости времени релаксации $\tau(\epsilon) \sim \epsilon^{r-1/2}$. Отрицательный знак Q_{123} указывает на то, что эффективный параметр рассеяния $r < 1/2$. Численные оценки r по экспериментальным данным дают величины, близкие, но не равные нулю ($r \approx 0.25$). Это означает, что в области температур 100–250 К механизм рассеяния дырок смешанный, но доминирует рассеяние на продольных длинноволновых акустических колебаниях решетки.

В области высоких температур (при $T > 500 \text{ K}$) в явлениях переноса становится заметным вклад неосновных носителей заряда, быстро растущий с температурой. В простейшем случае валентной зоны, состоящей из одной подзоны, коэффициент Q_{123} в области смешанной электронно-дырочной проводимости имеет вид

$$Q = \sigma_p/\sigma Q_p + \sigma_n/\sigma Q_n + Q_{np}, \quad (3)$$

где Q_p описывается формулой (2),

$$eQ_n/k_0 = R_{123}\sigma_{11}(r - 1/2), \quad (4)$$

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p, \quad (5)$$

$$eQ_{np}/k_0 = \sigma_n\sigma_p/\sigma^2(S_p - S_n)(u_{px} + u_{nx}), \quad (6)$$

u_{px} и u_{nx} — соответствующие холловские подвижности дырок и электронов. В начале смешанной проводимости, когда концентрация неосновных носителей заряда (в данном случае электронов) еще мала, т.е. при $\sigma_n \ll \sigma_p$, формула (6) принимает вид

$$eQ_{np}/k_0 \sim \sigma_n/\sigma(S_p - S_n)(u_{px} + u_{nx}) \sim n \sim \exp(-\epsilon_g/k_0T) \quad (7)$$

(ϵ_g — ширина запрещенной зоны). Смешанный член Q_{np} всегда положителен и пропорционален вкладу электронов в проводимость, который в свою очередь пропорционален концентрации электронов n . В результате измеряемый отрицательный коэффициент Q , согласно формулам (3)–(7), пройдя через минимум (см. вставку на рис. 1), начинает резко уменьшаться по абсолютной величине с явным стремлением к смене знака.

Анализ экспериментальных данных, относящихся к началу собственной проводимости, позволил сделать оценку термического зазора между валентной зоной и зоной проводимости, экстраполированной к 0 К. Он оказался равным $\epsilon_g \cong 0.3 \text{ eV}$, что близко к ширине запрещенной зоны, определенной в [13] из оптического поглощения.

Для экспериментальных результатов в области $140 < T < 300 \text{ K}$ характерно, как отмечалось выше, увеличение абсолютного значения Q с положительной производной $d|Q|/dT$ на всех образцах. Такое поведение коэффициента ПЭНЭ не объясняется однозонной моделью. Оно может быть объяснено влиянием дополнительного экстремума, расположенного по энергии глубже основного. Определение энергетического зазора из данных по ПЭНЭ проводилось по формуле (П18) для двухзонной модели. В области температур, когда

только появляется вклад носителей дополнительной зоны, отношение концентрации дырок во второй зоне p_2 к полной концентрации дырок $p_0 = p_1 + p_2$ $\nu = p_2/p_0 \ll 1$, и формула (П18) для $Q_{123}^{(1,2)}$ с учетом формул (П3), (П11) принимает вид, аналогичный (7),

$$Q_{123}^{(1,2)} = [S_{11}^{(1)} - S_{11}^{(2)}][A_c^{(1)}u_a^{(1)} - A_c^{(2)}u_a^{(2)}]t_a^{(1)}t_a^{(2)} \\ \sim p_2/p_0 \sim \exp(-\Delta\varepsilon_v/k_0T)$$

($\Delta\varepsilon_v$ — энергетический зазор между валентными зонами). Обработка экспериментальных зависимостей $Q_{123}^{(1,2)}$ дала значение $\Delta\varepsilon_v \sim 0.1$ eV для всех образцов. Следует отметить, что зазор $\Delta\varepsilon_v$ оценен по порядку величины, поскольку не исключен вклад межзонного рассеяния дырок в коэффициент ПЭНЭ.

3.2. Эффект Зеебека. Теллурид сурьмы — один из немногих материалов, в котором экспериментально наблюдается анизотропия коэффициента Зеебека в области примесной проводимости. В работе [14] достаточно подробно рассмотрены возможные причины ее возникновения: участие двух типов носителей тока (дырок) в явлениях переноса и анизотропный смешанный механизм рассеяния. По нашему мнению, обе причины играют существенную роль, однако при различных температурах они влияют в разной степени. Если в явлениях переноса участвует один сорт дырок, то анизотропия термоэдс может возникнуть только при смешанном механизме рассеяния с различным относительным вкладом этих механизмов для разных направлений. Наиболее вероятным механизмом рассеяния в Sb_2Te_3 является рассеяние на ионах примесей и на акустических колебаниях решетки. Рассеяние на ионах примесей анизотропно, а на акустических колебаниях в значительной степени изотропно. При повышении температуры от 100 до 450 К уменьшается вклад примесного анизотропного рассеяния и возрастает влияние более изотропного акустического рассеяния дырок. В этом случае при наличии одного сорта дырок анизотропия коэффициента Зеебека должна уменьшаться, что противоречит экспериментальным данным. Из рис. 2 видно, что анизотропия коэффициента Зеебека возрастает при увеличении температуры. Наиболее значительный рост ΔS наблюдается при $T \sim 250$ К (в той же области температур, где обнаружены особенности в температурных зависимостях ПЭНЭ, связанные с участием двух типов дырок).

В настоящей работе предлагается объяснить появление анизотропии термоэдс ΔS участием в явлениях переноса двух сортов дырок (тяжелых и легких) с различной анизотропией подвижностей в разных направлениях. Если предположить, что парциальные коэффициенты термоэдс для легких и тяжелых дырок изотропны, то при проводимости с участием двух типов дырок анизотропия термоэдс описывается формулой

$$\Delta S = S_{33} - S_{11} = (S^{(1)} - S^{(2)})\nu(b_c - b_a)/b_c b_a, \quad (8)$$

где $b_a = u_1^a/u_2^a$, $b_c = u_1^c/u_2^c$ — отношения подвижностей дырок в направлении плоскости скола и в направлении, перпендикулярном плоскости скола соответственно.

Из формулы (8) следует, что при $\Delta S > 0$ (в согласии с экспериментом) $b_a/b_c > 1$. Это условие удовлетворяется в том случае, если дырки, принадлежащие зоне с более высокой подвижностью, обладают большей анизотропией. В частности, если подвижности дырок в дополнительной зоне (2) выше, чем в основной (1) ($b_a/b_c > 1$), то анизотропия подвижностей дырок в основной зоне (1) меньше, чем анизотропия дырок в дополнительной зоне (2), так как $b_a/b_c = (u_1^a/u_1^c)/(u_2^a/u_2^c)$.

Тот факт, что анизотропия коэффициента Зеебека связана с появлением носителей (дырок) второго типа, позволяет использовать ее температурную зависимость для оценки энергетического зазора между основным и дополнительным экстремумами. В области температур, когда вклад дырок второй зоны в проводимость только начинается, т.е. когда $\nu = p_2/p_0 \ll 1$, формула (8) принимает вид

$$\Delta S \sim \nu \sim \exp(-\Delta\varepsilon_v/k_0T).$$

Расчеты дали значение $\Delta\varepsilon_v \sim 0.1$ eV. Таким образом, экспериментальные данные по эффектам Нернста–Эттингсгаузена и Зеебека подтверждают сложное строение валентной зоны Sb_2Te_3 с энергетическим зазором $\Delta\varepsilon_v \sim 0.1$ eV.

3.3. Эффект Холла. В рамках двухзонной модели находит естественное объяснение наблюдаемый нами и известный по литературным данным значительный рост коэффициента Холла. Сделанные нами оценки по формулам (П16) показывают, что обсуждаемая в настоящей работе модель с существенно различной анизотропией подвижностей дырок первого и второго сорта, характеризуемой параметрами b_a и b_c , позволяет также объяснить пересечение температурных зависимостей двух компонент тензора Холла (рис. 3). Примерный ход зависимостей компонент $R_{ijk}(T)$ в рамках двухзонной модели с использованием параметров зонного спектра, приведенных в работе [4], изображен на вставке на рис. 3.

Таким образом, в настоящей работе показано, что совокупность экспериментальных данных по электропроводности, эффектам Зеебека, Холла и Нернста–Эттингсгаузена в широком интервале температур (77–350 К) находит объяснение в двухзонной модели строения валентной зоны с существенно различной анизотропией подвижностей дырок первого и второго сорта вдоль тригональной оси и в плоскости скола ($b_a/b_c > 1$). Оценка энергетического зазора между основным и дополнительным экстремумами валентной зоны дала величину $\Delta\varepsilon_v \sim 0.1$ eV.

Приложение. Феноменологическая теория

В известных нам работах, как правило, проводится рассмотрение полученных результатов по формулам, учитывающим предположение о конкретном виде зонной структуры и об определенном механизме рассеяния

носителей тока в исследуемом соединении. Мы использовали феноменологическое описание кинетических эффектов, вводя как можно меньше предположений.

В [14] уже было проведено феноменологическое описание основных кинетических коэффициентов, и мы отсылаем заинтересованного читателя к этой работе. Здесь же мы приведем необходимые для нашего исследования формулы.

В монокристаллах ромбоэдрической сингонии, к которой относится Sb_2Te_3 , тензоры σ_{ij} , S_{ij} , R_{ijk} имеют по две независимые компоненты, а Q_{ijk} — три; здесь порядок расположения индексов тот же, что и в разделе 1 основного текста.

1) Электропроводность. С учетом анизотропии вклада носителей двух валентных зон (1 и 2)

$$\sigma_a = \sigma_{11} = \sigma_{11}^{(1)} + \sigma_{11}^{(2)}, \quad (\text{П1})$$

$$\sigma_c = \sigma_{33} = \sigma_{33}^{(1)} + \sigma_{33}^{(2)}. \quad (\text{П2})$$

Здесь и далее тригональная ось кристалла обозначена как 3 или c , а направление в плоскости скола кристалла — как 1 и 2 или a .

Вклад в проводимость характеризуется следующими коэффициентами:

$$t_a^{(1)} = \sigma_a^{(1)}[\sigma_a^{(1)} + \sigma_a^{(2)}], \quad t_a^{(2)} = \sigma_a^{(2)}[\sigma_a^{(1)} + \sigma_a^{(2)}],$$

$$t_c^{(1)} = \sigma_c^{(1)}[\sigma_c^{(1)} + \sigma_c^{(2)}], \quad t_c^{(2)} = \sigma_c^{(2)}[\sigma_c^{(1)} + \sigma_c^{(2)}]. \quad (\text{П3})$$

В этих обозначениях уравнения (П1) и (П2) имеют вид

$$t_a^{(1)} + t_a^{(2)} = 1, \quad t_c^{(1)} + t_c^{(2)} = 1. \quad (\text{П4})$$

2) Коэффициенты Зеебека

$$S_a = S_{11} = S_a^{(1)}t_a^{(1)} + S_a^{(2)}t_a^{(2)}, \quad (\text{П5})$$

$$S_c = S_{33} = S_c^{(1)}t_c^{(1)} + S_c^{(2)}t_c^{(2)}. \quad (\text{П6})$$

Анизотропия термоэдс характеризуется величиной $\Delta S = S_c - S_a$ и выражается следующим образом:

$$\Delta S = S_c - S_a = [S^{(1)} - S^{(2)}][t_c^{(1)} - t_a^{(1)}]. \quad (\text{П7})$$

Формула (П6) выведена в предположении изотропности парциальных коэффициентов термоэдс для носителей зон 1 и 2. Как известно, анизотропия термоэдс не возникает в однозонной модели зонной структуры, поэтому парциальные вклады носителей в валентных зонах 1 и 2 считаем изотропными

$$S_a^{(1)} = S_c^{(1)}, \quad S_a^{(2)} = S_c^{(2)}.$$

3) Постоянная Холла

$$R_{123} = R_c = R_c^{(1)}[t_a^{(1)}]^2 + R_c^{(2)}[t_a^{(2)}]^2, \quad (\text{П8})$$

$$R_{321} = R_a = R_a^{(1)}[t_c^{(1)}][t_a^{(1)}] + R_a^{(2)}[t_c^{(2)}][t_a^{(2)}]. \quad (\text{П9})$$

4) Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена

$$Q_{123} = Q_{123}^{(1)}[t_a^{(1)}] + Q_{123}^{(2)}[t_a^{(2)}] + Q_{123}^{(1,2)},$$

где

$$Q_{123}^{(1,2)} = [S_{11}^{(1)} - S_{11}^{(2)}][R_{123}^{(1)}\sigma_a^{(1)} - R_{123}^{(2)}\sigma_a^{(2)}]t_a^{(1)}t_a^{(2)}. \quad (\text{П10})$$

Преобразуем выражения (П3)–(П10) с помощью ранее сделанных обозначений для ν , b_a , b_c и p_0

$$t_a^{(1)} = (1-\nu)b_a/[(1-\nu)b_a + \nu], \quad t_a^{(2)} = \nu/[(1-\nu)b_a + \nu],$$

$$t_c^{(1)} = (1-\nu)b_c/[(1-\nu)b_c + \nu], \quad t_c^{(2)} = \nu/[(1-\nu)b_c + \nu], \quad (\text{П11})$$

$$\sigma_a = \sigma_a^{(1)} + \sigma_a^{(2)} = p_0 u_a^{(1)}[(1-\nu) + \nu/b_a],$$

$$\sigma_c = \sigma_c^{(1)} + \sigma_c^{(2)} = p_0 u_c^{(1)}[(1-\nu) + \nu/b_c], \quad (\text{П12})$$

$$S_a = S_a^{(1)}(1-\nu)b_a/[(1-\nu)b_a + \nu] + S_a^{(2)}\nu/[(1-\nu)b_a + \nu],$$

$$S_c = S_c^{(1)}(1-\nu)b_c/[(1-\nu)b_c + \nu] + S_c^{(2)}\nu/[(1-\nu)b_c + \nu], \quad (\text{П13})$$

$$\Delta S = S_c - S_a = [S^{(1)} - S^{(2)}]\nu(1-\nu)$$

$$\times (b_c - b_a)/[(1-\nu)b_c + \nu][(1-\nu)b_a + \nu]. \quad (\text{П14})$$

5) Коэффициенты Холла. Рассмотрим выражения (П8) и (П9) и преобразуем их, введя дополнительные обозначения: $\chi_c = A_c^{(1)}/A_c^{(2)}$, $\chi_a = A_a^{(1)}/A_a^{(2)}$, χ_a , χ_c — отношения структурных Холл-факторов, $A_c^{(1)}$, $A_c^{(2)}$, $A_a^{(1)}$, $A_a^{(2)}$ — структурные Холл-факторы для зон 1 и 2 при $H \parallel c$ (индекс c) и $H \perp c$ (индекс a). Тогда для зон 1 и 2 имеем

$$R_c^{(1)} = A_c^{(1)}/p_1 = A_c^{(1)}/[p_0(1-\nu)],$$

$$R_c^{(2)} = A_c^{(2)}/p_2 = A_c^{(1)}/(p_0\nu\chi_c),$$

$$R_a^{(1)} = A_a^{(1)}/[p_0(1-\nu)],$$

$$R_a^{(2)} = A_a^{(1)}/(p_0\nu\chi_a). \quad (\text{П15})$$

Получаем следующие выражения для компонент тензора Холла:

$$R_c = R_{123} = [A_c^{(1)}/p_0][(t_a^{(1)})^2/(1-\nu) + (t_a^{(2)})^2/\nu\chi_c],$$

$$R_a = R_{321} = A_a^{(1)}/p_0[t_c^{(1)}t_a^{(1)}/(1-\nu) + t_c^{(2)}t_a^{(2)}/\nu\chi_a] \quad (\text{П16})$$

или

$$R_c = [A_c^{(1)}/p_0][(1-\nu)b_a^2 + \nu/\chi_c]/[(1-\nu)b_a + \nu]^2,$$

$$R_a = [A_a^{(1)}/p_0][(1-\nu)b_c b_a + \nu/\chi_a]/\{[(1-\nu)b_c + \nu]$$

$$\times [(1-\nu)b_a + \nu]\}. \quad (\text{П17})$$

6) Коэффициент ПЭНЭ — Q_{123}

$$Q_{123} = Q_{123}^{(1)}[t_a^{(1)}] + Q_{123}^{(2)}[t_a^{(2)}] + Q_{123}^{(1,2)},$$

где

$$Q_{123}^{(1)} = A_c^{(1)}u_a^{(1)}\pi^2/3(r-1/2)(1\mu^*), \quad \mu^* = \mu/k_0T,$$

$$Q_{123}^{(2)} = A_c^{(2)}u_a^{(2)}(r-1/2),$$

$$Q_{123}^{(1,2)} = [S_{11}^{(1)} - S_{11}^{(2)}][A_c^{(1)}u_a^{(1)} - A_c^{(2)}u_a^{(2)}]t_a^{(1)}t_a^{(2)}. \quad (\text{П18})$$

Список литературы

- [1] G. Simon, W. Eichler. Phys. Stat. Sol. (b) **107**, 201 (1981).
- [2] J. Horak, P. Lostak. Transport in Verbindungshalbleitern. Halle (1990). P. 96.
- [3] J. Horak, P. Lostak, M. Matyas. Phys. Stat. Sol. (b) **129**, 381 (1985).
- [4] M. Stordeur. Phys. Stat. Sol. (b) **124**, 439; 799 (1984).
- [5] V.A. Kulbachinskii, S.A. Azou, J. Horak, P. Lostak. Transport in Verbindungshalbleitern. Halle (1990). P. 170.
- [6] Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. Полупроводниковые материалы на основе Bi_2Te_3 . Наука, М. (1972). 320 с.
- [7] B. Ronlund, O. Beckman, H. Levy. J. Phys. Chem. Sol. **26**, 1281 (1965).
- [8] M. Stordeur, W. Heiliger. Phys. Stat. Sol. (b) **78**, K103 (1976).
- [9] И.А. Смирнов, А.А. Андреев, В.А. Кутасов. ФТТ **10**, 6, 1782 (1968).
- [10] Д.М. Берча, З.В. Панкевич, А.В. Савицкий, К.Д. Товстюк. ФТТ **7**, 8, 2437 (1965).
- [11] W. Eichler, T. Krug. Phys. Stat. Sol. (b) **101**, K1 (1980).
- [12] G. Simon, W. Eichler. Phys. Stat. Sol. (b) **103**, 289 (1981).
- [13] H.T. Langhammer, M. Stordeur, H. Sobotta, V. Riede. Phys. Stat. Sol. (b) **109**, 673 (1982).
- [14] Пленочные термоэлементы: физика и применение/ Под ред. Н.С. Лидоренко. Наука, М. (1985). 231 с.