

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФОНОННУЮ ТЕРМОЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ n -Bi–Sb

Н. А. Редько, В. Д. Каган, Н. А. Родионов, В. И. Польшин*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2002 г.

В полупроводниковых сплавах n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$) при низких температурах преобладает фононная составляющая термоэдс α_{22} ($\nabla T \parallel C_1$), которая в поперечном классически сильном магнитном поле \mathbf{H} при $\mathbf{H} \parallel C_3$ увеличивается почти на порядок, что приводит к увеличению термоэлектрической эффективности. Коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), изменяет знак с отрицательного при $T > 10$ К на положительный при $T < 10$ К. Наблюдаемые особенности для фононной термоэдс и фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена объясняются теорией фононного увлечения электронов с сильноанизотропным спектром.

PACS: 72.20.Pa

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие электронов с фононами в полупроводниках является причиной не только их взаимного рассеяния, но и эффекта увлечения, который может наблюдаться при неравновесном распределении фононов, например, при наличии градиента температуры вдоль образца. В полупроводниках термоэдс при низких температурах состоит из двух частей: диффузионной, обусловленной перераспределением носителей заряда под влиянием градиента температуры, и фононной, обусловленной перераспределением носителей заряда в результате столкновения их с фононами, находящимися в неравновесном состоянии при наличии градиента температуры. Таким образом, в фононную термоэдс дает вклад только потоковая часть фононной функции распределения, которая при этом пропорциональна градиенту температуры. При низких температурах фононная составляющая термоэдс превышает диффузионную составляющую в несколько или десятки раз в зависимости от степени вырождения электронного газа.

Механизм увлечения носителей заряда фононами в твердых телах при наличии градиента температуры впервые был предсказан Гуревичем [1]. В

настоящее время имеется большое число работ, в которых приводятся экспериментальные данные и теория фононного увлечения термоэдс и термомагнитных коэффициентов в полупроводниках с изотропным электронным спектром. Обзор литературы содержится, например, в монографиях [2–5].

Согласно теории фононного увлечения, во-первых, термоэдс и термомагнитные коэффициенты в полупроводниках с изотропным электронным спектром не содержат малого множителя kT/ζ , который имеется в диффузионных коэффициентах [2], и, во-вторых, фононная термоэдс не зависит от поперечного магнитного поля, а фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена равен нулю. Здесь ζ — химический потенциал электронов в полупроводниках.

Однако в теоретической работе [6] сообщается, что в анизотропном полуметалле висмуте фононная термоэдс зависит от поперечного магнитного поля, а фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена не равен нулю.

Цель настоящей работы — проанализировать поведение фононной термоэдс и фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в зависимости от магнитного поля и температуры в полупроводниковых сплавах Bi–Sb. Ранее в работах [7, 8] нами обсуждалось поведение диффузионной термоэдс и диффузионного коэффициента попе-

*E-mail: nikolaj.a.redko@mail.ioffe.ru

Основные параметры для исследованных образцов полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$)

№	x	φ	ε_{gL} , мэВ	n , 10^{17} см^{-3}	ζ , мэВ	m_1/m_0 , 10^{-3}	m_2/m_0	m_3/m_0 , 10^{-3}	δ
1	0.07	5.7°	7.5	1.37	18.6	0.91	0.32	1.2	24.5
2	0.09	5.55°	11	1.95	19	1.43	0.48	1.74	24
3	0.12	5.3°	16.4	1.57	15.5	2.42	0.72	2.58	22.6
4	0.13	5.14°	19	1.58	14.3	3.1	0.83	3.0	21.6
5	0.15	4.97°	22	1.61	13.7	3.86	0.94	3.45	20.5
6	0.16	4.88°	23.6	1.71	13.5	4.37	1.0	3.7	19.7

Примечание: x , ε_{gL} , n , ζ , m_i , $\delta = (m_1 + m_4)^2/4m_1m_4$ — соответственно концентрация сурьмы в сплаве, энергия запрещенной зоны в полупроводниковом сплаве, концентрация электронов в образце, химический потенциал электронов в образце, эффективные массы электронов в эллипсоиде на дне зоны в сплаве, параметр, учитывающий анизотропию энергетического спектра электронов в сплаве.

речного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в зависимости от температуры и магнитного поля. На основании этих данных исследуются механизмы релаксации электронов в сплавах и найдено объяснение наблюдаемого максимума в зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения температурных зависимостей термоэдс $\alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в отсутствие магнитного поля и термомагнитных эффектов $Q_{12,3}(H, T)$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), а также изменения термоэдс в магнитном поле, $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$, проводились на монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$), легированных донорной примесью — теллуrom. Образцы вырезались на электроэрозионной установке из средней части монокристаллического слитка, выращенного методом горизонтальной зонной перекристаллизации. Вырезанные образцы имели форму прямоугольных параллелепипедов размером $3 \times 3 \times 30 \text{ мм}^3$, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1 , C_2 , C_3 . Наибольший размер образца совпадал с направлением биссекторной оси C_1 . Вырезанные образцы травились в растворе $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}-\text{HNO}_3$ (1 : 1). Основные параметры измененных образцов представлены в таблице.

Исследуемый образец с нагревателями на его торцах припаивался ко дну вакуумной камеры диа-

метром 18 мм, погруженной в термостатирующую жидкость (гелий, водород, азот). Нагреватель на образце у дна камеры служил для регулирования средней температуры образца, а нагреватель на другом его конце — для создания градиента температуры ∇T на образце. Температура измерялась в двух поперечных сечениях образца на расстояниях $l_T \approx 15 \text{ мм}$ при постоянном потоке тепла: в области $1.5 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ — угольными термометрами сопротивления, а в области $30 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$ — медь-константовыми термопарами. Термоэдс исследуемых образцов измерялась в паре с медью, для которой абсолютная термоэдс не превышала 1 мкВ/К во всей исследуемой области температур. Экспериментальные данные термоэдс приведены ниже без учета этого обстоятельства. Измерения термомагнитных эффектов в сплавах $\text{Bi}-\text{Sb}$ проводились в магнитных полях $0 \leq H < 18 \text{ кЭ}$ при температурах $1.4 \text{ К} \leq T < 40 \text{ К}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследованных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}-\text{Sb}$ электронный газ в области примесной проводимости ($T < 40 \text{ К}$) является вырожденным, а поверхность Ферми в сплавах состоит из трех электронных эллипсоидов с центрами в точках L зоны Бриллюэна, находящихся в плоскостях отражения [8]. Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, вокруг которой эллипсоиды повернуты на небольшой угол φ , величина

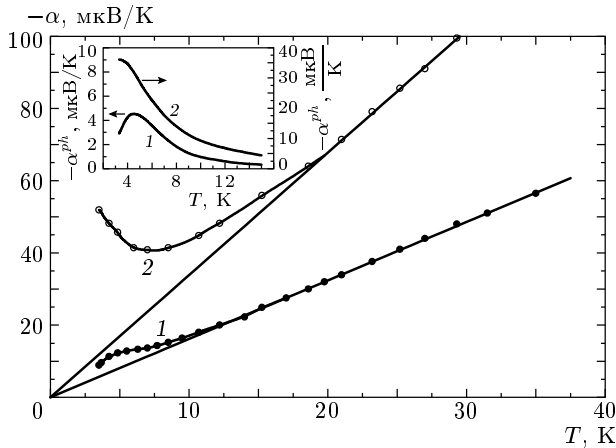


Рис. 1. Температурная зависимость термоэдс полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в нулевом магнитном поле, $\alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) (кривая 1), и в поперечном классически сильном магнитном поле, α_∞ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (кривая 2). Сплошные прямые проведены по экспериментальным данным для диффузионной термоэдс при $T > 20$ К и проэкстраполированы до температуры $T = 0$ К. На вставке приведены те же зависимости для фоновой составляющей

на которого для исследованных сплавов приведена в таблице. В результате такого поворота эллипсоидов две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями C_1 и C_3 . Электронные эллипсоиды в сплавах являются эквивалентными в соответствии с симметрией кристалла и с сильноанизотропными эффективными массами, значения которых приведены в таблице.

В работе исследовалась температурная зависимость термоэдс α_{22} ($\nabla T \parallel C_1$) на образцах полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$), в которых наблюдалась линейная температурная зависимость при $T > 18$ К. Эта зависимость характерна для полупроводника с вырожденным электронным газом, $\alpha_{22}(T) \propto kT/\zeta$, она обсуждалась в работах [7, 8]. В сплавах Bi–Sb термоэдс отклоняется от линейной зависимости при температурах ниже $T = 18$ К. В качестве примера на рис. 1 приведены такие отклонения термоэдс (кривая 1) для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. Экспериментальная величина термоэдс при $T < 18$ К превышает величину диффузионной термоэдс, которая линейно продолжена из области высоких температур $T > 18$ К в область низких температур. Это отклонение естественно связать с фоновой составляющей термоэдс. На вставке к рис. 1 представлена температурная зависимость фоновой

составляющей термоэдс (кривая 1), которая найдена вычитанием диффузионной термоэдс из полной экспериментальной величины. Фоновая термоэдс с понижением температуры от $T = 18$ К растет по степенному закону, $\alpha^{ph}(T) \propto T^{-2.8}$, и достигает максимума при $T \approx 4.5$ К, в то время как температура максимума фоновой теплопроводности несколько ниже и равна $T \approx 4$ К.

В работе также проводились измерения термоэдс $\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в поперечном магнитном поле до 18 кЭ при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Такие измерения выполнялись двумя способами. Первый способ — прямое измерение термоэдс на образце исследуемого сплава Bi–Sb при данной температуре в зависимости от дискретного значения магнитного поля, т. е. измерение термоэдс по точкам $\alpha(H) = V/\Delta T$, где V — электрическое напряжение на контактах образца для измерения термоэдс, ΔT — разность температур на этих же контактах. Второй способ состоял в записи с помощью самописца величины ΔV — изменения электрического напряжения на контактах образца для измерения термоэдс в магнитном поле. Далее вычислялось изменение термоэдс

$$\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0) = \Delta V/\Delta T$$

на образце исследуемого сплава Bi–Sb в зависимости от магнитного поля при данной температуре. В качестве примера на рис. 2 для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ приведена запись на самописце семейства кривых $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ в зависимости от магнитного поля при различных температурах.

В классически сильных магнитных полях ($\Omega\tau \gg 1$) величина $\Delta\alpha_{22}(H) = \Delta\alpha_\infty$. Здесь $\Omega = eH/(c\sqrt{M_1M_4})$ — циклотронная частота, τ — полное время релаксации электронов в сплаве, $M_i = m_i(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)$, m_i , M_i — эффективные массы электронов в сплавах Bi–Sb на дне зоны проводимости и на уровне Ферми, ε_g — энергия запрещенной зоны. На рис. 1 (кривая 2) представлены экспериментальные данные для термоэдс $\alpha_\infty = \Delta\alpha_\infty + \alpha_{22}(0)$ в классически сильном магнитном поле ($\Omega\tau \gg 1$) в зависимости от температуры. При температурах выше $T = 20$ К зависимость термоэдс α_∞ линейная и соответствует диффузионной составляющей термоэдс в классически сильном магнитном поле для полупроводников с вырожденным электронным газом [2, 7]. Экспериментальная величина изменения термоэдс $\Delta\alpha_\infty^{exp}$ в классически сильном магнитном поле совпадает с диффузионной составляющей $\Delta\alpha_\infty^{diff}$ при $T > 20$ К и линейно зависит от температуры. При низких

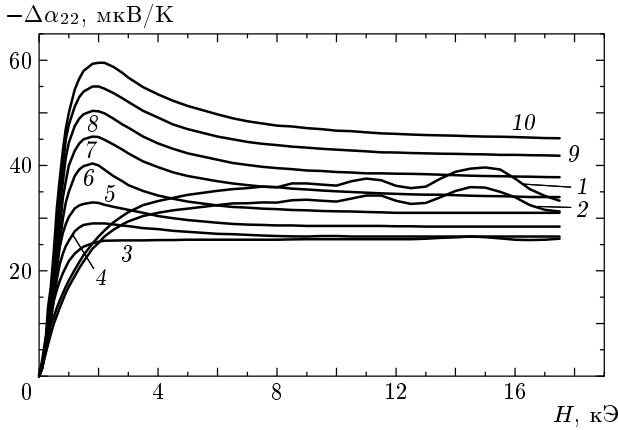


Рис. 2. Зависимость изменения термоэдс, $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$), в поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при различных температурах: 1 – 4.2; 2 – 4.8; 3 – 8.5; 4 – 10.6; 5 – 12.3; 6 – 15.4; 7 – 18.6; 8 – 21; 9 – 23.2; 10 – 25.1 К

температурах $T < 20$ К величина $\Delta\alpha_{\infty}^{exp}$ превышает $\Delta\alpha_{\infty}^{diff}$, если последнюю линейно продолжить из области температур $T > 20$ К в область низких температур.

На вставке к рис. 1 (кривая 2) представлена температурная зависимость фоновой термоэдс $\alpha_{\infty}^{ph} = \Delta\alpha_{\infty}^{ph} + \alpha^{ph}(0)$ в классически сильном магнитном поле ($\Omega\tau \gg 1$). Изменение фоновой термоэдс в этом случае находилось вычитанием диффузионной составляющей $\Delta\alpha_{\infty}^{diff}$ из экспериментальной величины $\Delta\alpha_{\infty}^{exp}$: $\Delta\alpha_{\infty}^{ph} = \Delta\alpha_{\infty}^{exp} - \Delta\alpha_{\infty}^{diff}$.

На рис. 3 для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при температурах 4.2 и 8.5 К приведены фоновые составляющие изменения термоэдс (кривые 2 и 2') в зависимости от поперечного магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel C_3$), найденные вычитанием диффузионных составляющих термоэдс (кривые 3 и 3') из экспериментальных величин $\Delta\alpha_{22}(\nabla T \parallel C_1)$ (кривые 1 и 1').

Диффузионная составляющая изменения термоэдс в поперечном магнитном поле вычислялась по формуле [8]

$$\Delta\alpha(H) = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e\zeta} \beta \left\{ 1 + \frac{\Omega^2 \tau^2 (\delta - 2) - \delta}{(1 + \Omega^2 \tau^2)(\delta + \Omega^2 \tau^2)} \right\}. \quad (1)$$

При расчетах величины $\Delta\alpha(H)$ использовались времена релаксации τ электронов в полупроводниковых сплавах Bi–Sb, найденные в результате линейной температурной экстраполяции обратного времени релаксации электронов из области высоких температур $T > 20$ К в область низких температур.

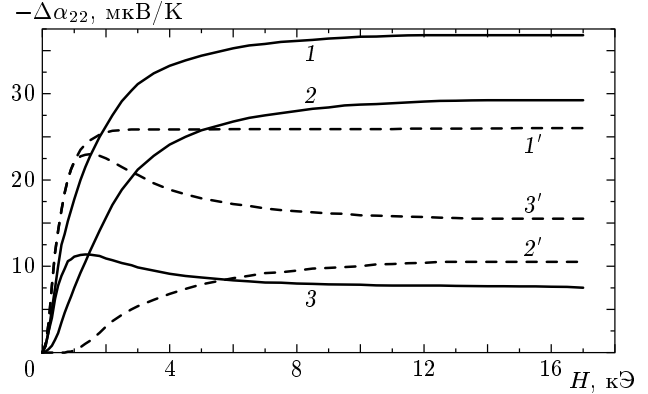


Рис. 3. Зависимость изменения термоэдс: экспериментальной, $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1$) (кривые 1 и 1'), и ее составляющих: фоновой (кривые 2 и 2') и диффузионной (кривые 3 и 3') в поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при температурах соответственно 4.2 и 8.5 К

Данные обратных времен релаксации электронов в сплавах при $T > 20$ К содержатся в работе [8]. В полупроводниковых сплавах Bi–Sb полное время τ релаксации электронов зависит от температуры и эта зависимость обусловлена составляющей времени релаксации электронов при рассеянии их на акустических фононах. Обратное время релаксации электронов линейно зависит от температуры ($\tau^{-1} \propto T$) при $T > \Theta_e = 19$ К, поскольку начиная с этих температур линейно увеличивается число фононов, взаимодействующих с электронами. Здесь $\Theta_e = 2p_F s/k$ – электронная температура Дебая и для электронного эллипсоида исследуемых сплавов изменяется в интервале $\Theta_{min} \approx 1 \text{ К} \leq \Theta_e \leq \Theta_{max} \approx 19 \text{ К}$; p_F и s – фермиевский импульс электрона и скорость звука в сплаве.

Следует отметить, что при $T < \Theta_e$ линейная температурная экстраполяция электронного времени релаксации, которая нами выполнялась, неточна. Но в то же время в сплавах существенно преобладает рассеяние электронов на примесях, а не на фононах, поэтому ошибка, внесенная такой экстраполяцией, будет мала.

Параметр β , который использовался при расчетах зависимости $\Delta\alpha(H)$ по формуле (1), находился из экспериментальных данных для диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{\infty}$ с использованием формулы [8]:

$$\Delta\alpha_{\infty} = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e\zeta} \beta. \quad (2)$$

Для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ величина $\beta = 1.35$. Исполь-

зуемый для расчета химический потенциал ζ электронов и параметр δ для исследованных образцов сплава содержатся в таблице.

В сплавах полевые зависимости диффузионной и фононной составляющих термоэдс, согласно данным, представленным на рис. 3, различаются между собой. Фононная составляющая термоэдс имеет монотонную зависимость от магнитного поля, а диффузионная составляющая — немонотонную. Наличие максимума на кривой зависимости диффузионной термоэдс в полупроводниковых сплавах Bi-Sb от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ в промежуточных магнитных полях ($\Omega\tau \approx 1$) обусловлено многодолинностью и сильной анизотропией электронного спектра [7, 8]. Следует также отметить, что диффузионная составляющая термоэдс имеет дифференциальный характер, в то время как фононная составляющая термоэдс является интегральной характеристикой, в которой особенности анизотропии электронного и фононного спектров, а также процессов релаксации электронов и фононов усредняются [8]. Поэтому фононная составляющая термоэдс в сплавах монотонно зависит от магнитного поля.

Температурная зависимость фононной термоэдс в классически сильном магнитном поле, $\alpha_\infty^{ph} = \Delta\alpha_\infty^{ph} + \alpha^{ph}(0)$, представлена кривой 2 на вставке к рис. 1 и пропорциональна $T^{-1.7}$. При этом показатель степени меньше, чем для фононной термоэдс в нулевом магнитном поле, и незначительно превышает показатель степени температурной зависимости фононной теплопроводности полупроводникового сплава Bi-Sb ($\kappa \propto T^{-1.3}$). Кривая $\alpha_\infty^{ph}(T)$ имеет максимум, температура которого ($T \approx 3.5$ К) смещена в область низких температур по отношению к температуре максимума фононной термоэдс без магнитного поля.

В том же температурном интервале на полупроводниковых сплавах Bi-Sb был измерен коэффициент поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена

$$Q = -\frac{Vl}{hH\Delta T}.$$

Здесь V , h , H и ΔT — электрическое напряжение на измерительных зондах Нернста-Эттингсгаузена на образце, расстояние между измерительными зондами на образце, напряженность поперечного магнитного поля, в которое помещен образец, и разность температур вдоль образца на расстоянии l .

В качестве примера на рис. 4 для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ приведена зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), от маг-

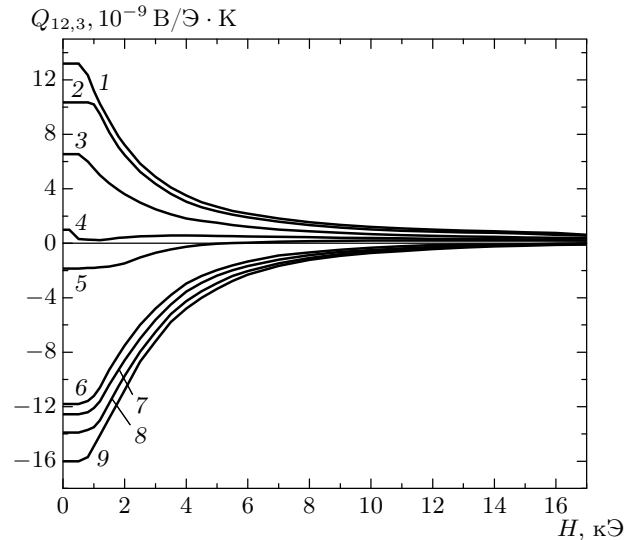


Рис. 4. Зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), от магнитного поля для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при различных температурах: 1 — 4.2; 2 — 4.8; 3 — 6.2; 4 — 8.5; 5 — 10.6; 6 — 18.6; 7 — 21; 8 — 23.2; 9 — 25.1 К

нитного поля при различных температурах. Отрицательный знак коэффициента $Q_{12,3}$ при $T > 10$ К объясняется преимущественным рассеянием электронов на акустических фононах и на флуктуационном потенциале, который возникает при флуктуации концентрации атомов Bi и Sb в сплаве («сплавной» механизм рассеяния электронов) [2, 7, 8]. Положительный знак коэффициента $Q_{12,3}$, согласно теории полупроводников с изотропным электронным спектром, можно было бы объяснить наличием преимущественного рассеяния электронов на ионизированных примесях [2].

В работе [8] нами проанализирован вклад всех механизмов рассеяния электронов в исследованных образцах полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ при температурах $T > 20$ К и при этом отмечена существенная роль сплавного механизма рассеяния. Знак коэффициента поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена отрицательный при сплавном механизме рассеяния электронов, как и при рассеянии их на акустических фононах, что и наблюдается экспериментально для $Q_{12,3}$ при $T > 10$ К. Для сплавов Bi-Sb понижение температуры не влияет на преобладающую роль сплавного механизма рассеяния электронов и, следовательно, не может привести к смене знака диффузионного коэффициента поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена.

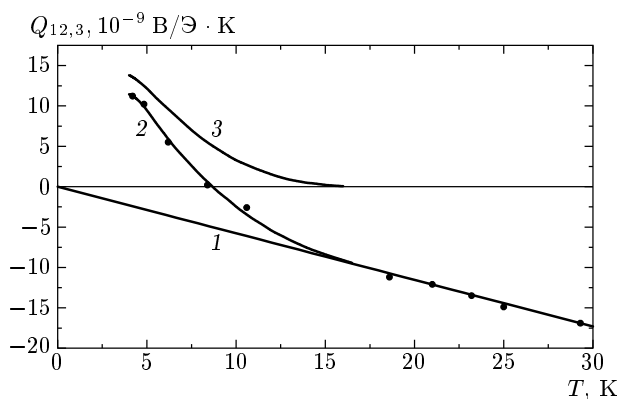


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена: экспериментального, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$) (кривая 2) и его составляющих, диффузионной (прямая 1) и фоновой (кривая 3), в постоянном магнитном поле $H = 1$ кЭ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$

В сплавах при низких температурах коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, как и термоэдс, содержит две составляющие: фоновую и диффузионную. На рис. 5 для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ приведена температурная зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), при $H = 1$ кЭ. Экспериментальные данные для $Q_{12,3}(T)$ на рисунке представлены кривой 2. При температурах выше $T = 18$ К экспериментальные данные для коэффициента $Q_{12,3}(T)$ ложатся на линейную зависимость (прямая 1), которая соответствует диффузионной составляющей. Значения для диффузионной составляющей при $T > 18$ К, как и для термоэдс, обсуждаются и сопоставляются с теоретическими данными в статьях [7, 8].

Характерной особенностью экспериментальной кривой $Q_{12,3}(T)$ в сплавах является смена знака с отрицательного при $T > 10$ К на положительный при $T < 10$ К. Кривая 3 на рис. 5 представляет разность между полной экспериментальной величиной (кривая 2) и диффузионной (прямая 1) и соответствует фоновой составляющей. Согласно теории [2], в полупроводниках с изотропным электронным спектром фоновая величина $Q_{12,3}(T) = 0$, что не объясняет наблюдаемых в эксперименте зависимостей.

На рис. 6 для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ приведены кривые температурной зависимости коэффициента $Q_{12,3}$ при различных магнитных полях. С увеличением магнитного поля увеличивается вклад фоновой составляющей по

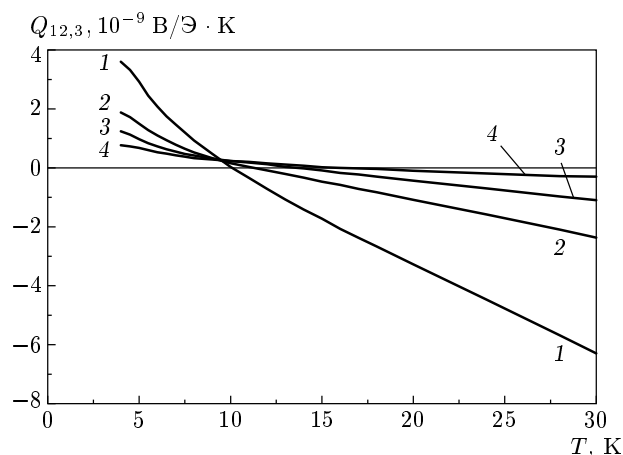


Рис. 6. Температурная зависимость экспериментального коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при различных постоянных магнитных полях: 1 — 4; 2 — 7; 3 — 10; 4 — 15 кЭ

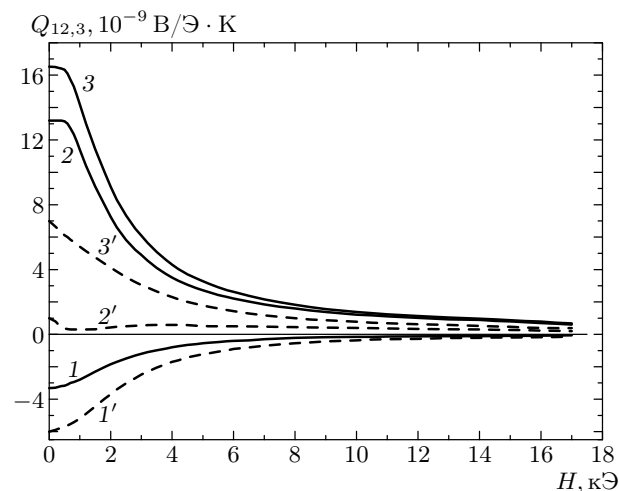


Рис. 7. Зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена: экспериментального, $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$) (кривые 2 и 2') и его составляющих, диффузионной (кривые 1 и 1') и фоновой (кривые 3 и 3'), от магнитного поля для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при температурах соответственно 4.2 и 8.5 К

сравнению с диффузионной составляющей, что приводит к смене знака коэффициента при более высоких температурах.

На рис. 7 для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при температурах 4.2 и 8.5 К приведены зависимости от магнитного поля фоновых составляющих коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена (кри-

вые 3 и $3'$), которые найдены вычитанием диффузионной составляющей коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена (кривые 1 и $1'$) из экспериментальных величин $Q_{12,3}(T)$ (кривые 2 и $2'$). Диффузионная составляющая коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена вычислялась по следующей формуле [8]:

$$Q_{12,3} = -\frac{\pi^2 k^2 T}{6\zeta} \beta \frac{(M_1 + M_4)\tau}{M_1 M_4 c(\delta + \Omega^2 \tau^2)}. \quad (3)$$

При расчетах $Q_{12,3}$ использовались времена τ релаксации электронов такие же, как и при расчетах диффузионной составляющей $\alpha_{22}(H)$ по формуле (1), найденные в работе [8]. При расчетах диффузионной составляющей $Q_{12,3}$ для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ использовался параметр $\beta = 1.35$, химический потенциал ζ и параметр δ из таблицы.

Таким образом, согласно результатам обработки экспериментальных данных для термоэдс, которые приведены в качестве примера для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$, величина фоновой термоэдс при низких температурах (вставка к рис. 1) достаточно сильно зависит от поперечного магнитного поля. Фоновая термоэдс в классически сильном магнитном поле почти на порядок превышает величину фоновой термоэдс в отсутствие магнитного поля. Согласно кинетической теории для полупроводников с изотропным электронным спектром, величина фоновой термоэдс не зависит от магнитного поля и эффект Нернста–Эттингсгаузена при фоновом увлечении отсутствует [2].

Для выяснения причин наблюдаемых особенностей фоновой термоэдс в магнитном поле и фоновой составляющей поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в полупроводниковых сплавах Bi-Sb был предпринят теоретический анализ.

4. ТЕОРИЯ ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ

Зависимость тензора фоновой термоэдс от магнитного поля находилась при решении кинетического уравнения для сильноанизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов Bi-Sb в рамках модели Лэкса:

$$\varepsilon_{\mathbf{p}} = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_g}{2}\right)^2 + \frac{\varepsilon_g}{2} \left(\frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + \frac{p_3^2}{m_3}\right)} - \frac{\varepsilon_g}{2}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ — энергия электрона с импульсом \mathbf{p} , компоненты которого вдоль осей эллипсоида равны p_1, p_2, p_3 , m_i — эффективные массы электронов в эллипсоиде.

Функция распределения для электронов находилась из решения линейризованного кинетического уравнения

$$\frac{f_{\mathbf{p}}}{\tau_e(\varepsilon_{\mathbf{p}})} = \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{2\pi}{\hbar} |C_{\mathbf{q}}|^2 n_{\mathbf{q}} \times \left\{ \left[f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}) - f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}}) \right] \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}) + \left[f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}) - f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}}) \right] \times \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}) \right\}, \quad (5)$$

где $f_{\mathbf{p}}, n_{\mathbf{q}}$ — неравновесные добавки к функциям распределения электронов и фононов, зависящие от импульса \mathbf{p} электрона и волнового вектора \mathbf{q} фонона,

$$f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}}) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta)/kT + 1]}$$

— равновесная фермиевская функция распределения электронов с химическим потенциалом ζ , $\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}$ — частота фонона с вектором \mathbf{q} для s -й ветви колебаний, $\tau_e(\varepsilon_{\mathbf{p}})$ — полное время релаксации электронов при рассеянии на фононах, ионизованных примесях и флуктуациях концентрации атомов Bi и Sb в сплаве, $C_{\mathbf{q}}$ — константа электрон-фононного взаимодействия.

Функция распределения фононов определяется из кинетического уравнения для фононов s -й ветви:

$$\frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}}{\partial \mathbf{q}} \frac{\partial N_0}{\partial T} \nabla T + \left(\frac{1}{\tau_{ph-im}(\omega_{\mathbf{q}})} + \frac{1}{\tau_{ph-e}(\omega_{\mathbf{q}})} \right) n_{\mathbf{q}} + \frac{1}{\tau_{ph-ph}(\omega_{\mathbf{q}})} \left(n_{\mathbf{q}} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{V} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}} \right) = 0, \quad (6)$$

где $N_0 = [\exp(\hbar\omega_{\mathbf{q}}/kT) - 1]^{-1}$ — равновесная функция Планка.

При решении кинетического уравнения для фононов были учтены рассеяние фононов на примесях, τ_{ph-im} , на электронах, τ_{ph-e} , и фонон-фононное рассеяние, τ_{ph-ph} . Метод Каллавея для решения кинетического уравнения позволяет учесть сохранение полного импульса при фонон-фононных столкновениях, для чего используется член со средней дрейфовой скоростью \mathbf{V} фононов. Он определяется из условия сохранения полного импульса при нормальных фонон-фононных столкновениях:

$$\sum_{s=1}^3 \int d^3 q \frac{\mathbf{q}}{\tau_{ph-ph}(\omega_{\mathbf{q}}^{(s)})} \left(n_{\mathbf{q}} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{V} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) = 0. \quad (7)$$

Приведенное выше рассмотрение не учитывает влияния неравновесной функции распределения

электронов на неравновесную функцию распределения фононов, т. е. не учитывает взаимного увлечения электронов и фононов. Этот эффект может стать существенным только тогда, когда в электронной и фононной системах взаимное рассеяние электронов и фононов является основным механизмом рассеяния. В сплавах такая ситуация маловероятна, и, согласно проведенному анализу экспериментальных данных, которое подробно выполнено в работе [8], для электронной системы эта ситуация не реализуется. В настоящей работе нас интересуют экспериментальные данные для термоэдс при более низких, чем в работе [8], температурах, когда рассеяние электронов на фононах пренебрежимо мало по сравнению со сплавным и примесным рассеяниями. Все сказанное выше позволяет нам не учитывать взаимного увлечения.

Уравнение (6) совершенно независимо от уравнения (5), и поэтому сначала решаем его, учитывая условие (7). Найденное решение подставляем в уравнение (5), в котором энергия фонона порядка kT , что много меньше средней энергии электрона, равной энергии Ферми. Это позволяет разложить правую часть уравнения (5) по $\hbar\omega_{\mathbf{q}}/\varepsilon_{\mathbf{p}}$. В результате решения кинетических уравнений (5) и (6) находим антисимметричную по импульсу электронную функцию распределения $f_{\mathbf{p}}$, пропорциональную ∇T . Это позволяет вычислить термоэлектрический тензор, являющийся коэффициентом пропорциональности между термоэлектрическим током и градиентом температуры. Как и для диффузионной составляющей, нужно просуммировать вклад в этот тензор от трех эквивалентных эллипсоидов, наклоненных к оси C_3 под углом φ . Перемножая вычисленный тензор с тензором сопротивления [2], найдем фононный тензор термоэдс в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Таким образом были определены диагональные компоненты α_{ii} фононного тензора и недиагональные компоненты $\alpha_{ij} = Q_{ij}H$, т. е. фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттинггаузена. Приведем выражение для диагональной компоненты тензора фононной термоэдс, $\alpha_{11}(H) = \alpha_{22}(H)$, в поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводниковых сплавов Bi–Sb:

$$\alpha_{11}(H) = -\frac{1}{e} \frac{3\hbar(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)}{8\rho\sqrt{[2\zeta(1 + \zeta/\varepsilon_g)]^3}} \times \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3q}{(2\pi)^2} \frac{\tau_{ph}(\Lambda_{ik}q_i l_k^{(s)})^2}{\sqrt{q_1^2/m_1 + q_2^2/m_2 + q_3^2/m_3}} \times$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{\eta}{\delta + \Omega^2\tau_e^2} \right) \times \left(q_1 \frac{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_1} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_1}{a_1} \frac{q_1^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \left(1 - \frac{\eta}{\delta + \Omega^2\tau_e^2} \right) \frac{m_4 \cos^2\varphi}{m_2} \times \left(q_2 \frac{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_2} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_2}{a_2} \frac{q_2^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \left(1 - \frac{\eta}{\delta + \Omega^2\tau_e^2} \right) \frac{m_4 \sin^2\varphi}{m_3} \times \left(q_3 \frac{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_3} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_3}{a_3} \frac{q_3^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$\delta = \frac{(m_1 + m_4)^2}{4m_1m_4}, \quad (9)$$

$$\eta = \frac{m_4^2 - m_1^2}{4m_1m_4}, \quad (10)$$

$$a_i = \int d^3q \frac{q_i^2 \tau_{ph}}{\tau_{ph-ph} \tau_R} \left(-\frac{\partial N_0}{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (11)$$

$$b_i = \int d^3q \frac{\tau_{ph}}{\tau_{ph-ph}} \left(q_i \frac{\partial\omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_i} \right) \left(\frac{\partial N_0}{\partial T} \right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (12)$$

$$\frac{1}{\tau_R(q)} = \frac{1}{\tau_{ph-im}(q)} + \frac{1}{\tau_{ph-e}(q)}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\tau_{ph}(q)} = \frac{1}{\tau_R(q)} + \frac{1}{\tau_{ph-ph}(q, T)}, \quad (14)$$

e — абсолютное значение заряда электрона; ρ — плотность сплава Bi–Sb; ζ — химический потенциал электронов; $\Omega = eH/(c\sqrt{M_1M_4})$ — циклотронная частота электронов, одинаковая для всех трех эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_3$; $M_i = m_i(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)$ — эффективные массы электронов на уровне Ферми; Λ_{ik} — тензор деформационного потенциала; \mathbf{l} — вектор поляризации s -й ветви фононов; $\tau_R(q)$ — резистивное время релаксации фононов, соответствующее релаксации импульса в фононной системе; $\tau_{ph}(q)$ — полное время релаксации фононов. Эффективная масса m_4 связана с наклоном эллипсоидов к осям C_3 и C_1 :

$$\frac{1}{m_4} = \frac{\cos^2\varphi}{m_2} + \frac{\sin^2\varphi}{m_3}. \quad (15)$$

Надо сказать, что интегрирование в формуле (8) по волновым векторам \mathbf{q} проводится в ограниченном объеме импульсов, который определяется законами

сохранения энергии и импульса для взаимодействующих электронов и фононов:

$$\frac{\hbar^2 q_1^2}{m_1} + \frac{\hbar^2 q_2^2}{m_2} + \frac{\hbar^2 q_3^2}{m_3} \leq 8\zeta \left(1 + \frac{\zeta}{\varepsilon_g}\right). \quad (16)$$

В формуле (8) под интегралом содержатся слагаемые с коэффициентами b_i/a_i , возникшие в результате учета прихода от фонон-фононных столкновений при решении фононного кинетического уравнения по методу Каллавея. Для очень чистых веществ, когда $\tau_R(q) \gg \tau_{ph}(q)$, это слагаемое, пропорциональное $\tau_R(q)$, становится очень большим, что соответствует двухступенчатому увлечению [9]. В полупроводниковых сплавах резистивное рассеяние, обусловленное рассеянием фононов на примесях, не является слабым и второе слагаемое параметрически имеет тот же порядок величины, что и первое.

Интегралы, определяющие коэффициенты a_i (11) и b_i (12), не имеют отношения к электрон-фононному взаимодействию, и поэтому ограничение (16) на объем импульсов интегрирования к ним не относится, т. е. интегрирование в (11) и (12) проводится по всему объему фононных волновых векторов.

Параметры δ (9) и η (10) являются большими по величине и сравнимыми, поскольку $m_4 \gg m_1$. Они равны $m_4/4m_1$, а их разность составляет 1/2. В результате этого для фононной термоэдс в нулевом магнитном поле основной вклад дает первое слагаемое, содержащееся в формуле (8), и формулу для $\alpha_{11}(0)$ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \alpha_{11}(0) = & -\frac{1}{e} \frac{3\hbar(1+2\zeta/\varepsilon_g)}{8\rho\sqrt{[2\zeta(1+\zeta/\varepsilon_g)]^3}} \times \\ & \times \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3q}{(2\pi)^2} \frac{\tau_{ph}(\Lambda_{ik}q_i l_k^{(s)})^2}{\sqrt{q_1^2/m_1 + q_2^2/m_2 + q_3^2/m_3}} \times \\ & \times \left[2 \left(q_1 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_1} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_1}{a_1} \frac{q_1^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ & + 2 \frac{m_1}{m_4} \frac{m_4 \cos^2 \varphi}{m_2} \left(q_2 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_2} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_2}{a_2} \frac{q_2^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \\ & \left. + 2 \frac{m_1}{m_4} \frac{m_4 \sin^2 \varphi}{m_3} \times \right. \\ & \left. \times \left(q_3 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_3} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_3}{a_3} \frac{q_3^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

В формуле (8) множители $1 \pm \eta/(\delta + \Omega^2 \tau^2)$ перед тремя слагаемыми, находящимися в квадратных скобках под знаком интеграла, в классически сильном магнитном поле имеют одинаковый коэффициент равный единице. В результате этого в сплавах

фононная термоэдс в классически сильном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ равна

$$\begin{aligned} \alpha_{\infty} = & -\frac{1}{e} \frac{3\hbar(1+2\zeta/\varepsilon_g)}{8\rho(2\zeta)^{3/2}(1+\zeta/\varepsilon_g)^{3/2}} \times \\ & \times \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3q}{(2\pi)^2} \frac{\tau_{ph}(\Lambda_{ik}q_i l_k^{(s)})^2}{\sqrt{q_1^2/m_1 + q_2^2/m_2 + q_3^2/m_3}} \times \\ & \times \left[\left(q_1 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_1} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_1}{a_1} \frac{q_1^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ & + \frac{m_4 \cos^2 \varphi}{m_2} \left(q_2 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_2} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_2}{a_2} \frac{q_2^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \\ & \left. + \frac{m_4 \sin^2 \varphi}{m_3} \times \right. \\ & \left. \times \left(q_3 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_3} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_3}{a_3} \frac{q_3^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

В изотропном вырожденном полупроводнике ограничение области (16) взаимодействия фононов с электронами определяет максимальный импульс $\sqrt{8m\zeta}$ фонона при электрон-фононном взаимодействии. Ему соответствует электронная дебаевская температура $\Theta_e = s\sqrt{8m\zeta}/k$, где s — скорость звука. В анизотропном полупроводниковом сплаве можно ограничиться двумя различными электронными дебаевскими температурами с эффективными массами $m_1 \approx m_3$ и m_2 . В результате этого $\Theta_{1e} \approx 1$ К, а $\Theta_{2e} \approx 19$ К. Однако использование некоторой средней электронной дебаевской температуры для оценки интегралов (17) и (18) представляется нам неправильным, а поэтому для вычислений используем другой способ. Пренебрегаем в условии (16) малым слагаемым с большой эффективной массой m_2 , тогда ограничение будет наложено только на волновые векторы q_1 и q_3 . Интегрирование по q_2 проводится по неограниченной области волнового вектора фононов, но из-за наличия функции распределения Планка для фононов интеграл определяется тепловым волновым вектором $kT/\hbar s$. Эта величина больше, чем максимальная величина для $q_1 = \sqrt{8m_1\zeta}/\hbar$. Поэтому в интеграле всюду, кроме корня квадратного в знаменателе, пренебрежем значениями q_1 и q_3 по сравнению с q_2 . Такой способ интегрирования учитывает, что температура находится в интервале между Θ_{1e} и Θ_{2e} . Для фононных времен релаксации при рассеянии фононов на примесях, фононов на фононах и фононов на электронах используются следующие выражения для средних тепловых импульсов:

$$\begin{aligned} 1/\tau_{ph-im} &= d_1 T^4, & 1/\tau_{ph-ph} &= d_2 T^5, \\ 1/\tau_{ph-e} &= d_3 T, \end{aligned} \quad (19)$$

где d_i — константы.

В процессы электронной релаксации дают вклад рассеяние электронов на примесях и электрон-фононное рассеяние. Времена релаксации электронов в сплавах Bi-Sb как на примесях, так и на фононах определены в [8] для температур, превышающих Θ_{2e} . В полупроводниковых сплавах от температуры зависит только электрон-фононное рассеяние, но, как отмечалось выше, при низких температурах оно незначительно по сравнению с рассеянием электронов на примесях. Поэтому при анализе температурной зависимости фононной термоэдс можно пренебречь электрон-фононным рассеянием. Выделим температурную зависимость (17) для $\alpha_{11}(0)$, используя зависимость (19) для фононных времен релаксации от температуры и температурную зависимость величин, входящих под интеграл (17): $\partial N_0/\partial \omega_{\mathbf{q}} \propto T^{-1}$ и $q \propto T$ для тепловых фононов. Температурная зависимость фононной термоэдс правее максимума определяется фонон-примесным и фонон-фононным рассеяниями и равна

$$\alpha_{11}(0) = \frac{1}{c_1 T^2 + c_2 T^3}. \quad (20)$$

В области левее максимума термоэдс определяется фонон-электронным рассеянием:

$$\alpha_{11}(0) = c_3 T^1. \quad (21)$$

Пересечение этих кривых и образует температурный максимум.

В выражении (18) для α_{∞} интеграл от первого слагаемого уменьшается в два раза по сравнению с $\alpha_{11}(0)$, но добавляется интеграл от третьего слагаемого с той же температурной зависимостью. Кроме того, добавляется интеграл от второго слагаемого, отличающегося от первого слагаемого тем, что волновой вектор q_1 заменен на тепловой вектор q_2 . При этом растет величина α_{∞} и изменяется ее температурная зависимость. Зависимость фононной термоэдс $\alpha_{\infty}(T)$ в классически сильном магнитном поле определяется преобладающим вторым слагаемым в уравнении (18) и правее максимума равняется

$$\alpha_{\infty} = \frac{1}{c_4 T + c_5 T^2} + \frac{1}{c_6 + c_7 T}. \quad (22)$$

В выражении (18) для зависимости $\alpha_{\infty}(T)$ присутствуют два слагаемых, поскольку два слагаемых под

интегралом дают разные температурные зависимости. Слева от максимума фононной термоэдс α_{∞} температурная зависимость также изменилась по сравнению с $\alpha_{11}(0)$:

$$\alpha_{\infty} = c_8 T^2 + c_9 T^3. \quad (23)$$

Сопоставляя температурные зависимости (20), (21) для $\alpha_{11}(0)$ и (22), (23) для α_{∞} убеждаемся, что температурный максимум для α_{∞} смещается в сторону низких температур по сравнению с температурой максимума для $\alpha_{11}(0)$.

Сопоставляя формулы (17) для $\alpha_{11}(0)$ и (18) для α_{∞} , можно убедиться в возможности увеличения термоэдс в классически сильных магнитных полях. Количественное определение степени этого увеличения требует численного нахождения интегралов в выражениях (17) и (18) для $\alpha_{11}(0)$ и α_{∞} . Переход от температурной зависимости (20) для $\alpha_{11}(0)$ к зависимости (22) для α_{∞} и сдвиг температурного максимума в сторону низких температур качественно соответствуют экспериментальному изменению температурной зависимости фононной термоэдс при переходе к классически сильным магнитным полям (вставка к рис. 1).

В слабом магнитном поле ($\Omega\tau \ll 1$) диффузионный коэффициент поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена для вырожденного полупроводника не зависит от магнитного поля и его знак определяется преобладающим единственным механизмом рассеяния электронов [2, 7]:

$$Q = \left(r - \frac{1}{2} - \gamma \right) \frac{\pi^2 k u}{3 e c} \frac{1 + 2\zeta/\varepsilon_g}{1 + \zeta/\varepsilon_g}. \quad (24)$$

Здесь r — параметр механизма рассеяния электронов ($r = 0$ для рассеяния электронов на акустических фононах или на точечных примесях, $r = 2$ для рассеяния на ионизованных примесях), γ — параметр, характеризующий степень непараболичности зоны, u — подвижность электронов. В полупроводниках с вырожденным электронным газом смену знака коэффициента поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена в зависимости от температуры обычно связывают с теорией диффузионного вклада в этот коэффициент, где при низких температурах может преобладать рассеяние электронов на ионизованных примесях по сравнению с рассеянием их на акустических фононах при более высоких температурах [2, 7].

Необходимо отметить, что в работе [8] нами проанализирован вклад всех механизмов рассеяния в диффузионный коэффициент поперечного

эффекта Нернста–Эттингсгаузена в полупроводниковом сплаве n -Bi–Sb и отмечена существенная роль сплавного механизма рассеяния. Знак диффузионного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена отрицательный при сплавном механизме рассеяния электронов, как и при рассеянии на акустических фононах, что и наблюдается в сплавах при $T > 10$ К. Уменьшение температуры в сплавах Bi–Sb не влияет на преобладающую роль сплавного механизма рассеяния и, следовательно, не может привести к смене знака диффузионного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена. Изменение знака коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в сплавах при $T < 10$ К остается связать с наличием увлечения электронов фононами, которое уже наблюдалось для термоэдс в сплавах Bi–Sb и обсуждалось выше. При $T < 10$ К фононная составляющая термоэдс становится преобладающей по сравнению с диффузионной.

Надо отметить, что в изотропном полупроводнике с вырожденным электронным газом коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, обусловленный увлечением электронов фононами, равен нулю [2]. Здесь физическая картина ясна без вычислений. Поскольку дополнительная сила в кинетическом уравнении для электронов, содержащаяся в правой части уравнения (5), по симметрии задачи пропорциональна величине $[(\mathbf{p} \cdot \nabla T)/m][\partial f_0/\partial \varepsilon_{\mathbf{p}}]$, зависимость от энергии коэффициента пропорциональности можно не учитывать, так как во всех величинах энергия равна энергии Ферми. Эта сила полностью аналогична силе $[(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E})/m][\partial f_0/\partial \varepsilon_{\mathbf{p}}]$, стоящей в кинетическом уравнении при расчетах отклика электронов на электрическое поле \mathbf{E} . Следовательно, термоэлектрический тензор, связывающий термоток и градиент температуры, будет пропорционален тензору проводимости. В сильном магнитном поле оба тензора существенно недиагональные. Но, перемножая термоэлектрический тензор с тензором сопротивления, мы получаем диагональный единичный тензор. Нулевые недиагональные компоненты термоэлектрического тензора указывают на равенство нулю коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

Расчет фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в полупроводнике с анизотропным электронным спектром при $\mathbf{H} \parallel C_3$ по указанному выше методу дает выражение, во многом аналогичное выражению для фононной термоэдс:

$$Q_{12,3}(H) = \frac{3\hbar(m_4 - m_1)\tau_e}{16\rho c \sqrt{[2\zeta(1 + \zeta/\varepsilon_g)]^3 m_4 m_1 (\delta + \Omega^2 \tau^2)}} \times \\ \times \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^2} \frac{\tau_{ph} (\Lambda_{ik} q_i l_k^{(s)})^2}{\sqrt{q_1^2/m_1 + q_2^2/m_2 + q_3^2/m_3}} \times \\ \times \left[- \left(q_1 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_1} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_1}{a_1} \frac{q_1^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{m_4 \cos^2 \varphi}{m_2} \left(q_2 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_2} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_2}{a_2} \frac{q_2^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{m_4 \sin^2 \varphi}{m_3} \times \right. \\ \left. \times \left(q_3 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_3} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_3}{a_3} \frac{q_3^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) \right]. \quad (25)$$

В слабом магнитном поле формула для фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена имеет следующий вид:

$$Q_{12,3}(H \rightarrow 0) = \frac{3\hbar(m_4 - m_1)\tau_e}{4\rho c \sqrt{[2\zeta(1 + \zeta/\varepsilon_g)]^3 (m_1 + m_4)^2}} \times \\ \times \sum_{s=1}^3 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^2} \frac{\tau_{ph} (\Lambda_{ik} q_i l_k^{(s)})^2}{\sqrt{q_1^2/m_1 + q_2^2/m_2 + q_3^2/m_3}} \times \\ \times \left[- \left(q_1 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_1} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_1}{a_1} \frac{q_1^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{m_4 \cos^2 \varphi}{m_2} \left(q_2 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_2} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_2}{a_2} \frac{q_2^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{m_4 \sin^2 \varphi}{m_3} \times \right. \\ \left. \times \left(q_3 \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}}{\partial q_3} \frac{\partial N_0}{\partial T} - \frac{b_3}{a_3} \frac{q_3^2}{\tau_{ph-ph}} \frac{\partial N_0}{\partial \omega_{\mathbf{q}}^{(s)}} \right) \right]. \quad (26)$$

Выражения для a_i , b_i и τ_{ph} приведены в формулах (11), (12) и (14). Фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена пропорционален разности m_4 и m_1 , а в полупроводниках с изотропным электронным спектром эта разность равна нулю. Этот результат согласуется с теорией полупроводников с изотропным электронным спектром.

Интегралы, определяющие фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, такие же, как и в выражении (8) для фононной термоэдс, но они отличаются знаками. Можно убедиться в следующем. Если величина α_{∞} растет по сравнению с $\alpha_{11}(0)$, то выражение в формуле (25) положительное. Тогда фононный коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена положительный и его величина порядка $|\alpha_{11}(H)|/H$ обеспе-

чивает его преобладание над отрицательным диффузионным коэффициентом.

Таким образом, приведенную на рис. 4–6 смену знака коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в полупроводниковых сплавах Bi–Sb при низких температурах можно связать с преобладающей ролью положительной фононной составляющей величины $Q_{12,3}$ над ее отрицательной диффузионной составляющей.

Следует также отметить, что, согласно приведенным формулам (3) и (25), диффузионный и фононный коэффициенты поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена одинаково зависят от магнитного поля, так что модуль их отношения не зависит от магнитного поля и является функцией только температуры. Поэтому температура, при которой коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена меняет знак, согласно этим формулам, не должна зависеть от магнитного поля. Это свойство модели не согласуется с экспериментом. Экспериментально (рис. 4–6) для $Q_{12,3}$ наблюдается зависимость температуры, при которой происходит смена знака, от магнитного поля. Рост магнитного поля приводит также к росту величины температуры смены знака коэффициента $Q_{12,3}$. Можно предположить, что недостаток модели связан с введением времени релаксации для электронов. Необходима теория, которая более точно учитывает воздействие оператора столкновений на неравновесную электронную функцию распределения и может объяснить зависимость температуры смены знака $Q_{12,3}$ от магнитного поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим, что причиной сильной зависимости фононной термоэдс от поперечного магнитного поля в полупроводниковых сплавах Bi–Sb является анизотропия электронного спектра. Рост фононной термоэдс в поперечном магнитном поле приводит к увеличению термоэлектрической эффективности

$Z = \alpha^2/\kappa\rho$ полупроводникового сплава (здесь κ — теплопроводность, ρ — удельное сопротивление). Например, в сплаве $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ значение Z увеличивается в 1.5 раза в магнитном поле $H = 0.3$ кЭ (по сравнению со случаем $H = 0$) при $T = 4.2$ К. Анизотропия электронного спектра в полупроводниковых сплавах обеспечивает отличие от нуля фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена. Причиной смены знака коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена с отрицательного на положительный при $T < 10$ К в полупроводниковых сплавах Bi–Sb является не изменение механизма рассеяния электронов при низких температурах по сравнению с высокими температурами, а наличие заметного по величине фононного коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Гуревич, ЖЭТФ **16**, 193, 416 (1946).
2. Б. М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках*, Наука, Москва (1985).
3. А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников*, Наука, Москва (1978).
4. Ф. Дж. Блатт, П. А. Шредер, К. А. Фойлз, Д. Грейг, *Термоэлектродвижущая сила металлов*, Металлургия, Москва (1980).
5. П. С. Зырянов, М. И. Клиггер, *Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках*, Наука, Москва (1976).
6. И. Я. Коренблит, ФТП **2**, 1425 (1968).
7. В. Д. Каган, Н. А. Редько, Н. А. Родионов, В. И. Польшин, ФТТ **42**, 1376 (2000).
8. В. Д. Каган, Н. А. Редько, Н. А. Родионов, В. И. Польшин, ЖЭТФ **122**, 377 (2002).
9. В. А. Козлов, Э. Л. Нагаев, Письма в ЖЭТФ **13**, 639 (1971); В. А. Козлов, Н. С. Лидоренко, Э. Л. Нагаев, ФТТ **15**, 1458 (1973).